

Biblioteka
Politechniki Wrocławskiej

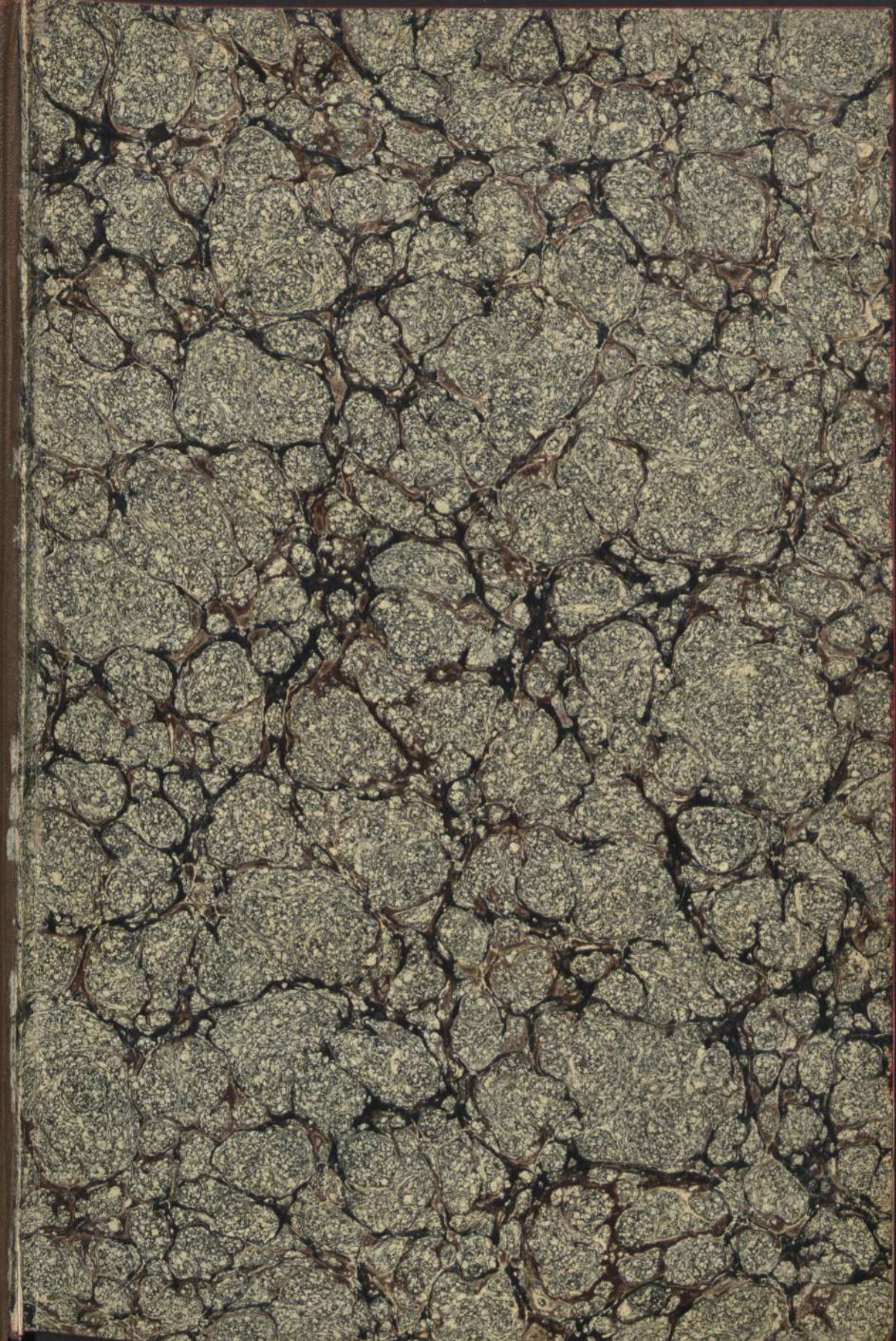
ATC WUM

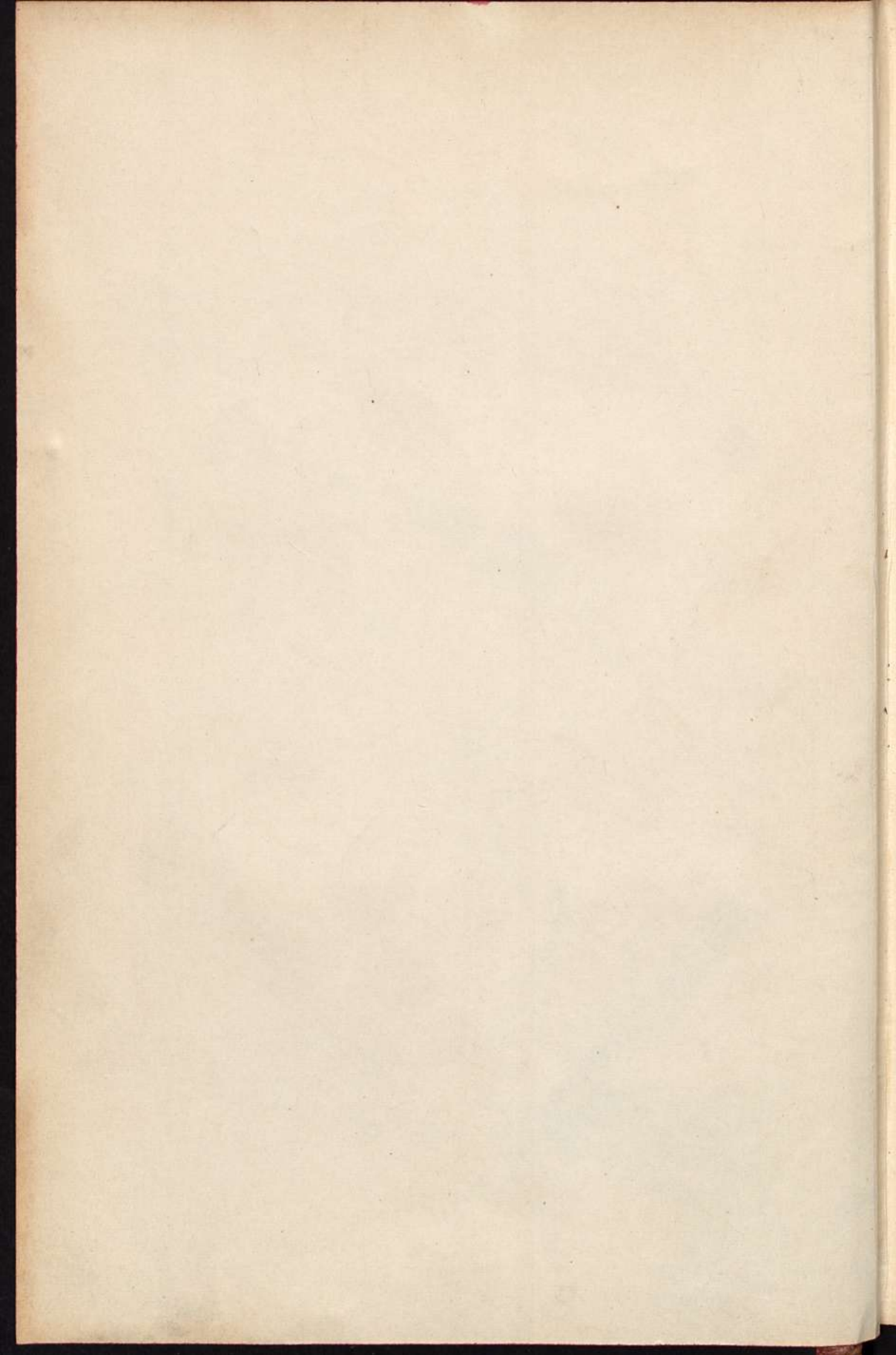
kt E 32

Biblioteka
Politechniki Wrocławskiej

E 32 kl

Archiwum





MEMBER SOCIETY

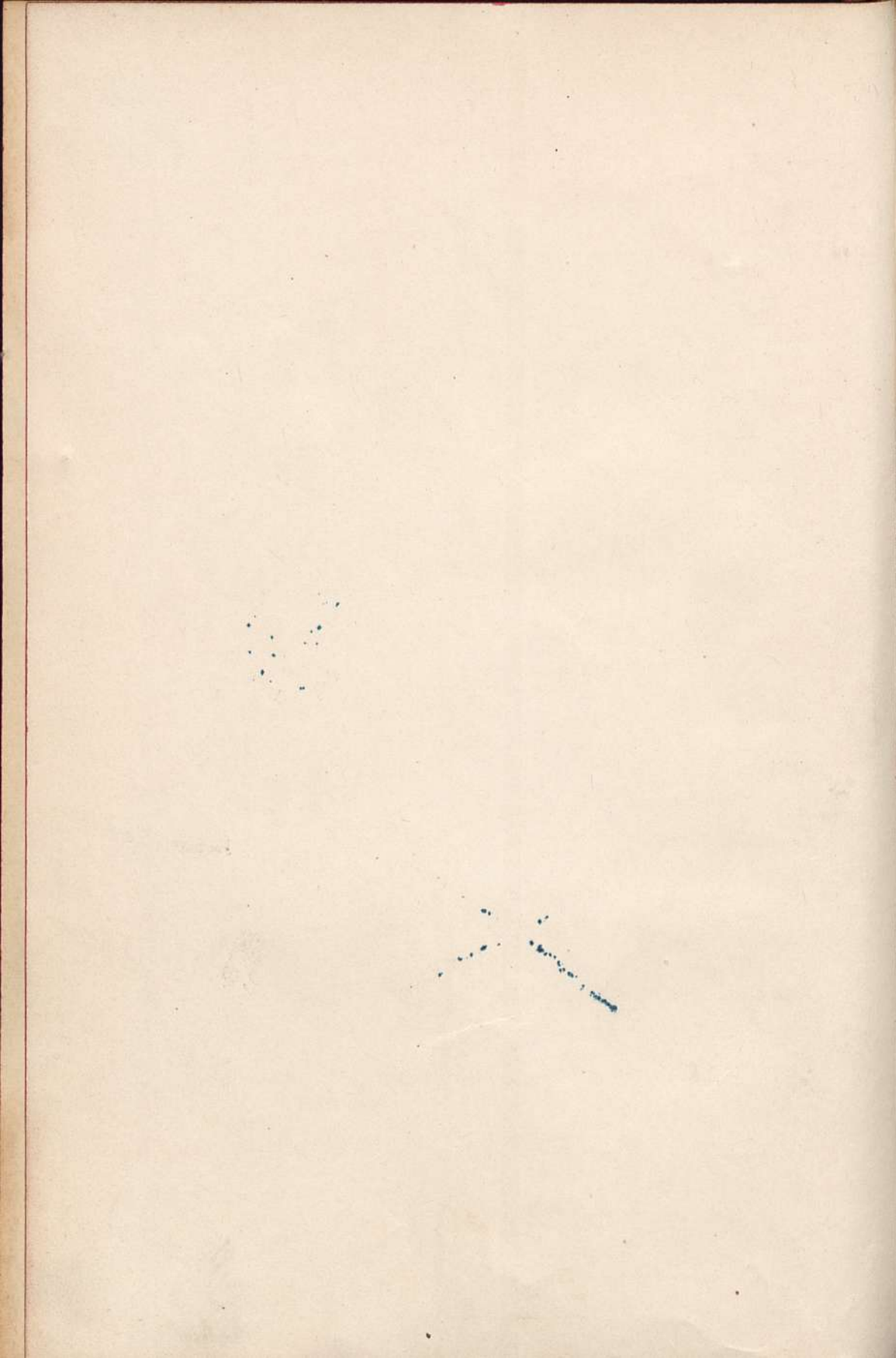
UNIVERSITY OF CHICAGO

PHYSICS DEPARTMENT

LIBRARY

CHICAGO, ILL.





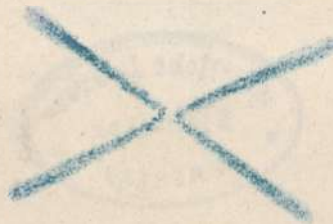
P/20

MÜLLER-POUILLETS
LEHRBUCH DER PHYSIK
UND
METEOROLOGIE

VIERTER BAND — FÜNFTES BUCH
MAGNETISMUS UND ELEKTRIZITÄT
ZWEITE UND DRITTE ABTEILUNG



MÜLLER-POLITZ
LEHRBUCH DER PHYSIK
METEOROLOGIE



E 32 kl

MÜLLER-POUILLETS LEHRBUCH DER PHYSIK UND METEOROLOGIE

ZEHNTE UMGEARBEITETE UND VERMEHRTE AUFLAGE

HERAUSGEGEBEN VON

LEOP. PFAUNDLER

EMERIT. PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT GRAZ

UNTER MITWIRKUNG VON

PROF. DR. O. LUMMER-BRESLAU (OPTIK U. STRAHLENDE WÄRME), PROF. DR. K. DRUCKER-LEIPZIG (MOLEKULARPHYSIK), PROF. DR. A. WASSMUTH-GRAZ (THERMODYNAMIK UND WARMELEITUNG), HOFRAT PROF. DR. J. VON HANN-WIEN (METEOROLOGIE), PROF. DR. W. KAUFMANN-KÖNIGSBERG (ELEKTRIZITÄTSLEHRE), PROF. DR. A. COEHN-GÖTTINGEN (ELEKTROCHEMIE), DR. A. NIPPOLDT-POTSDAM (ERDMAGNETISMUS U. ERDELEKTRIZITÄT)

VIERTER BAND — FÜNFTES BUCH

MAGNETISMUS UND ELEKTRIZITÄT

VON

WALTER KAUFMANN

ALFRED COEHN UND ALFRED NIPPOLDT

ZWEITE UND DRITTE ABTEILUNG

MIT 724 ABBILDUNGEN UND 3 TAFELN



3533

BRAUNSCHWEIG

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDR. VIEWEG & SOHN

1914



Alle Rechte,
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.

Copyright, 1914, by Friedr. Vieweg & Sohn,
Braunschweig, Germany.



Inv. 2708.

a. 2708/48

VORWORT ZUM ZWEITEN UND DRITTEN TEIL DES IV. BANDES.

Seit dem Erscheinen des zweiten Teiles (März 1912) sind mehr als $2\frac{1}{2}$ Jahre verflossen; gleichwohl dürfte der Inhalt dieses Teiles im wesentlichen auch dem heutigen Stande der Forschung entsprechen. Von wichtigeren Fortschritten, die unerwähnt blieben, sind die Weiss'sche Magnetonentheorie, das magnetische Verhalten der Körper bei allertiefsten Temperaturen sowie die Hochfrequenzmaschinen für drahtlose Telegraphie zu nennen.

Anders steht es mit dem jetzt erscheinenden dritten Teil. Jeder, der auf den hier behandelten aktuellen Gebieten der Entladung in Gasen, der Radioaktivität und aller sonstigen Zweige der Elektronenlehre gearbeitet hat, weiß ja, wie die Ergebnisse sich hier überstürzen und der gestern richtig erschienene Standpunkt heute zugunsten eines anderen verlassen werden muß, der vielleicht morgen selbst wieder unsicher wird. Trotz umfangreicher Einschreibungen bis zu den letzten Korrekturen ist deshalb eine Überholung des abgeschlossenen Textes nicht überall vermeidbar geblieben. Am wenigsten wird sich dieser Fehler bei dem vom Unterzeichneten erst zuletzt (April 1914) vollendeten Kapitel XIV (Radioaktivität) sowie bei den von Herrn Nippoldt verfaßten und im Sommer 1914 nochmals völlig revidierten Kapiteln XV und XVI bemerkbar machen. Im übrigen gestattet die nach Möglichkeit gewährte historisch entwickelnde Darstellungsweise dem Leser leicht, sich in diejenigen Modifikationen hineinzufinden, welche die neueste Forschung in der Elektronen- und Ionenlehre gezeitigt hat.

Zwei wichtige Ergebnisse neuerer und neuester Forschungsarbeit konnten leider nur streifend behandelt werden: Das Relativitätsprinzip und die Quantentheorie. Beide umfassen die gesamte Physik und bedürfen demgemäß einer sachlichen Vorbereitung schon bei der Mechanik, der Wärmelehre und der Optik. Ihre sachgemäße Behandlung im speziellen Rahmen der Elektrizitätslehre erscheint kaum möglich. Hier müssen geeignete Monographien helfend eingreifen; für das Relativitätsprinzip liegt eine solche in dem bekannten Laueschen Werk ja schon vor.

Das ausführliche Sachregister, bei dessen Bearbeitung Herr Dr. Joseph Hirsch mich freundlich unterstützte, ermöglicht es auch solche neuere Apparate und Ergebnisse, welche außerhalb des Hauptzusammenhanges erst an späterer Stelle erwähnt werden konnten, dennoch aufzufinden.

Das Namenregister, das Herr Privatdozent Dr. G. Hoffmann gütigst bearbeitet hat, mußte mit Rücksicht auf die große Anzahl der Zitate auf die bloße Angabe der Seitenzahlen beschränkt bleiben.

Königsberg, den 20. Oktober 1914.

W. Kaufmann.

VORWORT ZU KAPITEL XV UND XVI.

Zum erstenmal sind unserem Lehrbuch gesonderte Kapitel für den Erdmagnetismus und für die Erdelektrizität beigegeben. Da sie die Kenntnis aller Einzelgebiete der reinen Physik voraussetzen, sind sie an den Schluß des Gesamtwerkes gestellt worden.

Die erdmagnetische Forschung ist durch die Anwendung elektronentheoretischer Vorstellungen auf die Vorgänge der Sonnentätigkeit, der erdmagnetischen Variationen und der Polarlichter im letzten Jahrzehnt so mächtig gefördert worden, daß sich diese Wissenschaft gegenüber früheren Zeiten als ein geschlossenes Ganze enthüllt. Bei der Erdelektrizität ist dies noch nicht in gleichem Maße festzustellen; hier sind wir noch mitten im Werden der Erkenntnis, denn die Grundlage der neuen Forschung, der Nachweis der Ionisierung der Luft und Radioaktivität der Bodenluft, ist noch zu jung. Die Beobachtungskunst, die theoretische Verarbeitung des Gemessenen, selbst die Hilferfahrungen der reinen Physik unterliegen noch der Kritik. Dies, und der Umstand, daß mit den alten Vorstellungen vollkommen gebrochen werden mußte, erschwerten schon rein in pädagogischer Hinsicht die Abfassung dieses Kapitels. Hoffentlich ist es gelungen, ein überzeugendes Bild der Wissenschaft von der Erdelektrizität, so wie sie heute dasteht, zu schaffen.

Im einzelnen sei noch hervorgehoben, daß die erdmagnetische Beobachtungskunst wohl zum erstenmal an einer solchen Stelle in der Form zur Darstellung kommt, wie sie wirklich angewendet wird; auch

sind für die Zwecke des Unterrichts leicht herzustellende Hilfsvorrichtungen bekannt gegeben, noch andere Elemente zu registrieren, als nur die Deklinationsvariationen. Die meist zurückgestellte magnetische Induktion durch die Erde wird namentlich in ihrer Bedeutung für den Schiffsmagnetismus und Kompaß etwas eingehender behandelt. Alle historischen Angaben sind neu geprüft und, besonders in bezug auf den Kompaß, verbessert, wenn auch hier, wie überhaupt im ganzen übrigen Text, die neuesten, der Kritik noch nicht genügend unterworfenen Entdeckungen vorenthalten werden mußten. Den Schluß bildet der Erdstrom und ein Ausblick auf eine Gesamttheorie der magnetischen und elektrischen Erscheinungen auf der Erde.

Wo eigene Vorstellungen des Verfassers zur Sprache kommen, ist dies genügend hervorgehoben, so daß ein jeder Leser sie nach eigener Überzeugung bewerten kann.

Potsdam, den 27. Oktober 1914.

A. Nippoldt.

SCHLUSSWORT DES HERAUSGEBERS.

So wie der gestirnte Himmel niemals ein Bild gleichzeitiger Vorgänge zeigen kann, weil das Licht verschieden lange Zeiten braucht, um zu uns zu gelangen, so kann auch ein ausführliches Lehrbuch der Physik nie ein genaues Bild aller unserer momentanen Kenntnisse geben, da es eben auch Zeit braucht, bis diese zur Darstellung gelangen können. Immer wird ein Teil des zuerst Geschriebenen schon überholt sein, bis der zuletzt behandelte Teil zur Darstellung gelangt. Eine gleichzeitige Bearbeitung aller Teile der Physik durch eine genügende Anzahl von Darstellern ist aber schon deshalb ausgeschlossen, weil sich die Darstellung eines Teiles auf die der anderen stützen muß. Trotz dieser bei einer so rasch fortschreitenden Wissenschaft unvermeidlichen Schwierigkeiten sind wir überzeugt, daß unser Lehrbuch dank der Bemühungen unserer Mitarbeiter und der Verlagsanstalt seine Aufgabe in befriedigender Weise gelöst hat.

Graz, im November 1914.

L. v. Pfaundler.

INHALTSVERZEICHNIS ZUM VIERTEN BANDE.

(ZWEITE UND DRITTE ABTEILUNG.)

Achtes Kapitel.

Elektromagnetismus und Elektrodynamik.

Seite

192.	Das elektromagnetische Feld; die magnetische Schale	623
193.	Potential und Feld einer magnetischen Schale und eines Stromkreises	627
194.	Feld eines sehr langen geraden Drahtes; Gesetz von Biot und Savart	633
195.	Feld einer zylindrischen Drahtspule (Solenoid)	634
196.	Laplacesches elektromagnetisches Elementargesetz; Fernwirkung und Feldwirkung	637
197.	Elektromagnete	639
198.	Elektromagnetische Mechanismen, Telegraphie, Zeitmarkierung, selbsttätige Unterbrecher	644
199.	Elektromagnetische Strommesser	649
200.	Bewegung von Leitern im Magnetfelde; „ponderomotorische Kraft“	651
201.	Maxwellsche Spannungen am Stromleiter; Einfluß des Mediums	661
202.	Strommesser mit beweglichem Leiter	666
203.	Rotationsmechanismen	673
204.	Gegenseitige Einwirkung von Stromleitern	678
205.	Elektrodynamische Elementargesetze	683
206.	Webers elektrodynamische Messungen; Elektrodynamometer	685
207.	Magnetisches Verhalten der Körper	689
208.	Methoden zur Messung starker magnetischer Felder	695
209.	Methoden zur Messung schwacher Suszeptibilitäten	699
210.	Zahlenwerte der Suszeptibilität	705
211.	Zusammenhang zwischen Magnetisierbarkeit von Lösungen und anderen Eigenschaften	707
212.	Ferromagnetische Körper; Grundtatsachen; Meßmethoden für Stäbe und Ellipsoide	711
213.	Magnetische Hysteresis	716
214.	Der magnetische Kreis	725
215.	Schlußjochapparate zur Bestimmung von Magnetisierungskurven	729
216.	Spezielle Eigenschaften der ferromagnetischen Körper	733
217.	Einfluß der Temperatur auf den Ferromagnetismus	737
218.	Einfluß mechanischer Einwirkungen auf den Magnetismus	740
219.	Neuere Molekulartheorien des Magnetismus	742

Neuntes Kapitel.

Induktionsströme.

220.	Entstehung von Induktionsströmen; Grundtatsachen der Voltainduktion	750
221.	Magnetinduktion	753
222.	Maxwellsche, Lenzsche und Faradaysche Regel	754
223.	Faradays Elementargesetz der Induktion	756

	Seite
224. Anwendung des Energiegesetzes (Helmholtz); Berechnung der induzierten EMK in absolutem Maß; Maxwells Elementargesetz . . .	759
225. Rotierende Spule im homogenen Feld; Wechselstrom	762
226. Erdinduktor; absolute Ohmbestimmung	764
227. Induktion in körperlichen Leitern, Dämpfung von Schwingungen durch Induktion	766
228. Selbstinduktion	769
229. Verlauf der Induktionsströme; Induktionskoeffizienten	772
230. Berechnung, Einheiten und Normalien der Induktivität	776
231. Messung von Induktivitäten	779
232. Elektromagnetische Energie eines Stromkreises; scheinbare Masse; quasistationärer Zustand	782
233. Elektromagnetische Energie zweier Stromkreise; gegenseitige Induktivität	786
234. Entladung eines Kondensators; elektrische Schwingungen	788
235. Der Induktionsapparat	791
236. Der Ruhmkorffsche Funkeninduktor; Allgemeines und Theorie	793
237. Ausführungsformen des Funkeninduktors und seiner Zubehörteile	797
238. Telephon und Mikrophon	808

Zehntes Kapitel.

**Gleichstromtechnik (Erzeugung, Fortleitung und Verwendung
des elektrischen Stromes im Großbetrieb).**

239. Ältere magnetelektrische Maschinen	809
240. Der Grammesche Ring	812
241. Die dynamoelektrische Maschine von Siemens	816
242. Theorie der Dynamomaschine	818
243. Installation großer Maschinen in Zentralstationen	824
244. Fernleitungen; Bedeutung der Betriebsspannung für die Ökonomie; Dreileitersystem	826
245. Technische Ausführung der Leitungen; Sicherheitsvorschriften; Sicherungen	827
246. Akkumulatoren; Pufferbatterien	829
247. Elektromotoren; rotierende Umformer	832
248. Angenäherte Theorie des Elektromotors	835
249. Elektrizitätszähler	838
250. Die elektrische Glühlampe	840
251. Der elektrische Lichtbogen	843
252. Die Bogenlampen	847

Elftes Kapitel.

**A. Wechselstrom. B. Elektrische Schwingungen.
C. Drahtlose Telegraphie und Telephonie.**

A. Wechselstrom.

253. Allgemeines über Wechselströme	853
254. Erzeugung von Wechselströmen	854
255. Mathematisches über Sinusschwingungen	858
256. Der einfache Wechselstromkreis	865
257. Wechselstromverzweigung; Stromresonanz	874
258. Meßinstrumente für Wechselströme und Spannungen	875
259. Der Wechselstromtransformator	881
260. (Angenäherte) Theorie des Transformators	885
261. Gleichrichter für Wechselstrom	888
262. Zweiphasenstrom; Drehfeld	889
263. Dreiphasenstrom oder Drehstrom	892
264. Wechselstrommotoren	894

B. Elektrische Schwingungen.

	Seite
265. Oszillatorische Entladungen	896
266. Resonanzversuch nach Lodge; Einfluß der Dämpfung	900
267. Impedanzwirkungen; Stromverdrängung	902
268. Frequenzmesser (Wellenmesser)	905
269. Koppelungsschwingungen; Stoßerregung	907
270. Hochfrequenztransformator; Teslatransformator	909
271. Hochfrequenzfunkenstrecke	912
272. Der oszillierende Lichtbogen; Dauerschwingungen	914
273. Elektrische Wellen in Drähten	920
274. Resonanzschwingungen von Drahtkreisen; Messung der Fortpflanzungs- geschwindigkeit	923
275. Eigenschwingungen von Paralleldrähten; Oberschwingungen; stehende Wellen	928
276. Schwingungen von Drahtspulen	932
277. Zur Theorie der Wellen in Drähten	934
278. Grundlagen der Theorie freier elektrischer Wellen; Verschiebungsstrom	938
279. Theorie freier elektrischer Wellen	941
280. Beobachtung elektrischer Wellen in Luft; Thermoresonator; Reflexion; Wellenlänge	944
281. Optik elektrischer Wellen	948
282. Neuere Versuchsergebnisse über elektrische Wellen	952
283. Wandernde Kraftröhren	953
284. Scheinbare „Trägheit“ der elektrischen Kraftröhren	956
285. Konvektionsstrom	958
286. Elektromagnetische Masse bewegter Ladungen	960

C. Drahtlose Telegraphie und Telephonie.

287. Einleitung; historische Übersicht	963
288. Der Kohärer oder Fritter	965
289. Art der Wellenausbreitung; Ausführung der Antenne	966
290. Die einfache Marconischaltung	969
291. Die Braunsehe Schaltung	971
292. Der Thermodetektor	972
293. Der elektrolytische Detektor (Schlömilchzelle)	973
294. Anwendung der Wienschen Stoßerregung; System „Tönende Funken“	974
295. Gerichtete drahtlose Telegraphie	975
296. Drahtlose Telephonie	976

Zwölftes Kapitel.

Stromleitung in Gasen.

A. Selbständige Strömung.

297. Allgemeine Einleitung	977
298. Historische Übersicht	978
299. Die wichtigsten Entladungsformen	978
300. Elektrodynamik der Gase; Charakteristik	978
301. Der Lichtbogen	983
302. Zur Theorie des oszillierenden Lichtbogens	986
303. Der sprechende Lichtbogen	989
304. Funkenpotential; Verzögerung	990
305. Abhängigkeit des Funkenpotentials von Schlagweite und Gasdruck . .	992
306. Eigenschaften des Funkens	996
307. Der Glimmstrom (bei hohem Gasdruck)	998
308. Der Spitzenstrom	1001
309. Der Glimmstrom in verdünnten Gasen; Allgemeines; Versuchstechnik .	1003

	Seite
310. Messung des Potentialverlaufs	1005
311. Das Gefälle im positiven Glimmlicht; Schichten; Temperatur; Anodenfall	1007
312. Die Erscheinungen an der Kathode	1012
313. Kathodenfall; Ventilwirkungen	1015
314. Kathodenzerstäubung; Änderung des Gasinhalts	1019

B. Die elektrischen Strahlen.

315. Kathodenstrahlen	1021
316. Die Braunsche Röhre	1027
317. Reflexion der Kathodenstrahlen; Durchdringung von Materie; Lenardsches Fenster	1031
318. Wehneltkathodenstrahlen	1033
319. Elektrische Ladung der Kathodenstrahlen	1035
320. Elektronentheorie der Kathodenstrahlen	1036
321. Experimentelle Prüfung der Theorie	1041
322. Experimentelle Prüfung der Theorie (Fortsetzung)	1045
323. Kanalstrahlen; Allgemeines, positive Ladung	1048
324. Magnetische und elektrische Ablenkung; e/m und v ; Ladungswechsel	1049
325. Leuchten der Kanalstrahlen; Doppler-Stark-Effekt	1054
326. Anodenstrahlen; Striktionsstrahlen	1054
327. Photokathodenstrahlen	1056
328. Emission der Kathodenstrahlen; Ionenstoß; Ionisierung	1063
329. Absorption; Diffusion; Reflexion; Sekundärstrahlung	1064
330. Röntgenstrahlen; Röntgens erste Mitteilung	1069
331. Röntgens zweite Mitteilung	1072
332. Röntgens dritte Mitteilung	1073
333. Röntgentechnik; Härteskalen; physiologische Wirkungen	1075
334. Physikalische Meßmethoden für Röntgenstrahlen; Energiemessung; Sättigungsstrom	1078
335. Physikalische Eigenschaften der Röntgenstrahlen; Energie; Emission	1079
336. Wiechert-Stokessche Theorie der Röntgenstrahlen	1080
337. Theorie der Zerstreuung und Absorption der Röntgenstrahlen	1084
338. Experimentelle Prüfung der Bremstheorie	1087
339. Die Fluoreszenzstrahlung	1093
340. Sekundäre Elektronenstrahlen; Mechanismus der Ionisierung; Berechnung von λ	1103
341. Interferenz- und Beugung; Spiegelung	1105

C. Theorie der Gasionen.

342. Einleitung; ionisierende Ursachen	1107
343. Grundversuche mit Flammgasen	1107
344. Sättigungsstrom; Ionisierungsarbeit	1111
345. Allgemeine Theorie der Ionenbewegung	1115
346. Ermittlung der Beweglichkeit; Zahlenwerte	1119
347. Molekulartheorie der Ionenbewegung	1123
348. Diffusion der Ionen; Valenzladung	1127
349. Wiedervereinigung der Ionen	1129
350. Ionen als Kondensationskerne	1131
351. Messung des elektrischen Elementarquantums	1136
352. Thermionen; Reaktionseffekte	1139
353. Flammenionen	1147
354. Stoßionisation	1151
355. Theorie des Funkenpotentials	1159
356. Ionen beim Spitzenstrom	1161
357. Theorie des Glimmstromes und des Lichtbogens	1164

Dreizehntes Kapitel.

Elektronentheorie der Metalle.

A. Thermoelektrische Wechselwirkungen.

	Seite
358. Einleitung	1171
359. Gesetz von Wiedemann und Franz	1172
360. Molekulartheorie der Leitung in Metallen	1174
361. Thermoelektrizität; Grundtatsachen	1178
362. Abhängigkeit der Thermokraft von der Temperatur; Zahlenwerte	1181
363. Praktische Verwendung der Thermoelektrizität	1184
364. Peltiereffekt; Anwendungsversuch der Thermodynamik	1186
365. Thomsons Effekt; vollständige Thermodynamik	1188
366. Experimentelle Prüfung der Theorie; Zahlenwerte für Peltier- und Thomsons Effekt	1192
367. Elektronentheorie der thermoelektrischen Erscheinungen	1194

B. Die galvano- und thermomagnetischen Effekte.

368. Die galvano- und thermomagnetischen Effekte	1199
369. Zahlenwerte für die Quereffekte	1203
370. Die Längseffekte	1205
371. Elektronentheorie der galvano- und thermomagnetischen Effekte	1206

Vierzehntes Kapitel.

Die Radioaktivität.

372. Vorbemerkungen	1213
373. Historische Einleitung	1213
374. Klassifikation und Haupteigenschaften der Strahlen	1216
375. Magnetische Ablenkung; Natur der Strahlen; Ladung der α - und β -Strahlen	1219
376. Spezifische Ladung und Geschwindigkeit der β -Strahlen; Beziehung zur Relativtheorie	1223
377. Meßmethoden für Strahlungsintensitäten	1228
378. Experimentelle Grundlagen der Umwandlungstheorie	1229
379. Scheinbar konstante radioaktive Substanzen; radioaktives Gleichgewicht	1234
380. Allgemeine Gesetze radioaktiver Umwandlungen	1236
381. Wärmeentwicklung radioaktiver Substanzen	1242
382. Physikalische und chemische Eigenschaften des Radiums; Radiumstandard	1244
383. Abstammung und Lebensdauer des Radiums; Ionium; Uran-Radiumreihe	1245
384. Eigenschaften der Emanationen	1247
385. c/m , v und e der α -Strahlen	1251
386. Beziehungen der radioaktiven Substanzen zum Helium und Blei	1253
387. Die Reichweite der α -Strahlen; Braggsche Kurve; Komplexität des Urans; Bremsvermögen	1255
388. Theorie der Braggschen Kurve; Gesamtionisation; Reichweitenmessung	1260
389. Reichweite und Lebensdauer; Entdeckung sehr kurzlebiger Substanzen	1263
390. Wilsons Methode zur Sichtbarmachung des Weges der α -Teilchen; Ionenfäden; mangelhafte Sättigung	1265
391. Streuung der α -Teilchen; Rutherford's Atommodell	1267
392. Entstehungsweise des aktiven Niederschlags; Rückstoß	1269
393. Rückstoßstrahlen	1270
394. Analyse durch Rückstoß; verzweigter Zerfall	1270

	Seite
§ 395. Schwankungen	1272
§ 396. Emission der β -Strahlen	1272
§ 397. Durchgang der β -Strahlen durch Materie	1275
§ 398. γ -Strahlen; Emission und Absorption; Streuung	1282
§ 399. Natur der γ -Strahlen	1283
§ 400. Sekundärstrahlen	1284
§ 401. Vergleichende Tabelle der Radioelemente	1285
§ 402. Zusammenhänge mit dem periodischen System; Wertigkeit der Radioelemente	1285
§ 403. Atommodelle	1288

Fünfzehntes Kapitel.

Der Erdmagnetismus.

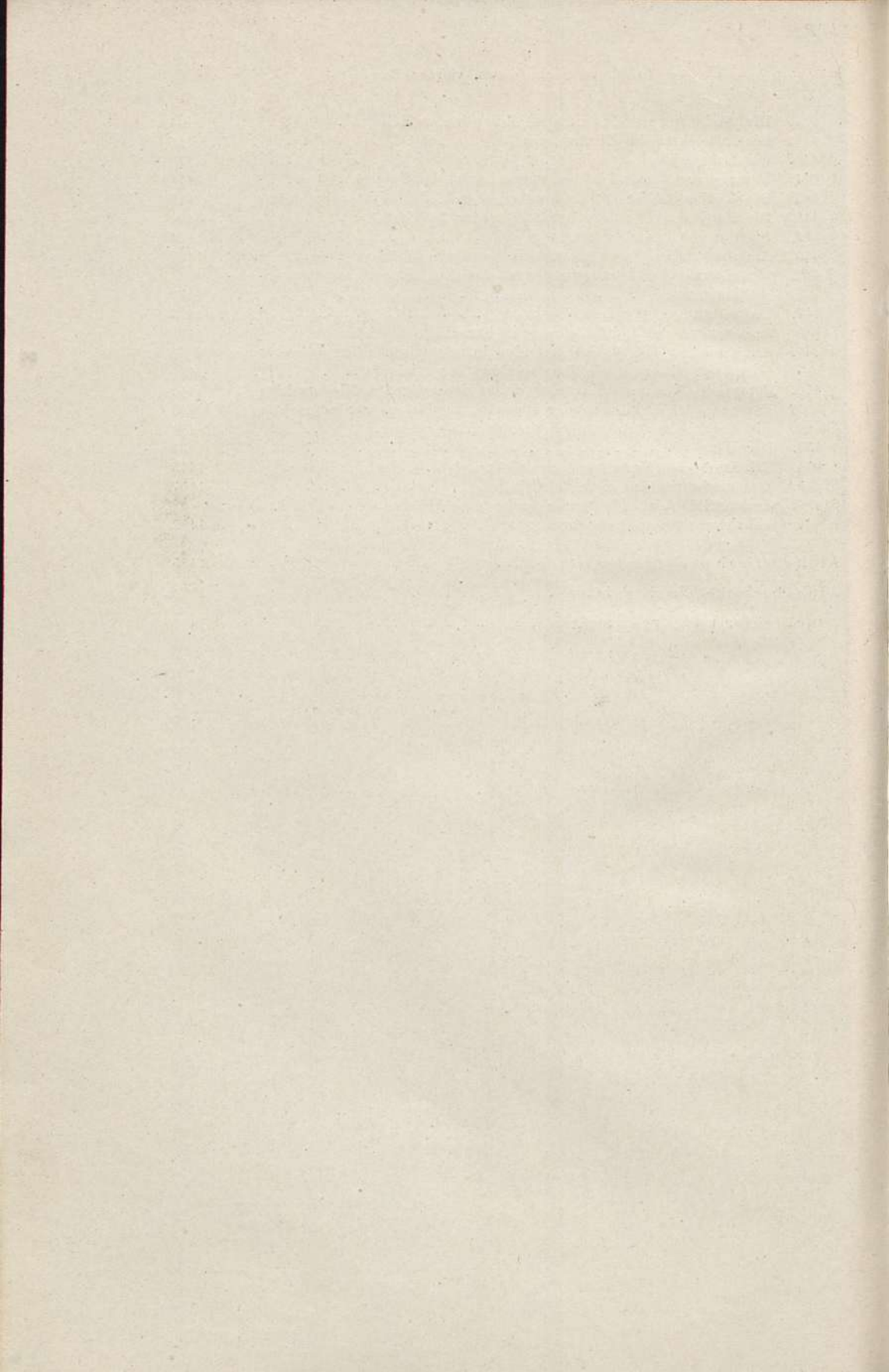
§ 404. Die Bedeutung der Erforschung des Erdmagnetismus	1295
§ 405. Die Erde ein Magnet	1296
§ 406. Erdmagnetische Deklination; der Kompaß	1297
§ 407. Magnetische Inklination	1303
§ 408. Richtende Kraft des Erdmagnetismus	1308
§ 409. Die Elemente des Erdmagnetismus; ihr Zusammenhang	1309
§ 410. Bestimmung der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus nach absolutem Maße	1310
§ 411. Bestimmung der Vertikal- und Totalintensität	1317
§ 412. Unterschied zwischen absoluten und relativen Messungen, Reisebeobachtungen, Lokalvariometer	1318
§ 413. Die Messungen der zeitlichen Veränderungen des Erdmagnetismus	1323
§ 414. Registrierende Variometer	1330
§ 415. Formelmäßige Beziehungen der Variationen	1332
§ 416. Die Sichtung des Beobachtungsmaterials durch Gauss	1334
§ 417. Die Grundzüge der Gauss'schen Theorie vom Erdmagnetismus	1337
§ 418. Die Verteilung der erdmagnetischen Elemente über die Erde	1339
§ 419. Normaler und abnormaler Magnetismus der Erde	1344
§ 420. Beteiligung vertikaler elektrischer Ströme am magnetischen Feld auf der Erde	1348
§ 421. Verteilung des Erdmagnetismus in Deutschland	1349
§ 422. Die induzierende Kraft des Erdmagnetismus	1351
§ 423. Der Schiffsmagnetismus; Deviation des Kompaß	1351
§ 424. Die säkulare Variation des beharrlichen Magnetismus	1353
§ 425. Die Säkularvariation in Europa	1358
§ 426. Der innere Aufbau der zeitlichen Variationen des Erdmagnetismus	1360
§ 427. Der durchschnittliche Gang der erdmagnetischen Variationen	1362
§ 428. Das Kraftfeld der täglichen Variation	1365
§ 429. Die Störungen	1368
§ 430. Sonnentätigkeit und Erdmagnetismus	1372
§ 431. Das Polarlicht	1373
§ 432. Die Elektronentheorie des Polarlichts	1377
§ 433. Einwirkung der Elektronenstrahlung der Sonne auf den Erdmagnetismus	1381

Sechzehntes Kapitel.

Die Erdelektrizität.

§ 434. Geschichtliches	1386
§ 435. Das elektrostatische Feld der Erde	1388
§ 436. Die Beobachtung des lufterlektrischen Potentialunterschiedes gegen die Erde	1390
§ 437. Werte des Potentialgefälles am Erdboden und seine Variationen	1399

	Seite
§ 438. Die Änderung des Potentialgefälles mit der Höhe	1404
§ 439. Die luftelektrische Zerstreung	1406
§ 440. Die Leitfähigkeit der Luft	1410
§ 441. Ursache der Ionisation der atmosphärischen Luft	1414
§ 442. Die Radioaktivität der atmosphärischen Luft und der Bodenluft . .	1416
§ 443. Die Radioaktivität der Bestandteile der Erdrinde	1420
§ 444. Die durchdringende Strahlung	1424
§ 445. Andere Quellen der Ionisation in der Atmosphäre	1427
§ 446. Einzelwerte der Zerstreung und der Einfluß der meteorologischen Elemente	1429
§ 447. Beobachtungen der Leitfähigkeit	1435
§ 448. Änderungen der Leitfähigkeit mit der Höhe	1438
§ 449. Abhängigkeit der Variationen der luftelektrischen Elemente vonein- ander; Witterungseinflüsse auf das Potentialgefälle	1439
§ 450. Potentialgefälle und Eigenelektrizität der fallenden Niederschläge . .	1442
§ 451. Versuche der Erklärung der Eigenladung fallender Niederschläge . .	1445
§ 452. Die elektrischen Strömungen in der Atmosphäre	1448
§ 453. Der Blitz	1451
§ 454. Erklärung des Bestehens eines elektrischen Feldes der Erde	1455
§ 455. Elektrische Ströme in der Erdrinde	1457
§ 456. Gesamtbild der erdelektrischen und erdmagnetischen Variationen; kritische Schlußbetrachtung	1462
Alphabetisches Namenregister	1465
Alphabetisches Sachregister	1474
Druckfehler und Ergänzungen	1491



Achtes Kapitel.

Elektromagnetismus und Elektrodynamik.

§ 192. Das elektromagnetische Feld; die magnetische Schale.

Wir haben uns im sechsten Kapitel damit begnügt, die Existenz des Magnetfeldes eines jeden elektrischen Stromes nachzuweisen; nur für zwei spezielle Fälle haben wir auch die Gestalt und Stärke des Feldes näher untersucht; für einen Kreisstrom haben wir nämlich gefunden, daß die Intensität des Feldes in seinem Mittelpunkt dem Radius des Kreises umgekehrt proportional sei; für einen geradlinigen Draht haben wir festgestellt, daß die Kraftlinien des Feldes den Strom kreisförmig umgeben. Endlich haben wir durch Definition die Stromstärke proportional der Feldstärke gesetzt und durch den Versuch gefunden, daß mehrere dicht nebeneinander verlaufende Ströme wie ein einziger Strom wirken, dessen Stärke gleich der Summe der einzelnen Stromstärken ist; dabei haben wir auch mehrfach von dem Spezialfall Gebrauch gemacht, daß zwei dicht nebeneinander verlaufende gleich starke Ströme von entgegengesetzter Richtung die Summe Null ergeben, sich also in ihrer Wirkung aufheben.

Die folgenden Untersuchungen sollen dazu dienen, die allgemeinen Gesetze für das magnetische Feld beliebig gestalteter Stromkreise¹⁾ zu ermitteln. Wir werden ein solches Feld im folgenden zum Unterschiede von den durch permanente Magnete erzeugten Feldern als ein „elektromagnetisches Feld“ bezeichnen. Dabei muß jedoch ausdrücklich betont werden, daß diese Unterscheidung lediglich praktische Bedeutung hat; ihrem Wesen nach sind die Felder beider Arten identisch.

Um Umwege zu vermeiden, wollen wir nicht ganz der historischen Entwicklung folgen, die von Fernwirkungsvorstellungen ausging und die Wirkung eines Stromleiters auf irgend einen Punkt als Summe der Einzelwirkungen von unendlich kleinen Leiterstücken darstellte, sondern zunächst den Strom als Ganzes betrachten. Die mathematische Gleichwertigkeit der „Fernwirkungsformeln“ soll dann später besonders nachgewiesen werden (s. w. u. § 196).

Wir formulieren also das Problem zunächst so:

1. Läßt sich ein beliebig gestalteter Stromkreis bezüglich seiner magnetischen Wirkungen durch einen Magneten ersetzen?
2. Wie muß dieser Magnet gestaltet sein?

¹⁾ Unter einem „Stromkreis“ verstehen wir einen ganz beliebig gestalteten, aber völlig geschlossenen Stromlauf. Hat der Stromlauf die geometrische Form eines Kreises, so nennen wir ihn „Kreisstrom“.

Zur Beantwortung der ersten Frage stehen uns, solange die zweite noch unerledigt ist, offenbar nur solche Methoden zur Verfügung, deren Ergebnisse unabhängig von der Gestalt des Magneten sind, durch den wir den Stromkreis ersetzen wollen.

In § 22 wurde gezeigt, daß für das Feld eines Magneten in einer gegen seine eigenen Dimensionen großen Entfernung relativ einfache Gesetze gelten. Ist M das Moment des Magneten, L der Abstand des betrachteten Punktes P von der Mitte des Magneten, so gilt [Gl. (8), § 22]:

$$H_1 = 2M/L^3 \quad \text{und} \quad H_2 = M/L^3 \dots \dots \dots (1)$$

je nachdem der Punkt P in der Verlängerung der magnetischen Achse oder in der Äquatorebene des Magneten liegt.

Machen wir nun die einigermaßen plausible Annahme, daß ein den Strom in seiner Feldwirkung ersetzender Magnet von ähnlichen Größenverhältnissen sei wie der Stromkreis selbst, so können wir zur Entscheidung der ersten Frage zunächst untersuchen, ob sich das Feld in genügend großer Entfernung vom Stromkreis durch Gl. (1) ausdrücken läßt. Zur Messung der Feldstärke beobachten wir genau, wie in § 23, die Ablenkung, die eine anfangs dem Erdfeld H_0 parallele Magnetnadel durch das Stromfeld H erleidet.

Erster Versuch. Wir stellen einen kreisförmigen Leiter so auf, daß seine Ebene dem magnetischen Meridian parallel ist, und stellen eine Magnetnadel mit Spiegelablesung¹⁾ im Punkt P_1 oder P_2 (Fig. 532) in der Ent-

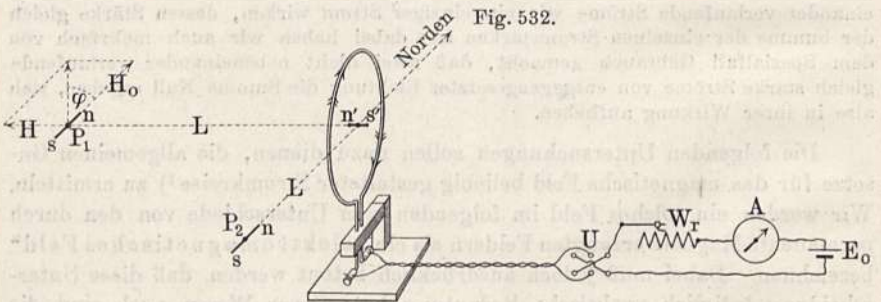


Fig. 532.

fernung L vom Mittelpunkt des Leiters auf; die beiden Stellungen entsprechen der ersten bzw. zweiten Gaußschen Hauptlage (vgl. § 22). Die Verbindung des Kreises mit den übrigen Teilen der Stromleitung, nämlich der Stromquelle E_0 , dem Amperemeter A , dem Regulierwiderstande W_t und dem Stromwender U geschieht durch eine etwa 2 m lange biegsame Doppelschnur. Durch diese Anordnung ist erreicht, daß der Kreisstrom zwecks Änderung der Entfernung L verschoben werden kann, es wird ferner der störende Einfluß der entfernteren Teile des Stromlaufs auf die Nadel möglichst verringert. Der noch übrig bleibende Fehler wird eliminiert, indem man aus den bei Umkehrung des Stromes entstehenden entgegengesetzten Ausschlägen das Mittel nimmt.

Beispiel eines ausgeführten Versuches. Skalenabstand 1180 mm, $J = 10$ Amp. = 1 CGS, Durchmesser des Kreisstromes 10 cm. Erste Hauptlage.

¹⁾ Es kann ein beliebiges Nadelgalvanometer mit einfacher Nadel benutzt werden; seine unbenutzten bleibenden Spulen können entfernt werden.

	$L = 100$	80	70	50	40	cm
Ausschlag: $n =$	2,0	4,0	5,9	16	31,3	mm
$n \cdot L^3 =$	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	$\cdot 10^6$

In der zweiten Hauptlage sind die Ausschläge durchweg halb so groß. Da die Ablenkungen klein, also die Skalenausschläge direkt den Winkeltangenten proportional sind, so folgt aus dem Versuch, daß das Stromfeld umgekehrt proportional der dritten Potenz des Abstandes L ist. Bei noch kleineren Entfernungen treten jedoch Abweichungen von diesem Gesetz ein, deren Erklärung sich weiter unten aus § 193, Gl. (15) und (16) ergibt.

Der Versuch ergibt also:

A. Ein Kreisstrom verhält sich in genügender Entfernung wie ein in seinem Mittelpunkt befindlicher kleiner Magnet $n's'$, dessen Achse mit der des Kreisstromes zusammenfällt und dessen Moment der Stromstärke proportional¹⁾ ist.

Fließt der Strom in der Richtung der in der Fig. 532 eingezeichneten Pfeile, so folgt aus dem Sinne der beobachteten Ablenkung — Nordpol in P_1 nach Westen, in P_2 nach Osten abgelenkt —, daß die Polrichtung des dem Strom äquivalenten Magneten $n's'$ ebenfalls so liegt, wie die Figur es zeigt. Bezeichnen wir die Richtung vom Süd- zum Nordende des Magneten als positiv, so erhalten wir die Regel:

B. Der Strom umkreist die positive Achse des ihm äquivalenten Magneten im Sinne des Uhrzeigers für ein in Richtung der Achse blickendes Auge.

Das Feilspanbild Fig. 533 zeigt (in natürl. Größe!) den Feldverlauf eines Kreisstromes; zur Herstellung des Bildes wird ein bei a und a' mit passenden Löchern versehenes und außerdem noch von b bis a aufgeschnittenes Papierblatt so auf den Kreisstrom aufgeschoben, daß der Draht durch a und a' senkrecht hindurchtritt²⁾.

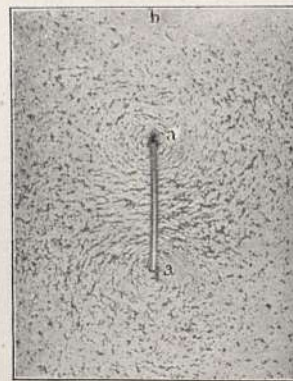


Fig. 533.

Zweiter Versuch. Wir ersetzen den Kreisstrom des ersten Versuches durch beliebig gestaltete geschlossene ebene Figuren, z. B. Dreieck, Quadrat usw. und vergleichen die bei gleicher Stromstärke erhaltenen Ausschläge.

Folgende Tabelle enthält die Resultate einer Versuchsreihe in erster Hauptlage:

Leiterform	$J = 10$ Amp.	$L = 40$ cm	
	Flächeninhalt des Leiters F	Ausschlag n mm	n/F
1. Kreis von 10 cm Durchmesser . . .	78,5	31,3	0,40
2. Quadrat von 6,4 cm Seitenlänge . .	41	16,3	0,40
3. Gleichs. Dreieck v. 8,3 cm Seitenlänge	30	12	0,40

¹⁾ Die Proportionalität mit der Stromstärke folgt aus den Ergebnissen des Kap. VI.

²⁾ Zur Herstellung von Fig. 533 ist ein Strom von etwa 40 Ampere verwandt worden. Wenn ein so starker Strom nicht zur Verfügung steht, kann man sich dadurch helfen, daß man den Kreisstrom aus mehreren Windungen herstellt.

Aus dem Versuch folgt:

C. Das Moment des einem ebenen Stromkreis äquivalenten Magneten ist der vom Stromkreis umschriebenen Fläche proportional und unabhängig von der Gestalt des Leiters.

Die gefundenen Sätze A, B und C zusammen mit der eingangs erwähnten früher gefundenen Erfahrungstatsache, daß dicht nebeneinander verlaufende entgegengesetzte Ströme von gleicher Stärke sich in ihrer Wirkung nach außen aufheben, genügen, um auch die zweite Frage zu lösen, nämlich die Frage nach der Gestalt des einem beliebigen geschlossenen Stromes im ganzen Raume außerhalb des Drahtes selbst äqui-

valenten Magneten. Die Lösung des Problems gelingt leicht mittels eines zuerst von A. M. Ampère¹⁾ angewandten Kunstgriffes:

Es sei ein ganz unregelmäßig gestalteter Stromkreis gegeben, dessen Teile auch nicht in einer Ebene zu liegen brauchen (Fig. 534), und es werde die Stärke und Richtung des Stromfeldes in einem Punkte P gesucht, der dem Stromleiter beliebig nahe liegen kann. Nur gegen die Drahtdicke sei der Abstand überall groß.

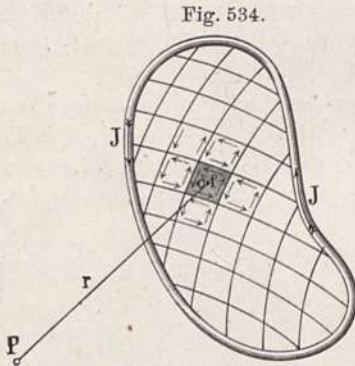


Fig. 534.

Wir denken uns jetzt eine krumme Fläche so gelegt, daß der Draht ihre Begrenzung bildet; die Fläche darf nicht durch den Punkt P gehen, sonst kann sie ganz beliebige Gestalt haben. Wir teilen die Fläche durch sich kreuzende Kurven in ein Netz von kleinen Vierecken ein; die Seiten dieser Vierecke können wir stets so klein machen, daß sie klein gegen die Entfernung r der Mitte jedes Vierecks von P sind und daß die von ihnen umgrenzten Flächenstücke δf als eben betrachtet werden können.

Denken wir uns nun jedes Viereck von einem Strom J im gleichen Sinne umflossen, wie der wirkliche Strom J im Drahte das Ganze umfließt, so fließen an jeder Vierecksseite zwei entgegengesetzt gleiche Ströme, die sich in ihrer Wirkung aufheben; nur wo der Draht selbst die Begrenzung bildet, findet keine Aufhebung statt, so daß nur die Wirkung dieser sämtlichen Randstücke, d. h. des Drahtkreises selbst, übrig bleibt. Es folgt also:

D. Jeder geschlossene Strom J kann bezüglich seiner magnetischen Wirkung durch eine beliebige Anzahl von aneinandergrenzenden Stromkreisen von der Stärke J ersetzt werden, die zusammen eine vom wirklichen Strome umrandete, sonst aber beliebig geformte Fläche ausfüllen.

Auf jede solche kleine Fläche können wir nun, da sie klein gegen r ist, unsere Sätze A bis C anwenden. Ist also δf der Inhalt einer Teilfläche, so ist sie ersetzbar durch einen Magneten vom Moment:

$$\delta M = k \delta f \cdot J \dots \dots \dots (2)$$

¹⁾ Théorie math. des phénom. électrodynamiques etc. Paris 1826. (Neudruck Paris 1883.)

wo k ein noch zu bestimmender Proportionalitätsfaktor¹⁾ ist. Da die Art der Verteilung des Magnetismus über die Fläche δf dabei ganz willkürlich ist, so wollen wir den Magnetismus in Form einer „Doppelschicht“ (Fig. 535) von der sehr kleinen Dicke h und der Dichte $+ \rho$ pro Quadratcentimeter auf der vorderen und $- \rho$ auf der hinteren Fläche verteilt denken.

Dann ist

$$M_1 = \rho \cdot h \dots \dots \dots (3)$$

das Moment pro Flächeneinheit, und es wird

$$\delta M = \delta f \cdot M_1 = k \delta f \cdot J \dots \dots (4)$$

oder

$$\underline{\underline{M_1 = k \cdot J \dots \dots \dots (5)}}$$

und

$$M = k \cdot f \cdot J \dots \dots \dots (6)$$

wo f die ganze vom Strom umrandete Fläche ist. P_0

Da es nur auf die Größe von M_1 ankommt, so können wir uns stets h beliebig klein denken, indem wir ρ entsprechend groß annehmen.

Man bezeichnet eine auf der einen Seite mit $+$ und auf der anderen mit $-$ Magnetismus derart belegte dünne Fläche, daß das Moment M_1 pro Flächeneinheit auf der ganzen Fläche das gleiche ist, als eine „magnetische Schale“ und M_1 als die „Stärke“ der Schale.

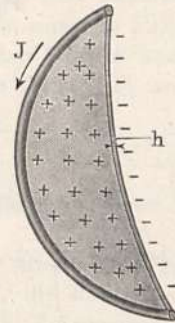
Gl. (5) besagt also:

E. Jeder geschlossene Strom J kann bezüglich seines Magnetfeldes außerhalb des Drahtes selbst durch eine vom Strom umrandete, sonst aber ganz beliebig gestaltete magnetische Schale von der „Stärke“ $M_1 = k \cdot J$ ersetzt werden.

Nur innerhalb des von beiden Seiten der Schale eingeschlossenen Raumes stellt die Schale den Feldverlauf nicht richtig dar; die Schale darf also nicht durch den gerade betrachteten Punkt gehen.

So würde man z. B. ein mit dem eines Kreisstromes identisches Magnetfeld (Fig. 533) erhalten, wenn man den Kreisstrom durch eine in ihn gerade hineinpassende ebene und homogen magnetisierte Stahlplatte ersetzte.

Fig. 535.



§ 193. Potential und Feld einer magnetischen Schale und eines Stromkreises. Von den Resultaten des vorigen Paragraphen ist wohl das auffälligste, daß die Gestalt der dem Strome äquivalenten, vom Strome umrandeten Schale ganz willkürlich ist. Wir wollen die Richtigkeit dieses Resultates noch auf anderem Wege, nämlich durch Berechnung des Potentials einer solchen Schale, beweisen.

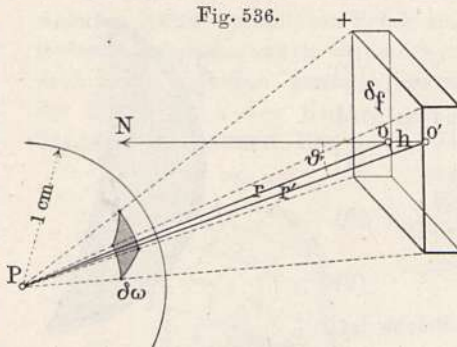
Wir betrachten (Fig. 536) ein aus einer magnetischen Schale herausgeschnittenes Stück δf . Es sei $M_1 = \rho h$, also die Vorderfläche mit $+ \rho \delta f$, die um h entfernte Hinterfläche mit $- \rho \delta f$ belegt; die Entfernungen eines Raumpunktes P von den beiden Flächen seien r und r' ; eine auf der Fläche

¹⁾ Im folgenden Paragraphen wird gezeigt werden, daß der noch unbestimmte Faktor $k = 1$ zu setzen ist.

errichtete Senkrechte ON bilde mit $O'P = r'$ den Winkel ϑ ; dann ist das Potential des Stückes der Schale im Punkte P :

$$\delta V = \frac{q \delta f}{r} - \frac{q \delta f}{r'} = q \delta f \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) \quad [\text{vgl. § 50, Gl. (8)}] \dots (1)$$

Fig. 536.



Da nun

$$r' = r + h \cdot \cos \vartheta,$$

so kann wegen der Kleinheit von h

$$\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} = \frac{r' - r}{r r'} = \frac{h \cos \vartheta}{r^2}$$

gesetzt werden und es wird:

$$\delta V = q \cdot h \cdot \frac{\delta f \cos \vartheta}{r^2} = M_1 \cdot \frac{\delta f \cos \vartheta}{r^2} \quad (2)$$

Nun ist:

$$\frac{\delta f \cdot \cos \vartheta}{r^2} = \delta \omega$$

das Stück, das eine Pyramide, die δf zur Basis und P zur Spitze hat, aus einer um P geschlagenen Kugel vom Radius 1 herauschneidet. Somit:

$$\delta V = M_1 \cdot \delta \omega \dots \dots \dots (3)$$

und

$$V = \Sigma \delta V = M_1 \omega \dots \dots \dots (4)$$

wo ω das Stück einer Kugelfläche vom Radius 1 cm, das vom Punkte P aus gesehen mit der Schale perspektivisch sich deckt (Fig. 537). Es ist klar,

daß ω nur von der Form des Randes der Schale abhängt.

Man bezeichnet ω auch als den „Körperwinkel“, unter dem die Schale von P aus gesehen erscheint.

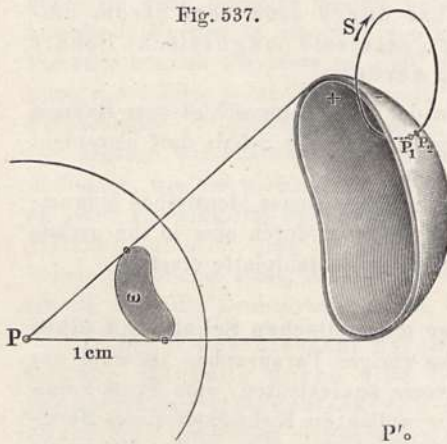
V und somit auch ω sind positiv oder negativ, je nachdem von P aus gesehen die $+$ -magnetische oder die $-$ -magnetische Seite der Schale vorn liegt.

Liegt der betrachtete Punkt so, daß sich von ihm aus einzelne Teile der Schale perspektivisch überdecken, z. B. bei P' , so ist für die sich überdeckenden Teile $\omega = 0$, da sie ja dem Punkte P' zum Teil die positive, zum

Teil die negative Seite zuwenden; diese Teile der Schale tragen dann also nichts zum Potential bei.

Aus den Eigenschaften der magnetischen Schale folgen eine Reihe von wichtigen Sätzen, die wir nachher ohne weiteres auf einen Stromkreis übertragen können. Betrachten wir z. B. zwei Punkte P_1 und P_2 (Fig. 537), die einander gegenüber auf entgegengesetzten Seiten der Schale dicht vor der Oberfläche liegen, und sind ω_1 und ω_2 die Körperwinkel der Schale in P_1 und P_2 , so ist ω_1 positiv und ω_2 negativ. Die Absolutwerte beider zusammen

Fig. 537.



ergeben wegen der beliebigen Kleinheit ihres Abstandes h die ganze Einheitskugel, so daß:

$$\omega_1 + (-\omega_2) = \omega_1 - \omega_2 = 4\pi \dots \dots \dots (5)$$

Da nun nach § 50, Gl. (4) die Potentialdifferenz zweier Punkte gleich der Arbeit ist, die bei Überführung eines Einheitspols von einem zum anderen von den Kräften des Feldes geleistet wird, so erhalten wir in unserem Falle für die Arbeit bei Überführung eines Einheitspols längs der Bahn S vom Punkte P_1 auf der positiven Seite zum gegenüberliegenden Punkte P_2 auf der negativen Seite der Schale den Wert:

$$V_+ - V_- = M_1 \cdot (\omega_1 - \omega_2) = 4\pi M_1 \dots \dots \dots (6)$$

Dieser Ausdruck ist gänzlich unabhängig von der Form des Weges S , wenn nur S den Rand der Schale umschlingt.

Die magnetische Kraftkomponente H_s in irgend einer Richtung s ist nach § 49 und 50 gleich $-\delta V/\delta s$, wo δV die Änderung, die V erleidet, wenn man den betrachteten Punkt P um die sehr kleine Strecke δs verschiebt. Die Richtung des Feldes H ist also identisch mit der Richtung der größten Abnahme von V . Auf die magnetische Schale angewandt erhalten wir somit:

$$H_s = -M_1 \cdot \delta\omega/\delta s \dots \dots \dots (7)$$

hierbei hat man sich die Einheitskugel um P , auf deren Oberfläche ja ω gemessen wird, mit P zusammen um die Strecke δs verschoben zu denken. Für die weiter unten folgenden Berechnungen spezieller Fälle ist es bequemer, wenn man nicht P und die Einheitskugel um δs , sondern was offenbar auf dasselbe hinausläuft, den Stromleiter um $-\delta s$ verschiebt.

Die Feldrichtung ist, wenn ω positiv, gleich der Richtung der stärksten Abnahme, und wenn ω negativ, gleich der Richtung der stärksten (absoluten) Zunahme von ω .

Wenn wir nun die eben gewonnenen Resultate auf einen Stromkreis anwenden wollen, so brauchen wir nur diesen durch eine von ihm umrandete Schale zu ersetzen und nach § 192, Gl. (5) $M_1 = k \cdot J$ zu setzen; dann wird:

$$H = -k \cdot J \cdot \delta\omega/\delta s \dots \dots (8)$$

Zur Bestimmung des noch unbestimmten Faktors k benutzen wir einen Kreisstrom. Für diesen hatten wir als Definition der elektromagnetischen Stromeinheit festgesetzt, daß in seinem Mittelpunkt gelten solle:

$$H_m = 2\pi J/r [\S 118, Gl. (8)] \dots \dots \dots (9)$$

Wir berechnen zunächst das Feld eines Kreisstromes AB (Fig. 538) für einen beliebigen Punkt P auf seiner Achse in der Entfernung $PM = L$ vom

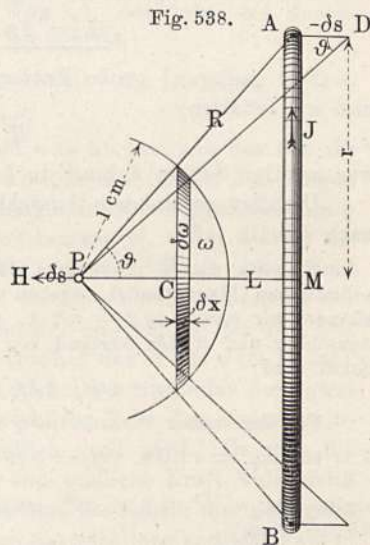


Fig. 538.

Mittelpunkt M . Eine vom Kreisstrom umrandete Fläche deckt sich perspektivisch mit der rechts vom Punkte C gelegenen Kalotte ω einer um P geschlagenen Einheitskugel. Wir erhalten die stärkste Abnahme von ω , wenn wir den Stromkreis in der Richtung $AD = -\delta s$ verschieben. Das gesuchte Feld H in P hat also die entgegengesetzte Richtung δs . Durch die Verschiebung $-\delta s$ verringert sich ω um die Kugelzone $\delta\omega$. Die Höhe δx dieser Zone ist:

$$\delta x = \frac{\delta s \cdot \sin \vartheta}{R} \cdot \sin \vartheta = \delta s \frac{r^2}{R^3} \dots \dots \dots (10)$$

Die Oberfläche der Zone ist (negativ, weil von ω in Abzug zu bringen):

$$-\delta\omega = 2\pi \delta x = 2\pi r^2 \delta s / R^3 \dots \dots \dots (11)$$

also:

$$H = -kJ\delta\omega/\delta s = k \cdot 2\pi Jr^2/R^3 \dots \dots \dots (12)$$

Lassen wir nun den Punkt P mit M zusammenfallen, so wird $R = r$ und $H = H_m$, oder:

$$H_m = k \cdot 2\pi J/r \dots \dots \dots (13)$$

dies stimmt mit Gl. (9) nur überein, wenn

$$\underline{k = 1} \dots \dots \dots (14)$$

gesetzt wird. Dann tritt an Stelle von Gl. (8):

$$\underline{H_s = -J \frac{\delta\omega}{\delta s}} \dots \dots \dots (8')$$

Das Feld in der Achse eines Kreisstroms wird:

$$\underline{H = 2\pi Jr^2/R^3 = 2J \cdot f/R^3} \dots \dots \dots (15)$$

Für genügend große Entfernungen kann R mit L vertauscht werden, und wir erhalten:

$$H = 2J \cdot f/L^3 \dots \dots \dots (16)$$

was mit den Sätzen A bis C in § 192 übereinstimmt.

Die dort gefundenen Ausschläge genügen auch ihrem absoluten Betrage nach der Gl. (16).

Beweis: Ist H_0 die Stärke des Erdfeldes, so ist die Ablenkung einer in P befindlichen Magnetnadel gegeben durch $\text{tg } \varphi = H/H_0$. Für kleine Ausschläge können wir setzen $\text{tg } \varphi = n/2A$, wo n der mit Spiegel und Skala abgelesene Ausschlag und A der Abstand von Spiegel und Skala in Skalenteilen gemessen. Somit wird:

$$n = 2A/H_0 \cdot 2Jf/L^3 \text{ oder } nL^3 = 4AJf/H_0 \dots \dots \dots (17)$$

Für den ersten Versuch im § 192, nämlich für:

$$J = 10 \text{ Amp.} = 1 \text{ CGS, } H_0 = 0,19 \text{ Gauss, } A = 1180 \text{ und } f = \frac{\pi}{4} 10^2 = 78,5 \text{ gem,}$$

ergibt dies: $n \cdot L^3 = 1,95 \cdot 10^6$, während das Mittel der beobachteten Werte gleich $2,0 \cdot 10^6$ war.

Sehr genaue Versuche dieser Art hat zuerst W. Weber¹⁾ ausgeführt, wobei er jedoch nicht die Ablenkung einer Magnetnadel, sondern einer zweiten, beweglich aufgehängten Drahtspule (s. a. w. u. § 207) beobachtete.

Die Kraftlinien einer magnetischen Schale gehen alle von der positiven Seite der Schale aus und enden an der negativen, der Rand der Schale wird

¹⁾ Elektrodynam. Maßbestimmungen 1, Abschn. 7 (1846).

also von sämtlichen Kraftlinien umschlungen. Auf einen geschlossenen Stromleiter übertragen bedeutet dieser Satz, daß sämtliche Kraftlinien den Stromleiter umschlingen, daß also die Kraftlinien des Stromfeldes geschlossene Kurven sind (vgl. Fig. 533). Der Umlaufssinn der Kraftlinien ergibt sich aus Satz B in § 192:

A. Die Kraftlinien umschlingen den Strom, der Strom umschlingt die Kraftlinien im Uhrzeigersinne für ein längs der Strom- bzw. Kraftrichtung blickendes Auge.

Die Verkettung des Stromkreises mit seinen Kraftlinien führt zu einer eigentümlichen Schwierigkeit bei der Berechnung des magnetischen Potentials im Felde eines Stromkreises. Das Feld können wir offenbar für jeden beliebigen Punkt berechnen; wir erhalten dabei niemals einen unendlichen Wert, da wir ja die den Strom ersetzende magnetische Schale immer so legen können, daß sie nicht durch den betrachteten Punkt geht.

Dies wird scheinbar anders, wenn wir die Arbeit bei Verschiebung eines Einheitspols von einem Punkte *A* nach einem Punkte *B* (Fig. 539) berechnen. Diese Arbeit ist gleich der Potentialdifferenz beider Punkte, und bei der Bewegung von *A* nach *B* dürfen wir offenbar die Lage der magnetischen Schale nicht ändern. Die Arbeit fällt aber ganz verschieden aus, je nachdem der gewählte Verschiebungsweg von *A* nach *B* die angenommene magnetische Schale nicht trifft (Weg *s*₁), oder aber sie durchschneidet (Weg *s'*). Im ersten Falle haben wir einfach:

$$(V_A - V_B)_{s_1} = J(\omega_A - \omega_B) \dots \dots \dots (18)$$

(Der Index *s* bezeichnet den genommenen Weg.)

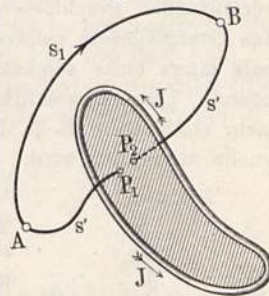
Im zweiten Falle stellt die Schale das Feld nur außerhalb des von ihr eingenommenen Raumes richtig dar. Denn zwischen den beiden Belegungen hängt der Wert des Feldes lediglich von der magnetischen Belegungsichte ρ ab, wird also unendlich groß, wenn wir bei konstantem $M_1 = \rho \cdot h = J$ die Dicke *h* der Schale Null werden lassen. Wir müssen deshalb die Arbeit längs *s'* in drei Teile zerlegen, nämlich von *A* bis *P*₁ an der Vorderseite der Schale, von *P*₁ bis *P*₂ an der Rückseite der Schale, und von *P*₂ bis *B*. Das erste Stück hat den Wert: $J(\omega_A - \omega_1)$, das dritte hat den Wert: $J(\omega_2 - \omega_B)$. Für das mittlere Stück endlich von *P*₁ bis *P*₂ dürfen wir nicht das dort ganz unbestimmte Schalenfeld, sondern nur das wirkliche Feld des Stromes einsetzen, das, wie oben gezeigt, nirgends unendlich groß wird. Da nun die Arbeit gleich Kraft mal Weg, so wird sie für eine endliche Kraft Null, wenn der Weg unendlich klein wird; d. h. wenn wir uns die Schale nur genügend dünn denken und zwischen ihren beiden Flächen das wirkliche endliche Feld in Rechnung ziehen, so bleibt nur die erste und letzte Teilarbeit übrig, und es wird:

$$(V_A - V_B)_{s'} = J(\omega_A - \omega_1) + J(\omega_2 - \omega_B) = J(\omega_A - \omega_B - 4\pi) \quad (19)$$

[vgl. Gl. (5)].

Denken wir uns jetzt einen Einheitspol zuerst längs *s*₁ von *A* nach *B* und dann längs *s'* von *B* nach *A* zurück geführt, so ist für die Arbeit längs *s'* der negative Wert von Gl. (19) einzusetzen und wir erhalten als

Fig. 539.



Gesamtarbeit die Differenz der rechten Seiten von Gl. (18) und (19), nämlich: $4\pi J$. In Worten:

B. Führt man einen positiven magnetischen Einheitspol längs einer beliebigen geschlossenen Kurve, die den Stromleiter umschlingt, einmal im Richtungssinne der Stromkraftlinien herum, so wird dabei eine Arbeit vom Betrage $4\pi J$ gewonnen. Wenn dagegen die geschlossene Bahn den Strom nicht umschlingt, so ist die Arbeit gleich Null.

Für das magnetische Potential im Felde eines Stromkreises folgt aus Satz B, daß es um ein beliebiges Vielfaches von $4\pi J$ unbestimmt ist. Es nimmt jedesmal um $4\pi J$ zu, wenn der Strom im positiven Sinne einmal umlaufen wird.

In § 39 wurde gezeigt, daß die Annahme der Existenz von ganz in Luft verlaufenden geschlossenen Kraftlinien eines permanenten Magneten gegen das Energiegesetz verstoße, weil man ja durch Herumführen eines Magnetpols längs einer solchen Kraftlinie ohne Ende Arbeit aus nichts gewinnen könne. Diese Beweisführung ist bei dem Felde eines Stromes offenbar nicht mehr stichhaltig, da ja dem Stromleiter fortwährend Energie aus der Stromquelle zugeführt wird. Die Arbeit $4\pi J$ bei jedesmaligem Umlauf um den Leiter muß hier offenbar von der Energie der Stromquelle herkommen. Wir werden später (Kap. IX) sehen, wie aus dieser Tatsache notwendig die Existenz und die Stärke der sogenannten „Induktionsströme“ erschlossen werden kann.

Da die Felder mehrerer Stromkreise sich einfach addieren, so wird die Arbeit, die bei gleichzeitiger Umlaufung mehrerer Ströme J_1, J_2 usw. gewonnen wird, offenbar gleich $4\pi(J_1 + J_2 + \dots) = 4\pi \cdot \Sigma J$.

Wir betrachten nunmehr eine geschlossene Kurve S (Fig. 540), und eine von dieser umrandete, sonst beliebig geformte Fläche f , durch welche eine beliebige Anzahl von Strömen J_1, J_2 usw. hindurchtreten, dann ist die bei Herumführung eines Einheitspols längs S gewonnene Arbeit gleich $4\pi \cdot \Sigma J$. Andererseits ist

die Arbeit gleich der längs der ganzen Kurve S gewonnenen Summe $\Sigma H_s \delta s$, wo H_s die in die Richtung von δs fallende Feldkomponente. Wir erhalten somit:

$$\underline{\underline{\Sigma H_s \delta s = 4\pi \Sigma J}} \quad \dots \dots \dots (20)$$

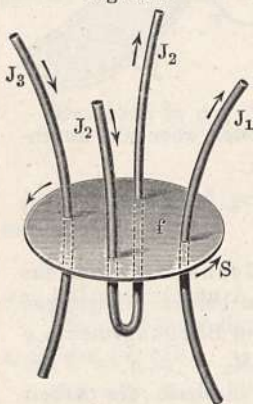
In Worten:

C. Die 4π -fache Summe der durch irgend eine Fläche hindurchtretenden Ströme ist gleich der „Liniensumme“ der magnetischen Kraft längs des Randes der Fläche.

Die Ströme sind hierbei positiv zu rechnen, wenn die Umlaufung des Randes im Sinne des Uhrzeigers für das längs des Stromes blickende Auge erfolgt. In Fig. 540 ist also J_1 positiv, J_3 negativ; J_2 , der zweimal durch die Fläche in entgegengesetzter Richtung hindurchtritt, ist gleich Null zu setzen.

Ist die rechte Seite von Gl. (20) Null, so geht die Gleichung in den im § 28 abgeleiteten Satz von der „Wirbelfreiheit“ des Kraftflusses permanenter Magnete über, da außer elektrischen Strömen und permanenten Magneten keine weiteren Ursachen magnetischer Felder bekannt sind.

Fig. 540.



Bildet man die Liniensumme ähnlich wie in § 28 für die Umrandungen der Seitenflächen eines den Koordinatenachsen parallel orientierten Einheitswürfels, so erhält man an Stelle der dortigen Gl. (12), wenn man noch mit j die Stromdichte, d. h. die Stromstärke pro Quadratcentimeter, und mit j_x, j_y, j_z deren Komponenten bezeichnet, folgende drei Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \delta_y(H_z) - \delta_z(H_y) &= 4\pi j_x \\ \delta_z(H_x) - \delta_x(H_z) &= 4\pi j_y \\ \delta_x(H_y) - \delta_y(H_x) &= 4\pi j_z \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (21)$$

Die Gl. (21) bilden die ersten drei der sechs sogenannten Maxwell-Hertzschen Gleichungen; sie bilden zusammen mit drei weiteren in Kap. IX zu entwickelnden Gleichungen die mathematische Grundlage der gesamten Theorie der Elektrizität.

§ 194. Feld eines sehr langen geraden Drahtes; Gesetz von Biot und Savart. In der Nähe eines sehr langen geraden Drahtes bilden die den Draht umschlingenden Kraftlinien nach Symmetrie konzentrische Kreise und das Feld ist längs jedes Kreises konstant (vgl. Fig. 366 in § 117).

Bildet man also längs eines solchen Kreises vom Radius a gemäß Gl. (20) des vorigen Paragraphen die Liniensumme $\Sigma H_s ds$, so fällt H_s mit H zusammen und es wird:

$$\Sigma H_s ds = H \cdot 2\pi a = 4\pi J$$

oder

$$H = \frac{2J}{a} \dots \dots \dots (1)$$

Diese Gleichung, nach der das Feld eines langen geraden Drahtes dem Abstände a vom Draht umgekehrt proportional ist, wurde zuerst von Biot und Savart¹⁾ auf experimentellem Wege gefunden und heißt nach ihnen das Biot-Savartsche Gesetz.

Zur experimentellen Prüfung bringt man einen etwa 1 m langen geraden Draht in verschiedene Entfernungen unter oder über eine möglichst kurze, dem Draht parallele Magnetnadel (etwa die Nadel einer Tangentenbussole von höchstens 1 cm Länge).

Beispiel einer Versuchsreihe: $J = 10 \text{ Amp.} = 1 \text{ CGS.}$

$a =$	3	4	6	8	10	15 cm
$\varphi =$	74°	68°	60°	53°	46°	35°
$tg \varphi =$	3,49	2,48	1,73	1,33	1,04	0,70
$a \cdot tg \varphi =$	10,5	10,9	10,4	10,6	10,4	10,5 im Mittel = 10,4

da nun $tg \varphi = H/H_0 = H/0,19$, wo H_0 das Erdfeld, so muß nach Gl. (1):

$$a \cdot tg \varphi = 2J/H_0 = 2/0,19 = 10,5$$

sein, was mit dem beobachteten Wert 10,4 gut übereinstimmt.

Gl. Maxwell²⁾ hat eine sehr empfindliche „Nullmethode“ zur Prüfung des Biot-Savartschen Gesetzes angegeben; das Prinzip der Methode geht aus Fig. 541 hervor.

Ein Magnetstab ns sei an einem Gestell befestigt, das sich um einen geradlinigen Stromleiter als Achse drehen kann; es sei O der Mittelpunkt des senkrecht durch die Zeichnungsebene hindurchtretenden Leiters. Auf ein Teilchen δm des Magneten im Abstände r vom Leiter wirkt die Kraft $H \cdot \delta m = 2J \cdot \delta m/r$. Da diese Kraft senkrecht zu r gerichtet, so übt sie um den Draht als Achse ein Drehungsmoment $rH \cdot \delta m = 2J \cdot \delta m$ aus. Das gesamte Drehungsmoment, das auf den Magneten wirkt, ist die über den ganzen Magneten erstreckte Summe:

$$2J \cdot \Sigma \delta m = 0 \dots \dots \dots (2)$$

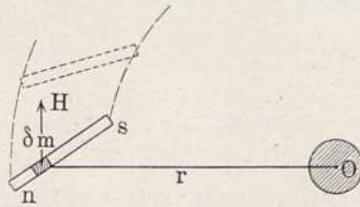
¹⁾ Ann. chim. et phys. 15, 222 (1820).

²⁾ Elektr. u. Magnet. 2, 477.

denn für jeden wirklichen Magneten ist $\sum \delta m$, das ist die Summe seines Magnetismus, gleich Null (vgl. § 19).

Ein derartig befestigter Magnet wird also von einem längs der Drehungsachse fließenden Strome nicht beeinflusst, während ein parallel damit in geringem Abstände von der Achse fließender Strom eine Ablenkung hervorruft. Über einen

Fig. 541.

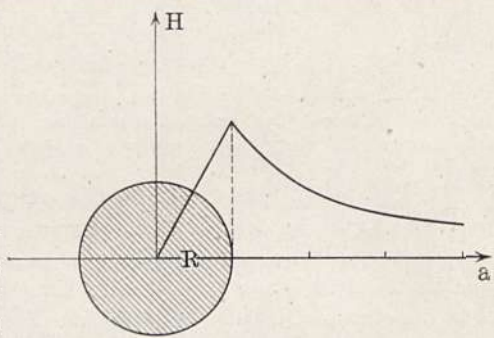


zur Ausführung des Versuches geeigneten Apparat siehe H. Ebert, „Magnetische Kraftfelder“, S. 121 (Leipzig 1905).

Einen eigentümlichen Verlauf hat das Feld im Innern eines Drahtes.

Ist der Strom J über den Querschnitt πR^2 des Drahtes gleichmäßig verteilt, so ist längs eines Kreises vom Radius $r < a$ die Liniensumme $2\pi r H = 4\pi J \cdot \pi r^2 / n R^2$ oder $H = 2Jr/R^2$. Das Feld nimmt also von der Mitte bis zur Oberfläche proportional r zu und wird an der Oberfläche ($r = R$) gleich $2J/R$, was mit Gl. (1) übereinstimmt. Fig. 542 stellt den Verlauf im Innen- und Außenraume graphisch dar.

Fig. 542.

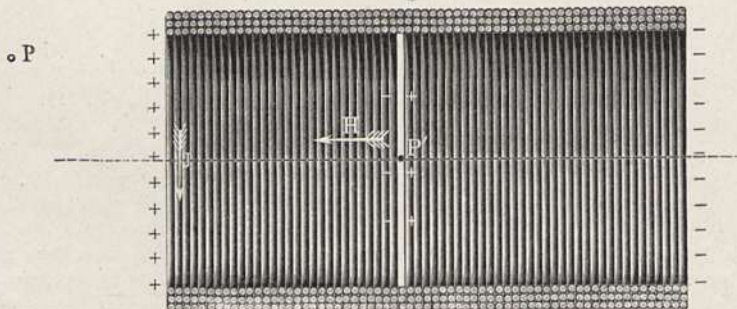


§ 195. Feld einer zylindrischen Drahtspule (Solenoid).

Von ganz besonderer praktischer Wichtigkeit ist das Feld einer länglichen Drahtspule von überall gleichem Querschnitt. Die Form des Querschnittes ist beliebig, doch wird man wohl meist der leichten Herstellung wegen die Kreisform wählen.

Die Zahl der in einer oder in mehreren Lagen dicht nebeneinander gewickelten Drahtwindungen betrage n für jeden Centimeter Länge der Spule. Die Drahtdicke und der Abstand der einzelnen Windungen seien klein gegen den Querdurchmesser der Spule. Man bezeichnet eine solche Spule nach Ampère als ein „Solenoid“ (griechisch = „röhrenförmig“).

Fig. 543.



Dann können wir uns die eine fortlaufende Spirale bildende Wicklung ohne merklichen Fehler durch lauter geschlossene Ringe ersetzen, die alle vom gleichen Strome J durchflossen werden (Fig. 543); jeder einzelne Ring wirkt dann wie eine magnetische Schale, deren Dicke h wir so wählen wollen, daß die einzelnen Schalen alle aneinander stoßen. Ihre magnetische Flächen-dichte berechnet sich wie folgt:

Die n Windungen pro Centimeter Länge mögen aus a Lagen von je b nebeneinander liegenden Drähten bestehen, so daß $n = a \cdot b$. Dann fallen a Schalen genau übereinander und ihre Gesamtstärke ist $M_1 = a \cdot J$. Damit die nebeneinander liegenden Schalen mit ihren Grenzflächen gerade aneinanderstoßen, müssen wir ihnen eine solche Dicke h geben, daß gerade b auf ein Centimeter gehen. Es ist also $h = 1/b$. Die Flächendichte ihrer magnetischen Belegung q folgt also aus der Gleichung: $M_1 = q \cdot h = q/b = a \cdot J$, oder:

$$q = abJ = n \cdot J \dots \dots \dots (1)$$

Wenn wir nun zunächst einen Punkt P außerhalb der Spule betrachten, so heben sich dort die Wirkungen aller aneinander grenzenden Schalenflächen auf und es bleibt nur die Wirkung der Endflächen übrig. Das bedeutet:

A. Eine Drahtspule mit n Windungen pro Centimeter Länge wirkt **nach außen** so, wie zwei über ihre Endquerschnitte ausgedehnte magnetische Belegungen von der Flächendichte $q = n \cdot J$.

Das Vorzeichen der Belegungen ergibt sich dem Verlauf der Kraftlinien entsprechend so, daß die vom — (Süd-)magnetischen zum + (Nord-)magnetischen Ende verlaufende positive Feldrichtung in der Spule vom Strome im Uhrzeigersinne umkreist wird (vgl. die Pfeile in Fig. 543).

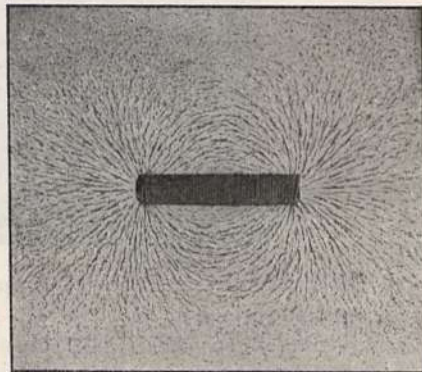
Die Spule wirkt also nach außen wie ein ihren Hohlraum ausfüllender homogener magnetisierter Magnet vom Moment:

$$M = q \cdot L = n \cdot J \cdot V \dots \dots \dots (2)$$

wo V das Volumen der Spule, q ihr Querschnitt und L ihre Länge. Eine experimentelle Prüfung kann genau so erfolgen, wie oben in § 192 für einen einfachen Drahtkreis beschrieben wurde.

Das Feilspanbild (Fig. 544 a) zeigt (in etwa halber Größe) den Feldverlauf in der Umgebung einer kleinen, auf ein Glasröhrchen gewickelten Spule von etwa 24 Windungen pro Centimeter. Der Abstand der Spulenden ist in der Figur gleich dem Polabstand in Fig. 24 gemacht, so daß der Verlauf der dort konstruierten Kraftlinien (die man sich auf Pauspapier kopiere) mit der hier experimentell erhaltenen Figur direkt verglichen werden kann. Zur Erregung diente ein Strom von etwa 40 Amp.

Fig. 544 a.



Betrachten wir nunmehr einen Punkt P' im Innern der Spule (Fig. 543), so dürfen durch diesen keine magnetischen Schalen hindurch gehen. Wir bewirken dies dadurch, daß wir uns die einzelnen Drahttringe in der Querschnittsebene von P' unendlich wenig auseinandergerückt denken. Die Spule besteht dann gleichsam aus zwei einzelnen Spulen, die bei P' aneinanderstoßen. Für jede von ihnen ist P' nunmehr ein äußerer Punkt, und die magnetische Wirkung auf P setzt sich jetzt aus der Wirkung der vier Endquerschnitte zusammen, die jeder die Dichte q haben. Wir betrachten zunächst die beiden inneren Querschnitte. Von jedem Quadratcentimeter der gedachten positiven magnetischen Fläche

würden im ganzen $4\pi q$ Kraftröhren ausgehen (vgl. § 28, Satz C), nach jeder Seite also die Hälfte $2\pi q$. Ebenso viele Kraftröhren würden in die negative Fläche einmünden, wenn diese allein vorhanden wäre. Die gesamte Kraftliniendichte zwischen den beiden Flächen ist also $4\pi q = 4\pi nJ$.

Ist die Spule sehr lang, so kann man die Wirkung der Endquerschnitte auf P' vernachlässigen und erhält als Resultat:

B. Das Feld H im Innern einer sehr langen Spule von n Windungen pro Centimeter hat die Stärke

$$H = 4\pi n J_{\text{abs.}} \quad \dots \quad (3)$$

Mißt man J in Ampere, so wird:

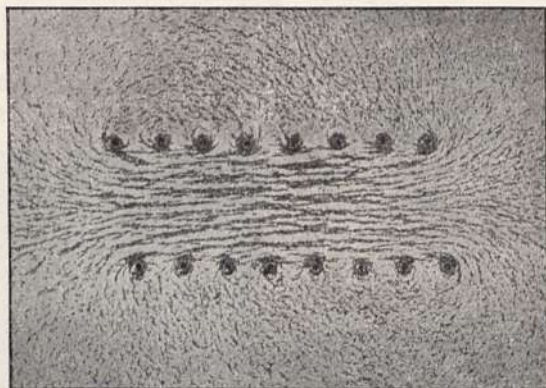
$$H = 0,4 \cdot \pi \cdot n \cdot J_{\text{Amp.}} \quad \dots \quad (3')$$

Da der betrachtete Punkt P' ganz beliebig im Innern der Spule gelegen sein kann, wenn er nur weit genug vom Ende entfernt ist, so folgt weiter, daß das Feld im Innern eines sehr langen Solenoids homogen ist.

Wegen der Homogenität seines Feldes hat das Solenoid eine große praktische Wichtigkeit bei der Ausführung magnetischer Messungen (vgl. § 33 u. w. u. § 212 u. ff.).

Das Feilspanbild (Fig. 544 b) zeigt den Feldverlauf im Innern eines aus nur wenigen weiten Windungen bestehenden Solenoids; man sieht deutlich,

Fig. 544 b.



daß die Kraftlinien im Innern der Spule in größerer Entfernung vom Ende fast parallel verlaufen, daß das Feld also fast homogen ist, obgleich hier die Grundbedingungen unserer Berechnung (enge Wickelung und sehr große Länge) noch keineswegs erfüllt sind.

Bei genauen Messungen bzw. bei kurzen Spulen muß die das Feld im Innern schwächende Wirkung der beiden Endbelegungen berücksichtigt werden. Wir verzichten hier auf eine Ausführung der Rechnung und geben nur das Resultat für einen Punkt auf der Achse einer kreisförmigen Spule an. Sind x und $L-x$ die Entfernungen des Punktes P' von den Enden und r der mittlere Radius der Windungen, so ist:

$$H = 0,2\pi nJ \left[\frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}} + \frac{(L-x)}{\sqrt{r^2 + (L-x)^2}} \right] \quad \dots \quad (4)$$

in der Mitte der Spule, also für $x = L/2$ wird:

$$H = 0,4 \cdot \pi \cdot n \cdot J \frac{L}{\sqrt{L^2 + 4r^2}} \quad \dots \quad (5)$$

oder angenähert (L groß gegen r):

$$H = 0,4 \pi n J \left(1 - \frac{2r^2}{L^2} \right).$$

Das Korrektionsglied $2r^2/L^2$ ist kleiner als $1/200$, wenn $r/L < 1/20$.

Die größten praktisch in Spulen erreichbaren Feldstärken betragen etwa 800 Gauss; bei Wasserkühlung der Spulen kommt man bis etwa 1500 Gauss (siehe Kohlrausch, Prakt. Phys., 10. Aufl., § 114).

§ 196. Laplacesches elektromagnetisches Elementargesetz; Fernwirkung und Feldwirkung. Durch Einführung des Begriffes der magnetischen Schale konnten wir zwar jedes elektromagnetische Feld erfahrungsmäßig richtig darstellen, doch fehlte dieser Darstellung jede physikalische Anschaulichkeit; letztere erreichen wir dadurch, daß wir entweder unseren Gleichungen die äußere Form von Fernwirkungsgleichungen geben, oder aber durch geeignete Erweiterung der Faraday-Maxwellschen Feldvorstellungen.

Wir beginnen mit der Entwicklung eines dem Coulombschen Gesetz nachgebildeten elektromagnetischen Fernwirkungs- oder Elementargesetzes. Nach Gl. (8') in § 193 ist die Feldkomponente in irgend einer Richtung δs :

$$H_s = -J \cdot \delta\omega / \delta s \dots \dots \dots (1)$$

wo $\delta\omega$ die Änderung des Körperwinkels ω des Stromkreises bei Verschiebung des betrachteten Punktes P in Richtung δs . Statt dessen können wir auch schreiben:

$$H_s = +J \cdot \delta\omega / \delta s \dots \dots \dots (2)$$

wenn wir den Stromkreis selbst in Richtung δs verschieben. Denken wir uns nun den Stromkreis (Fig. 545) in sehr kleine Stücke δl geteilt, so beschreiben jedes Stück bei seiner Verschiebung ein sehr kleines Parallelogramm $abcd$ mit den Seiten δl und δs , dem Flächeninhalt δf und dem Körperwinkel (von P aus gesehen) $\delta'\omega$, der gleiches oder entgegengesetztes Vorzeichen hat wie ω , je nachdem er von P aus gesehen außerhalb oder innerhalb des Stromkreises liegt. Es ist also in der Figur, falls P vor der Zeichnungsebene liegt, $abcd$ positiv und $a'b'c'd'$ negativ. Dann ist die ganze Körperwinkeländerung:

$$\delta\omega = \Sigma \delta'\omega$$

und

$$H_s = \Sigma \delta H_s = J \cdot \Sigma \delta'\omega / \delta s$$

wenn man

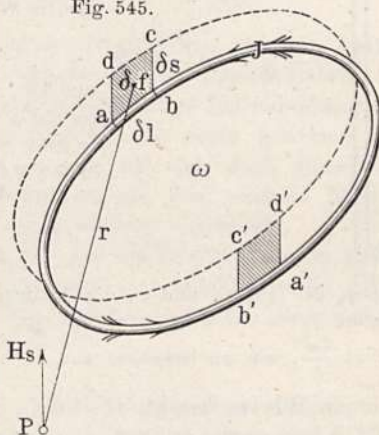
$$\delta H_s = J \cdot \delta'\omega / \delta s \dots \dots \dots (3)$$

setzt, wobei die Summe über den ganzen Stromkreis mit Berücksichtigung des Vorzeichens des einzelnen $\delta'\omega$ zu erstrecken.

Wir können uns somit H_s zusammengesetzt denken aus den in die s -Richtung fallenden Komponenten δH_s der von den einzelnen δl herrührenden Teilfelder δH .

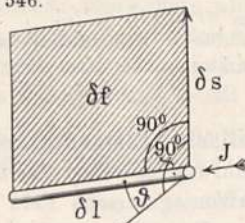
Die Richtung eines solchen Teilfeldes fällt zusammen mit derjenigen Verschiebungsrichtung δs des betrachteten Stückes δl , für welche $\delta'\omega$ von P

Fig. 545.



aus gesehen am größten erscheint. Das ist der Fall, wenn $\delta s \perp \delta l$ und $\delta s \perp r$. Ist ϑ der Winkel zwischen δl und r (Fig. 546), so wird dann:

Fig. 546.



$$\delta' \omega = \frac{\delta l \delta s \cdot \sin \vartheta}{r^2} \dots (4)$$

also die Stärke des Teilfeldes:

$$\delta H = J \frac{\delta' \omega}{\delta s},$$

oder:

$$\delta H = \frac{J \delta l}{r^2} \sin \vartheta \dots (5)$$

wobei $\delta H \perp \delta l$ und $\perp r$.

Dieses Elementargesetz ist für den Spezialfall, daß $\vartheta = 90^\circ$ von Laplace¹⁾ aus dem in § 194 besprochenen Biot-Savartschen Gesetz abgeleitet worden.

Die Verallgemeinerung für beliebige Winkel ϑ fand Biot¹⁾ auf experimentellem Wege. Es läßt sich leicht zeigen, daß Gl. (5) durch Summation über einen unendlich langen Draht zu dem Ausdruck $H = 2J/a$ führt:

Sei AB (Fig. 547) der Draht, $\sphericalangle r, a = \varphi$. Dann ist:

$$\sin \vartheta = \cos \varphi, \quad \delta l = \frac{r \delta \varphi}{\cos \varphi}$$

$$\frac{a}{r} = \cos \varphi, \quad \text{oder} \quad \frac{1}{r} = \frac{\cos \varphi}{a},$$

also in Gl. (5) eingesetzt:

$$\delta H = \frac{J}{a} \cdot \cos \varphi \delta \varphi;$$

nun ist:

$\cos \varphi \delta \varphi = \delta(\sin \varphi)$ [denn $\delta(\sin \varphi) = \sin(\varphi + \delta \varphi) - \sin \varphi = \sin \varphi \cdot \cos \delta \varphi + \sin \delta \varphi \cos \varphi - \sin \varphi$; da aber $\cos \delta \varphi = 1$ und $\sin \delta \varphi = \delta \varphi$, so wird $\delta(\sin \varphi) = \cos \varphi \delta \varphi$], also:

$$\delta H = \frac{J}{a} \cdot \delta(\sin \varphi) \quad \text{und} \quad H = \frac{J}{a} (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1),$$

wo φ_2 der größte und φ_1 der kleinste Wert von φ ist. Ist der Draht sehr lang gegen a , so wird $\varphi_2 = +90^\circ$ und $\varphi_1 = -90^\circ$, also $\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1 = 2$ und $H = \frac{2J}{a}$, was zu beweisen war.

In Worten besagt Gl. (5):

A. Das Feld eines beliebigen Stromleiters in einem Punkte P läßt sich als Resultante von Teilfeldern darstellen, die von den einzelnen kleinen Leiterstücken δl ausgehen; die Richtung jedes Teilfeldes steht senkrecht auf der von δl und der Verbindungslinie r gebildeten Ebene.

Der Richtungssinn des Feldes ergibt sich leicht aus Satz A in § 193, wenn man sich das Leiterstück nach beiden Seiten beliebig verlängert denkt.

¹⁾ Biot, Lehrbuch d. Physik 4, 189 (deutsch von G. Th. Fechner, Leipzig 1828).

Vom Standpunkt der Fernwirkungstheorie würden die Teilfelder δH in Gl. (5) als wirklich existierend gelten. Für die Maxwell-Faradaysche Anschauung haben sie nur die Bedeutung einer für stationäre Felder richtigen mathematischen Fiktion, während man sich die tatsächliche Wirkung als von Punkt zu Punkt vermittelte Nahwirkung vorstellen muß.

Vom Faraday-Maxwellschen Standpunkt aus gewinnt man ein anschauliches Bild der Feldverteilung, wenn man den Stromleiter als einen Ort betrachtet, von dem aus ringförmige Kraftröhren gleichsam nach allen Seiten in den Raum hinausgepreßt werden, solange bis der Querdruck der angesammelten Kraftröhren der Pressung seitens des Stromleiters gerade das Gleichgewicht hält. Es läßt sich nämlich durch Rechnung zeigen, daß ohne einen derartigen Druck von seiten des Stromleiters das Kraftliniengebilde zwar außerhalb des Drahtes, nicht aber innerhalb desselben im Gleichgewicht sein könnte. Es folgt dies aus dem in Fig. 542 dargestellten Feldverlauf. Außerhalb des Drahtes nimmt H und damit der Querdruck nach innen hin zu; der Überschuß des Querdrukkes von innen kompensiert, wie die Rechnung zeigt, gerade das von der Längsspannung herrührende Verkürzungsbestreben der Kraftröhren. Da nun im Innern des Drahtes das Feld nach innen hin abnimmt, so kann nur durch einen besonderen Druck des Stromes auf die Röhren das Gleichgewicht erhalten bleiben. Dieser Druck besteht nur so lange, wie der Strom fließt. Unterbricht man den Strom, so schieben sich die Kraftröhren von allen Seiten her in den Leiter hinein, um dort zu verschwinden, bis schließlich das ganze Feld Null geworden ist. Was aus der hierbei verschwindenden Feldenergie wird, kann erst in Kap. IX bei Besprechung der Induktionsströme gezeigt werden.

Die Vorstellung, daß bei Stromschluß die Kraftröhren aus dem Leiter herausquellen und bei Unterbrechung sich wieder in ihn hineinschieben, ist von Faraday¹⁾ entwickelt worden. Wenn eine derartige Individualisierung der Kraftröhren, die doch nichts sind als Symbole für einen gewissen Zustand, auch vielleicht manches gegen sich hat, so hat sich doch diese Vorstellung für das Verständnis des Induktionsgesetzes von solchem Nutzen erwiesen, daß ihre Beibehaltung durchaus gerechtfertigt erscheint.

Es ist klar, daß einem Druck des Leiters auf die Kraftröhren ein gleich großer Gegendruck der Kraftröhren auf den Leiter entsprechen muß. Über den Nachweis dieses Gegendrukkes und die daraus folgenden Bewegungsvorgänge siehe weiter unten § 202 u. 204.

§ 197. Elektromagnete. Mittels stromdurchflossener Drahtspulen lassen sich mit Leichtigkeit Felder von mehreren Hundert Gauss (vgl. § 195) herstellen, die noch dazu innerhalb eines beliebig großen Raumes praktisch als homogen zu betrachten sind; dagegen kann man mittels permanenter Magnete Felder von ähnlicher Stärke nur in sehr geringer Ausdehnung erhalten. Deshalb eignen sich solche Spulen vorzüglich, um durch magnetische Induktion weiches Eisen oder Stahl zu magnetisieren. Man erhält dabei Wirkungen, die die an permanenten Magneten beobachteten ganz außerordentlich übertreffen.

¹⁾ Exper. Unters. 2, 238 (1832).

Die Magnetisierung von Eisen- oder Stahlstäben im Innern von Stromspulen wurde durch Arago und Gay-Lussac¹⁾ bald nach Oerstedts Entdeckung der Ablenkung der Magnetnadel beobachtet.

Erster Versuch: Wir bewickeln einen Eisenstab von 1 bis 2 cm Dicke und etwa 15 cm Länge mit 100 bis 200 Windungen isolierten Drahtes von etwa 1 mm Durchmesser und schicken einen Strom von einigen Ampere hindurch. Die Stabenden ziehen Eisenfeile, Nägel, eiserne Werkzeuge, Schlüssel und dergleichen kräftig an, so daß die Gegenstände nur mit ziemlichem Kraftaufwand abgerissen werden können. Wird der Strom, während angezogene Gegenstände am Eisen hängen, unterbrochen, so fallen dieselben sofort ab. Nur von Eisenfeilspänen bleibt ein kleiner Rest hängen.

Wenn wir denselben Versuch statt mit einem Eisenstück mit einem harten Stahlstab machen, so bleibt auch nach der Unterbrechung des Stromes ein großer Teil der Körper hängen. Der Unterschied erklärt sich genau wie bei der Induktion im Felde permanenter Magnete durch die verschiedene Remanenz von Eisen und Stahl.

Das Eisenstück verhält sich also, solange der Strom in der Bewickelung fließt, wie ein Magnet; man bezeichnet eine derartige Kombination eines Eisenkerns mit einer vom Strom durchflossenen Drahtwicklung als einen „Elektromagnet“.

Aus den früher gegebenen Regeln für die Feldrichtung eines Stromkreises (vgl. § 193, Satz A) ergibt sich die Polrichtung des Elektromagneten der Fig. 548 entsprechend:

A. Blickt man von außen auf den Südpol, so fließt der Strom in Richtung des Uhrzeigers; blickt man von außen auf den Nordpol, so fließt der Strom entgegen dem Uhrzeiger.

An Stelle der direkten Bewickelung eines Eisenstabes eignet sich besser eine feste Spule aus Holz oder Messing (Fig. 549), in die der Stab hinein-

Fig. 548.

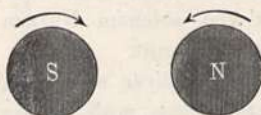
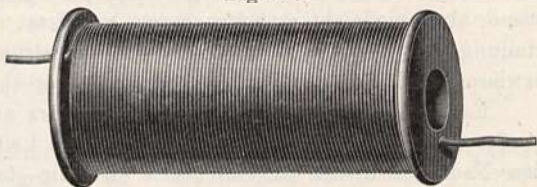


Fig. 549.



gesteckt wird. Die Art der Bewickelung richtet sich nach den verfügbaren Stromstärken und Spannungen. Für die meisten Zwecke ausreichend sind vier Lagen etwa 1 mm starken isolierten Drahtes, von dem etwa 7 Windungen in jeder Lage auf 1 cm gehen. Es ist also [vgl. § 195, Gl.(3)] $n = 28$ und $H = 0,4 \cdot \pi \cdot 28 \cdot J_{\text{Amp.}} = 35 \cdot J_{\text{Amp.}}$. Mit $J = 6$ Amp. erhält man also etwa $H = 200$ Gauss.

Da die magnetische Induktion in Eisen und Stahl für Felder über 200 Gauss nur noch wenig wächst (vgl. Fig. 89 u. w. u. § 212), so erreicht man mit einem derartigen Felde praktisch bereits die Grenze der möglichen magnetischen Induktion.

¹⁾ Ann. chim. et phys. 15, 93 (1820).

Schiebt man einen Eisenstab nur wenige Centimeter weit in die senkrecht gehaltene Spule hinein, so wird er bei Stromschluß mit großer Gewalt in die Spule hineingerissen und bleibt in der Mitte schweben. Die Erscheinung folgt aus Satz A in § 43, nach dem sich jeder paramagnetische Körper nach Stellen größter Feldstärke hinbewegt (Anwendung siehe weiter unten § 199).

Um Stricknadeln (für die im Kap. I beschriebenen Versuche) zu magnetisieren, kann man eine Spule aus etwa $\frac{1}{2}$ mm dickem Draht auf ein Glasröhrchen wickeln; die Wickelung muß einige Centimeter länger sein als die Nadel; da der Strom nur etwa 1 Sekunde geschlossen zu werden braucht, so tritt auch bei Strömen von etwa 10 bis 20 Amp. keine schädliche Erwärmung des Drahtes ein.

Eine ältere Form eines Elektromagneten von großer Tragkraft zeigt Fig. 550¹⁾. Wenn die Polenden des hufeisenförmigen Elektromagneten und

Fig. 550.

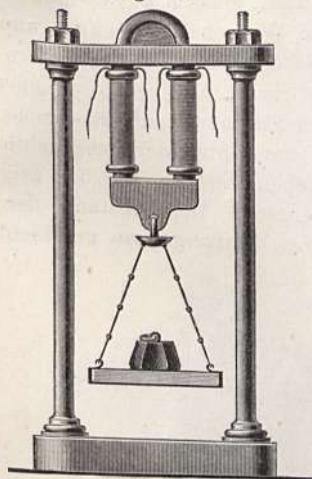
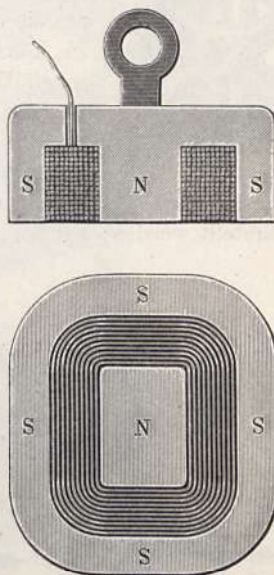


Fig. 551.



der Anker gut aufeinander passen, so erreicht man eine Tragkraft von etwa 16 kg pro Quadratcentimeter Querschnittsfläche jedes Poles. Es entspricht dies der Maxwellschen Formel für die Zugkraft der Kraftlinien $H^2 \cdot 8\pi$. Aus Fig. 89 geht nämlich hervor, daß im Eisen B im Maximum etwa gleich 20000 ist (s. a. w. u. § 212). In dem äußerst feinen Luftspalt zwischen Elektromagnet und Anker ist $H_{\text{Luft}} = B_{\text{Eisen}}$ (vgl. § 42, Fig. 79); somit wird der maximale Zug:

$$P_{\text{max.}} = \frac{20000^2 \text{ Dyn}}{8\pi \text{ cm}^2} = \frac{4 \cdot 10^8 \text{ kg}}{8\pi \cdot 10^6 \text{ cm}^2} = 15,9 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}.$$

Ein hufeisenförmiger Elektromagnet mit Schenkeln von etwa 2 cm Durchmesser kann also schon bequem das Gewicht eines Menschen tragen. Aus theoretischen Gründen (s. w. u. § 214) folgt, daß man zur Erzielung größter Tragkraft bei möglichst kleinem Eigengewicht und kleinem Aufwand an elektrischer Energie dem Elektromagneten eine möglichst gedrungene Form geben muß. So entstehen Formen, wie in Fig. 551 in

¹⁾ Derartige Elektromagnete wurden zuerst von Sturgeon in England hergestellt (1821).

schematischem Durchschnitt und Grundriß, in Fig. 552 in praktischer Ausführung als „Kranlastmagnete“¹⁾ zum Anheben schwerer eiserner Lasten dargestellt.

Fig. 552.

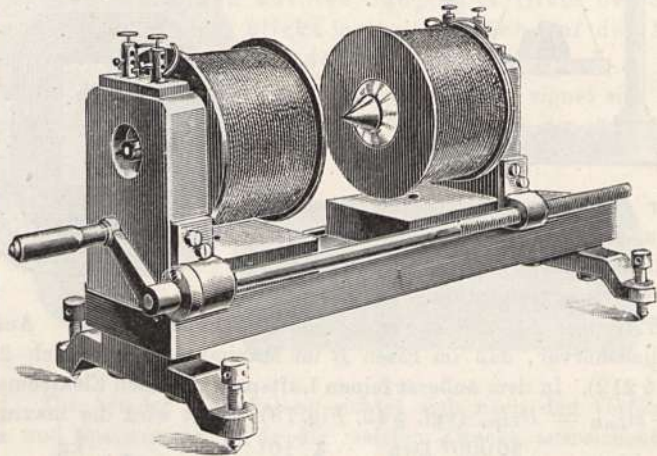


Elektromagnete für Laboratoriumszwecke: An diese sind wesentlich andere Anforderungen zu stellen. Es handelt sich hier meist darum, in dem Raum zwischen den Polen, dem sogenannten „Interferrikum“, ein möglichst intensives, annähernd homogenes und möglichst ausgedehntes Feld zu erzeugen. Beide Forderungen widersprechen sich insofern, als mit zunehmender Feldstärke die praktisch mögliche Ausdehnung des Interferrikums immer geringer wird.

Die Endstücke des Elektromagneten, die sogenannten „Polschuhe“, müssen auswechselbar sein, um sie den jeweiligen Versuchsbedingungen anpassen zu können. Das Material für den Eisenkern muß sorgfältig ausgesucht sein, um größte Magnetisierbarkeit bei kleinstem Stromaufwand zu erzielen.

Es können hier nur einige der gebräuchlichsten Formen kurz beschrieben werden. Fig. 553 zeigt den sogenannten Ruhmkorffschen Elektromagneten. Der Abstand der Pole kann verstellbar werden; bei der abgebildeten Ausführungsform geschieht dies

Fig. 553.

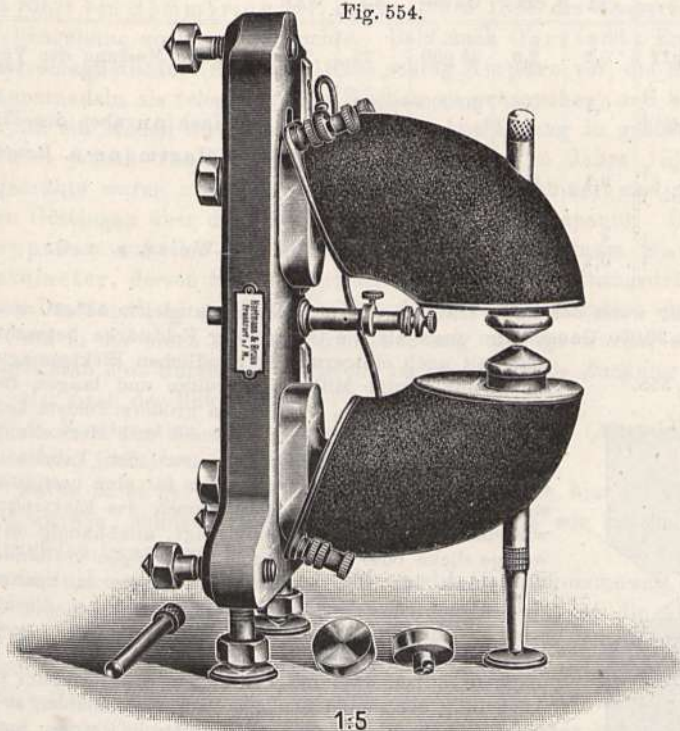


mittels einer Schraubspindel, sonst meist durch einfaches Verschieben; an Stelle der in der Figur sichtbaren kegelförmigen Polschuhe können andere, ebene oder schneidenförmige angeschraubt werden; die Kerne sind ihrer ganzen Achsenlänge nach durchbohrt, um gewisse optische Versuche (s. Bd. II, Kap. 23) ausführen zu können.

¹⁾ Ausgeführt von den Siemens-Schuckert-Werken, Berlin. Bei der praktischen Ausführung sind die Polenden aus mehreren verschiebbaren Stücken hergestellt, um sich der Oberfläche der Last gut anzupassen.

Fig. 454 zeigt eine von H. du Bois¹⁾ auf Grund eingehender theoretischer Berechnungen angegebene Form eines Elektromagneten, der meist als „Halbringelektromagnet“ bezeichnet und in verschiedenen Größen hergestellt wird (Tabelle). Die Figur zeigt den Apparat in solcher Stellung,

Fig. 554.



daß das Feld zwischen den Polstücken senkrecht verläuft. Für die meisten Versuche wird die um 90° gedrehte Stellung zur Anwendung gelangen; an Stelle der spitzen Polstücke können auch die mitabgebildeten flachen Stücke eingesetzt werden. Ferner hat P. Weiss²⁾ neuerdings einen Elektromagneten Ruhmkorffscher Art von ganz besonderer Stärke konstruiert auf den jedoch hier nur hingewiesen werden kann. Einen zerlegbaren kleinen Elektromagneten für Schulzwecke hat W. Volkmann³⁾ konstruiert.

Die Tabelle a. f. S. enthält eine Übersicht über die mit verschiedenen Polformen und Polabständen praktisch erreichbaren Feldstärken.

Zu der Tabelle sei noch folgendes erläuternd bemerkt:

Mit flachen Polstücken, deren Durchmesser etwa gleich dem der Schenkel des Elektromagneten selbst ist, und 1 bis 2 cm Polabstand erhält man höchstens etwa 10 000 bis 15 000 Gauss. Stärkere Felder erhält man zwischen an der Spitze abgestumpften Kegelpolen (Fig. 555), und zwar ist die Wirkung nach Stefan⁴⁾ am

¹⁾ Wied. Ann. 51, 537 (1894). Fabrikant: Hartmann u. Braun, Frankfurt a. M.

²⁾ Journ. de phys. (4) 6, 353 (1907). Fabrikant: Maschinenfabrik Oerlikon bei Zürich.

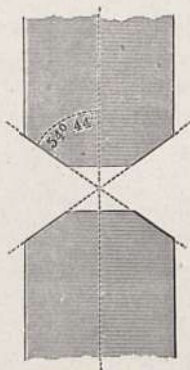
³⁾ Fabrikant: Beck u. Co., Berlin.

⁴⁾ Wien. Ber. 97, 176 (1888); siehe auch du Bois, l. c.

Art des Elektromagneten	Polabstand cm	Poldurchmesser cm	H_{max} . Gauss	Gewicht kg	Energieverbrauch Watt	Beobachter
Ruhmkorff	0,2	2,0	25 000	75	700	Eigene Messung des Verfassers.
du Bois kl. Modell	0,1	0,6	30 000	36	600	Nach Angaben der Firma Hartmann u. Braun ¹⁾ .
du Bois gr. Modell		0,6	39 000	200	1300	
Weiss	2	2,5	24 100	}1000	5000	P. Weiss, a. a. O.
	0,2	0,36	46 300			

günstigsten, wenn der halbe Öffnungswinkel des Kegels gleich $54^{\circ}44' = \arctg \sqrt{2}$ ist. Etwa 30 000 Gauss kann man als die Grenze der Feldstärke betrachten, die

Fig. 555.



man mit noch einigermaßen handlichen Elektromagneten in einem nur wenige Millimeter breiten und langen Interferrikum erzeugen kann. Will man größere Feldstärken haben, so wachsen Gewicht, Stromaufwand und Herstellungskosten sehr rasch ins Ungeheure, wie aus der Tabelle deutlich hervorgeht. Der Energieverbrauch für eine bestimmte Feldstärke ist bei gegebenen Dimensionen des Elektromagneten, wie eine einfache Betrachtung zeigt, unabhängig davon, ob wenige dicke oder viele dünne Windungen vorhanden. Die Wickelung hat sich nach der verfügbaren Spannung zu richten und ist derart zu bemessen, daß bei direktem Anschluß (ohne Ballastwiderstand) gerade der gewünschte Energieverbrauch eintritt. Zur Behandlung der Elektromagnete sei bemerkt: Bei sehr engem Interferrikum kann die Anziehung der Endflächen diese zusammenziehen, so daß dazwischen befindliche Apparate zerquetscht werden; man bringt deshalb passende Messingstützen an.

Beim Ausschalten des Stromes treten starke Selbstinduktionswirkungen (siehe Kap. IX) auf, die die Isolation der Windungen gefährden können. Man schwäche deshalb vor dem Ausschalten oder Umkehren des Stromes diesen mittels eines Regulierwiderstandes oder gebrauche einen sogenannten „Kohleausschalter“.

Über die Methoden der Feldmessung siehe § 208.

§ 198. Elektromagnetische Mechanismen; Telegraphie, Zeitmarkierung, selbsttätige Unterbrecher. Die kräftigen Wirkungen, die man schon mit verhältnismäßig kleinen Elektromagneten erzielen kann, legen es nahe, die Bewegungen eines einem Elektromagneten vorgelegten Ankers zum Betriebe irgendwelcher Mechanismen zu benutzen. Sind diese so eingerichtet, daß sie relativ große Energiemengen zu liefern und auf andere Vorrichtungen zu übertragen vermögen, so bezeichnet man sie als „Elektromotoren“; die Beschreibung der letzteren soll im Kap. X erfolgen.

Hier und in den folgenden Paragraphen sollen nur eine Reihe von Apparaten beschrieben werden, bei denen es weniger auf Kraftentwicklung,

¹⁾ Anmerkung während der Korrektur: Kürzlich hat du Bois zwei neue Modelle beschrieben (Verhandl. d. D. phys. Ges. 11, 709 (1909)), die in einem Interferrikum von $0,1 \times 0,36$ cm bei 33 bzw. 300 kg Gewicht Feldstärken von 34 000 bzw. 50 000 Gauss erreichen.

als auf die Möglichkeit ankommt, mittels eines an einem Orte *A* geschlossenen elektrischen Stromes an einem anderen Orte *B* irgend eine zu Signalzwecken und dergleichen dienende Bewegung hervorzurufen.

Wohl der erste Versuch einer derartigen Verwendung des galvanischen Stromes rührt von Sömmering her, der im Jahre 1808 die Wasserzersetzung zur Zeichengebung zu benutzen suchte. Bald nach Oerstedts Entdeckung des Elektromagnetismus (im Jahre 1820) schlug Ampère vor, die Ablenkung von Magnetnadeln als telegraphische Zeichen zu gebrauchen, und Schilling baute 1832 ein Modell dieser Art. Die erste Ausführung in größerem Maßstabe rührt jedoch von Gauss und Weber her (im Jahre 1833). Die Leitungsdrähte waren zwischen dem physikalischen Kabinett und der Sternwarte zu Göttingen über die Häuser der Stadt hin ausgespannt. Der Empfangsapparat auf der einen Station bestand aus einem Gauss'schen Magnetometer, dessen Stab im Innern einer mit den Leitungsdrähten verbundenen Drahtspule hing. Wenn nun auf der anderen Station ein momentaner Strom in der einen oder anderen Richtung erzeugt wurde, so machte der Magnetstab eine durch das Fernrohr zu beobachtende Zuckung nach der rechten oder nach der linken Seite.

Durch Kombination dieser beiden Elementarzeichen (Ausschlag rechts und Ausschlag links) wurde das Alphabet gebildet.

Es waren nicht galvanisch erzeugte Ströme, welche hier in Anwendung gebracht wurden, sondern Induktionsströme, wie wir sie im nächsten Kapitel kennen lernen werden.

Steinheil machte sich dann 1838 um die Vervollkommnung der elektrischen Telegraphie insbesondere dadurch verdient, daß er die Anzahl der nötigen Drahtleitungen auf eine einzige reduzierte. Er entdeckte nämlich bei seinen Versuchen auf der Nürnberg-Fürther Eisenbahn, daß sich das Erdreich selbst zur Rückleitung des Stromes benutzen ließ.

Darf somit Deutschland den Ruhm der Erfindung der elektrischen Telegraphie für sich in Anspruch nehmen, so sind bei der Konstruktion jener Telegraphenapparate, welche diese Erfindung dem allgemeinen Verkehr nutzbar machten, der Engländer Wheatstone, der Franzose Breguet und der Amerikaner Morse hervorragend beteiligt.

Jeder vollständige Telegraphenapparat besteht aus der Stromquelle, der Drahtleitung, dem Gebe- und dem Empfangsapparat. Je nach der Konstruktion des letzteren unterscheidet man als Hauptssysteme:

I. Nadeltaelegraphen, bei welchen die Buchstaben durch Kombination von Magnetnadelausschlägen hervorgebracht werden;

II. Zeigertelegraphen, bei welchen sich ein Zeiger vor einem Buchstabenkreise bewegt und vor dem zu signalisierenden Buchstaben eine Weile stehen bleibt;

III. Schreibtelegraphen, bei welchen ein Stift durch Punkte und Striche, die er auf einem Papierstreifen hervorbringt, die Buchstaben signalisiert;

IV. Drucktelegraphen, welche die übersendete Depesche direkt mit gewöhnlichen Buchstaben auf Papier gedruckt anfertigen; endlich

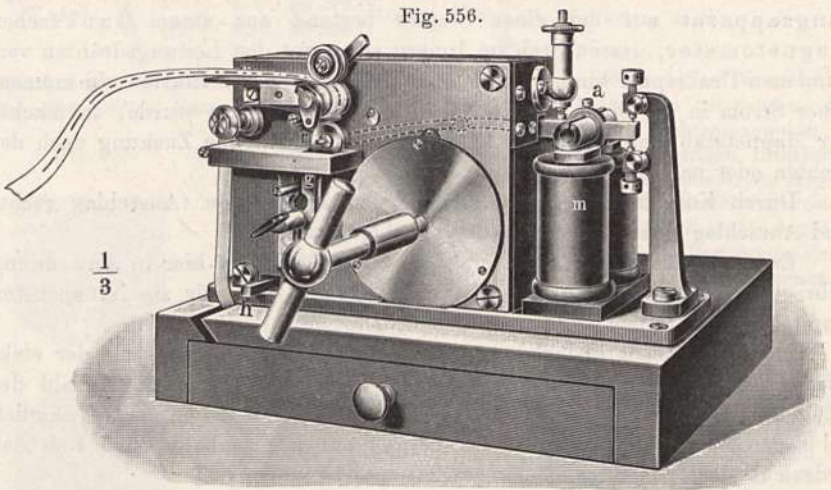
V. Bildtelegraphen, welche Zeichnungen oder Bilder übermitteln¹⁾.

¹⁾ Siehe A. Korn, Phys. Zeitschr. 5, 113 (1904); 8, 18, 118 u. 198 (1907).

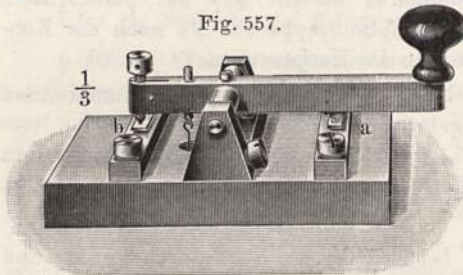
Dazu käme dann als VI. System das später zu besprechende Telephon, welches gesprochene Worte oder Töne an der Empfangsstation hörbar wieder hervorbringt.

Es ist nicht die Aufgabe unseres Buches, diese Systeme sämtlich zu erörtern, da es sich dabei vielfach nur um die verschiedenartige technische Ausführung derselben physikalischen Prinzipien handelt, welche letztere uns hier allein interessieren. Wir wollen daher nur den Schreibtelegraphen von Morse (1837), welcher unter allen der verbreitetste geworden ist, näher beschreiben.

Fig. 556 zeigt den Empfangsapparat in moderner Ausführungsform. Der Anker *a* des Elektromagneten *m* sitzt am einen Ende eines zweiarmligen Hebels, dessen innerhalb des Kastens liegender Teil punktiert angedeutet ist; sein



anderes Ende trägt die Rolle *r*, die in ein mit Farblösung gefülltes Gefäß *g* eintaucht. Wird der Elektromagnet erregt, so zieht er den Anker an, und die Farbrolle drückt von unten her gegen einen Papierstreifen, der durch ein Uhrwerk langsam weiter bewegt wird und sich dabei von einer im Kasten in der Bodenplatte des Apparates befindlichen Vorratsrolle abwickelt; der vorn sichtbare Handgriff dient zum Aufziehen, der kleine Hebel *h* zum Arrestieren des Uhrwerkes.



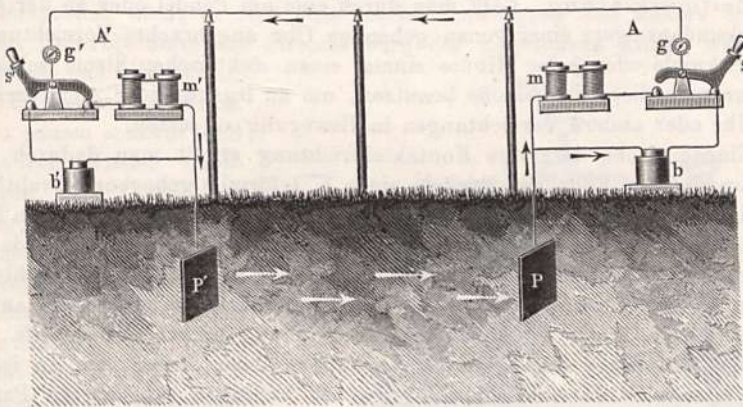
Der Gebeapparat (Fig. 557) ist ein Stromschlüssel mit zwei Kontaktstellen *a* und *b*, deren Bedeutung aus der Schaltungsskizze Fig. 558 erhellt. Durch längeres oder kürzeres Niederdrücken des Schlüssels entstehen auf dem Papierstreifen der Empfangsstation längere oder kürzere Striche, aus denen durch geeignete Kombination das ganze Alphabet zusammengesetzt ist.

Fig. 558 zeigt die Art der Schaltung zweier Stationen, die beide abwechselnd sowohl als Gebe- wie als Empfangsstation dienen können. In der

Zeichnung ist gerade bei *A* der Schlüssel niedergedrückt, und der Strom nimmt den durch die Pfeile angedeuteten Verlauf durch den Elektromagnet *m'* der Station *A'*. Die Rückleitung des Stromes geschieht nach Steinheil (s. oben) mittelst der großen Metallplatten *P* und *P'* durch die feuchte Erde.

Bei sehr langen Leitungen wird der Strom zu schwach, um direkt auf den Empfangsapparat zu wirken. Man läßt dann durch den Strom der Fernleitung (Linienstrom) zunächst nur einen möglichst leicht beweglich angeordneten Anker eines Elektromagneten bewegen, der dann seinerseits als

Fig. 558.



Kontakthebel den Strom einer Lokalbatterie (Arbeitsstrom) schließt, durch den der Schreibapparat betätigt wird. Man bezeichnet einen derartigen Hilfsapparat als „Relais“ (= Vorspann).

Die Wirkung eines Relais wird bedeutend verstärkt, wenn man als Anker einen permanenten Magneten nimmt, der natürlich nur auf eine bestimmte Stromrichtung anspricht („Polarisiertes Relais“ nach W. v. Siemens).

Kabeltelegraphie. Für überseeische Verbindungen und in neuerer Zeit auch für die wichtigeren Landlinien bedient man sich an Stelle der frei über Porzellanisolatoren gespannten Drähte isolierter „Kabel“, die auf dem Meeresgrunde oder im Innern des Erdbodens verlegt werden. Ein Verfahren zur Herstellung haltbarer Kabel ist zuerst von Werner v. Siemens ausgearbeitet worden; es besteht im wesentlichen darin, daß der eigentliche Leitungsdraht (oder auch mehrere solche) mit Guttapercha nahtlos umpreßt wird, so daß ein Eindringen von Feuchtigkeit trotz des ungeheuren Druckes auf dem Meeresboden sicher ausgeschlossen ist. Über die erste isolierende Schicht kommen dann meist noch mehrere Schutzhüllen aus Hanf, Bleirohr, Eisenspiralen usw.

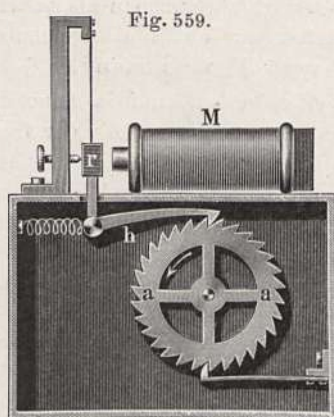
Eine eigentümliche Schwierigkeit bei der Kabeltelegraphie über sehr große Entfernungen entsteht durch die elektrostatische Kapazität des Kabels, indem der Leiter und die von ihm durch die Isolierschicht getrennte äußere Schutzhülle sich wie die beiden Belegungen einer riesigen Leidener Flasche verhalten. Infolgedessen fließt, wenn man den Strom am einen Ende schließt, derselbe am anderen nicht sofort in voller Stärke, sondern es ladet sich zunächst das ganze Kabel allmählich auf die Spannung der eingeschalteten Batterie auf, und der Strom an der Empfangsstelle steigt erst nach mehreren Sekunden auf denjenigen Wert an, den er nach dem Ohmschen Gesetz haben

müßte. Zum raschen Telegraphieren gehören deshalb sehr empfindliche Empfangsapparate. Der zu diesem Zwecke von Lord Kelvin (William Thomson) konstruierte sogenannte „Syphon Recorder“ stellt die Urform der neuerdings zu so großer Wichtigkeit gelangten „Spulengalvanometer“ dar (s. weiter unten § 202). Er besteht aus einem empfindlichen Galvanometer der weiter unten zu beschreibenden Art, das an seiner beweglichen Spule eine Schreibvorrichtung trägt; letztere besteht aus einem ganz feinen Heber, durch welchen Schreibflüssigkeit in dünnem Strahle auf ein darunter vorbei gleitendes Papier ausfließt.

Zeitmarkierung. Läßt man durch eine am Pendel oder an der Achse des Sekundenzeigers einer genau gehenden Uhr angebrachte Vorrichtung in jeder Sekunde oder jeder Minute einmal einen elektrischen Strom schließen, so kann man diese Stromstöße benutzen, um an irgend einer anderen Stelle eine Uhr oder andere Vorrichtungen in Bewegung zu setzen.

Eine einfache derartige Kontakteinrichtung erhält man dadurch, daß man am unteren Ende des Pendels einen \sqcap -förmig gebogenen Drahtbügel befestigt, der in der tiefsten Lage des Pendels durch zwei bis über den Rand gefüllte Quecksilbernäpfehen ¹⁾ hinwegstreicht und dadurch eine leitende Verbindung zwischen diesen herstellt. Soll der Kontakt nur jede Minute geschlossen werden, so bringt man an der Achse des Sekundenzeigers einen Stift an, der an einer feststehenden Feder bei jeder Umdrehung einmal vorbeistreift.

Die Zeitmarken der Sekundenuhr können dazu dienen, um an irgend einer anderen Stelle einen Morseapparat zu betätigen, auf dessen Papierstreifen dann Punkte in gleichen Abständen entstehen. Bildet man nun noch einen zweiten Stromkreis, den ein Beobachter, z. B. ein den Durchgang eines Sternes durch den Meridian beobachtender Astronom, beliebig schließen kann, so kann dieser den Zeitpunkt seiner Beobachtung durch Schließen des Kontaktes auf dem Papier zwischen den Marken der Sekundenuhr einfügen und nachher auf kleine Bruchteile einer Sekunde genau ausmessen.



Die Einrichtung zum Betriebe elektrischer Uhren von einer einzigen Normaluhr aus wird aus Fig. 559 klar. Der Elektromagnet M wird durch die Stromstöße einer wie oben beschrieben eingerichteten Uhr betätigt; wenn er nun seinen Anker r kurze Zeit anzieht und dann wieder losläßt, so wird beim Zurückgehen des Ankers jedesmal das Sperrrad a von der Klinke h um einen Zahn weiterbewegt. Das Sperrrad ist je nach der Zahl der pro Minute erfolgenden

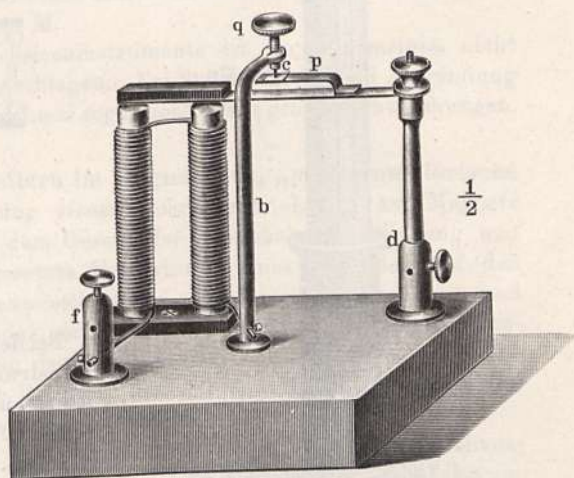
Stromstöße entweder mit dem Sekundenzeiger oder mit dem Minutenzeiger einer Uhr direkt verbunden. Auf weitere Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden.

¹⁾ Eine allmähliche Niveauänderung in den Näpfen durch Verspritzen des Quecksilbers macht man dadurch unschädlich, daß man jeden Napf mit einem weiteren Gefäß kommunizieren läßt. Ist der Pendelstab aus Metall, so kann man mit einem Napf auskommen und die andere Leitung an der Achse des Pendels anbringen.

Sehr kurze Zeiten, hundertstel oder tausendstel Sekunden, kann man nach Pouillet¹⁾ mit dem ballistischen Galvanometer (vgl. § 119) messen, indem man durch irgend eine Vorrichtung im Beginn des zu messenden Zeitraumes einen Strom schließen und am Schlusse wieder unterbrechen läßt. Dann sind die Galvanometerausschläge der Dauer des Stromschlusses proportional.

Selbsttätige Unterbrecher. Verbindet man eine Kontaktstelle mit dem Anker eines Elektromagneten derart, daß durch die Anziehung des Ankers der die Kontaktstelle durchfließende Strom des Elektromagneten unterbrochen wird, so tritt eine rasche Schwingung des Ankers ein; denn nach Unterbrechung des Stromes wird der angezogene Anker wieder losgelassen und bewegt sich zurück, bis er den Strom von neuem schließt und dadurch wieder angezogen wird. Fig. 560 zeigt eine einfache Form eines derartigen Unterbrechers, den sogenannten Wagnerschen Hammer.

Fig. 560.



Der Strom geht von der Klemme *f* durch den Elektromagneten und den Träger *b* zur Platinspitze *c* der Schraube *q*, von dort durch ein die Spitze berührendes Platinplättchen und die Feder *p* zur anderen Klemme *d*. Wenn bei Stromschluß der Anker angezogen wird, so unterbricht er den Strom bei *c*.

Die als Haustelegraphen bekannten Läutwerke bestehen im wesentlichen aus einem Wagnerschen Hammer, an dessen Anker ein gegen eine Glocke schlagender Klöppel befestigt ist.

Über die Anwendung des Selbstunterbrechers an den „Induktionsapparaten“ siehe Kap. IX.

§ 199. Elektromagnetische Strommesser. Die ziemlich kräftige Einwirkung des Stromfeldes auf weiches Eisen, das dadurch nach § 43 stets von Stellen geringerer nach solchen größerer Feldstärke hinbewegt wird, ist in sehr mannigfacher Weise zur Konstruktion von Meßinstrumenten benutzt worden, die eine direkte Ablesung der Stromstärke an einem über einer Skala spielenden Zeiger gestatten. Je nach der Bewickelungsart — wenige dicke oder viele dünne Windungen — bezeichnet man diese Instrumente als „Amperemeter“ oder als „Voltmeter“ (vgl. § 135). Fig. 561 zeigt eines der ältesten derartigen Instrumente nach F. Kohlrausch; es besteht aus

¹⁾ Compt. rend. 19, 1384 (1844); Pogg. Ann. 64, 452.

einer Spule, in welche eine an einer Spiralfeder hängende Röhre aus weichem Eisen je nach der Stromstärke mehr oder weniger tief hineingezogen wird. Ein mit der Eisenröhre verbundener Zeiger bewegt sich auf der vorn sichtbaren und empirisch direkt in Ampere oder Volt geteilten Skala.

Fig. 561.

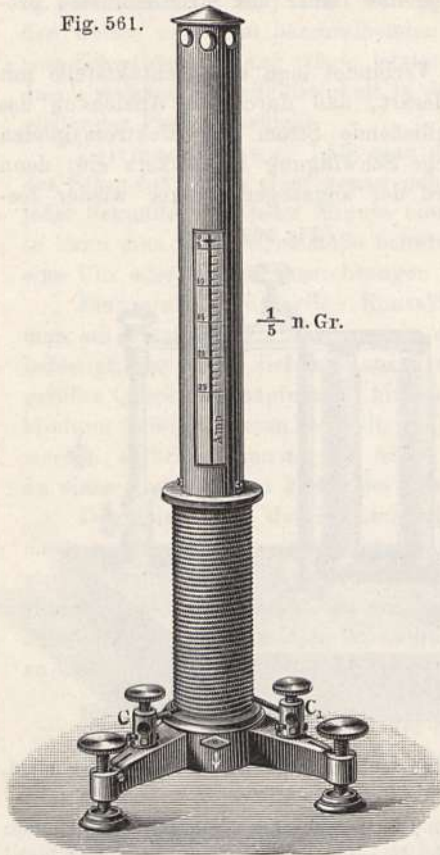
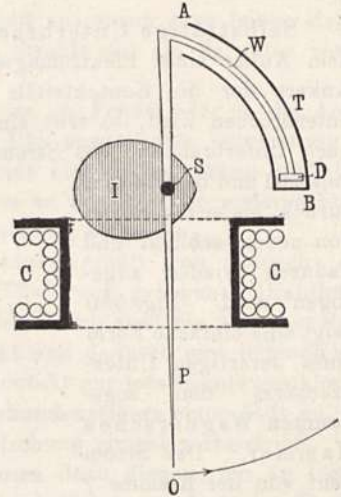


Fig. 562.



Bei den sehr mannigfachen neueren Konstruktionen ¹⁾ ist dem Zeiger und meist auch dem beeinflussten Eisenstück selbst eine drehende Bewegung gegeben. Fig. 562 zeigt das Schema einer Anordnung von Siemens und Halske. Das ovale Eisenstück *I* ist um *S* drehbar und wird in das Innere der Spule *C* gezogen, wobei eine mit ganz geringem Spielraum in einer gebogenen Röhre *AB* sich bewegende Platte *D* die Zeigerschwingungen durch Luftreibung dämpft.

Auf eine sämtlichen Instrumenten mit beweglichem Eisenkern (deshalb auch „Weicheiseninstrumente“ genannt) gemeinsame Eigenschaft sei noch aufmerksam gemacht. Die Kraft, die auf den Eisenkern wirkt, ist proportional dem Produkt aus der Stromstärke und der Stärke des im Eisen induzierten Magnetismus. Da letzterer aber selbst, solange das Eisen noch weit von der Sättigung entfernt ist, etwa proportional der Stromstärke wächst, so ist die Kraft bei schwachen Strömen etwa proportional dem Quadrat der Stromstärke, und die Skalenstriche sind deshalb am Beginn der Skala sehr eng. Für stärkere Ströme, durch die das Eisen nahezu gesättigt wird, ändert sich die Kraft nur noch proportional der Stromstärke, und die Skala

¹⁾ Näheres findet man in der Monographie von O. Fröhlich, „Die Entwicklung der elektrischen Messungen“. Sammlung „Die Wissenschaft“, Heft 5. Braunschweig 1905.

wird dort gleichmäßiger. Die Weicheiseninstrumente sind deshalb meist erst von einer gewissen Minimalstromstärke an, die etwa $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{6}$ des Maximalstromes beträgt, brauchbar, auch kann man sie meist schon von außen, an der bloßen Form der Skalenteilung als solche erkennen.

Aus dem zugrunde liegenden Meßprinzip — Bewegung des Eisenkernes nach Stellen größter Feldstärke — folgt ferner, daß die Angaben der Weicheiseninstrumente bei Verwendung eines genügend von magnetischer Remanenz freien Eisens nahezu unabhängig von der Stromrichtung sind.

Sie können deshalb auch für Ströme benutzt werden, die ihre Richtung rasch wechseln (sogenannte Wechselströme, s. Kap. XI); doch muß dann der Eisenkern aus feinen Drähten oder Blechen bestehen, um Störungen durch Induktionsströme im Eisen zu vermeiden.

Speziell für Demonstrationzwecke konstruierte Instrumente bauen Hartmann u. Braun in Frankfurt a. M.

Die Genauigkeit der Weicheiseninstrumente ist im allgemeinen nicht größer als etwa 2 Proz. zu veranschlagen. Bei Stromumkehr und Anwendung für Wechselströme entstehen manchmal sogar noch etwas größere Abweichungen.

§ 200. Bewegung von Leitern im Magnetfelde, „ponderomotorische Kraft“. Aus der Kraftwirkung stromdurchflossener Leiter auf Magnete folgt mit Notwendigkeit nach dem Gesetz der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung eine entgegengesetzte Einwirkung eines Magneten auf den Leiter. In der Tat, denkt man sich einen geschlossenen Stromkreis und einen Magneten starr miteinander verbunden, so würde bei Nichtvorhandensein der letztgenannten Wirkung das ganze System sich ohne jede von außen her kommende Einwirkung in Richtung der auf den Magneten ausgeübten Kraft in Bewegung setzen, was absurd erscheint.

Die folgenden Versuche bestätigen diese Schlußfolgerung durchaus; jeder Stromleiter erfährt seitens eines Magneten eine Einwirkung, die der vom Leiter auf den Magneten ausgeübten genau gleich und entgegengesetzt gerichtet ist. Man bezeichnet die auf einen Leiter im Magnetfelde ausgeübte mechanische Kraft, weil sie einen wägbaren (ponderablen) Körper zu bewegen sucht, nach dem Vorschlag von C. Neumann als „ponderomotorische“ Kraft, im Gegensatz zu der im Kap. IX zu besprechenden „elektromotorischen“ Kraft bei Bewegung eines Leiters im Magnetfelde.

Wir wollen bei Betrachtung dieser Erscheinungen zwei Gruppen unterscheiden, nämlich 1. starre Stromkreise, die sich als Ganzes bewegen, und 2. Stromkreise, deren Teile gegeneinander beweglich sind.

Einen Stromkreis der ersten Art denken wir uns am einfachsten wieder durch eine von ihm umrandete magnetische Schale ersetzt (vgl. § 192). Die Wirkung eines Magneten auf den Stromkreis ist dann nach obigem Satz genau gleich derjenigen auf die fingierte magnetische Schale.

Der erste Versuch mit einem beweglichen Stromkreis ist von Oerstedt¹⁾ ausgeführt, der einen kreisförmigen Draht mitsamt einem möglichst leichten galvanischen Element an einem dünnen Faden aufhing und dessen Bewegung unter dem Einfluß eines Magneten beobachtete. Ferner beschreibt de la

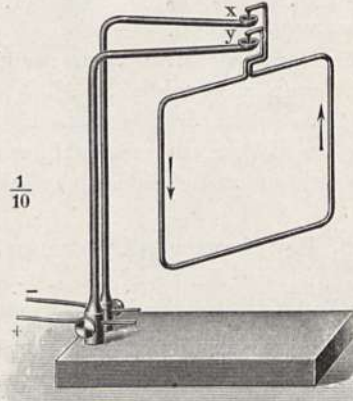
¹⁾ Schweiggers Journ. f. Phys. u. Chem. 29, 364 (1820).

Rive¹⁾ eine ähnliche Vorrichtung, bestehend aus einem senkrecht gestellten mehrfach gewundenen Drahtkreis (Fig. 563), dessen Enden durch einen großen paraffinierten Kork gesteckt und mit einer Zink- und einer Kupferplatte verlötet sind. Läßt man die Vorrichtung auf verdünnter Schwefelsäure (besser auf der in § 113 angegebenen Chromsäuremischung) schwimmen, so kann man eine Beeinflussung nicht nur durch einen genäherten Magneten, sondern sogar durch den Erdmagnetismus beobachten. Am bequemsten für die Ausführung der Versuche ist jedoch das von Ampère²⁾ angegebene und nach ihm benannte „Ampèresche Gestell“, das im wesentlichen aus zwei zur Strom-

Fig. 563.

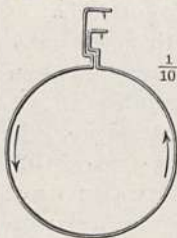


Fig. 564.



zuführung dienenden steifen Drahtbügeln (Fig. 564) besteht, die an ihren Enden Quecksilbernäpfchen x und y tragen. In diese Quecksilbernäpfchen werden dann die geeignet gebogenen beweglichen Leiter eingehängt, so daß sie sich auf einer den Boden des Näpfchens x berührenden Stahlspitze frei drehen können. Zur Verminderung der Reibung ist der Boden von x mit einem Glasplättchen bedeckt. Die Quecksilberoberfläche soll blank sein; man gieße auf das frisch eingefüllte Quecksilber ein wenig stark verdünnte Salpetersäure. Die beweglichen Leiter werden zur Verminderung der Träg-

Fig. 565.



heit und Reibung zweckmäßig aus Aluminium hergestellt. Ihre Form ist meist eine derartige, daß man sie unter Vernachlässigung der kleinen Lücke in der Nähe der Drehachse als geschlossene Stromkreise ansehen kann.

Erster Versuch: Wir lassen einen rechteckigen oder kreisförmigen Leiter (Fig. 565) von einem kräftigen Strome (etwa 10 bis 20 Amp.) durchfließen; dann stellt der Leiter sich unter dem Einfluß des Erdmagnetismus so, daß seine Ebene senkrecht zum magnetischen Meridian steht, und der Strom die Richtung von Süden nach Norden, d. h. also die Richtung der Horizontal Komponente des Erdfeldes im Uhrzeigersinne umkreist.

Zweiter Versuch: Eine ganz ähnliche Einstellung erhalten wir schon bei beträchtlich schwächeren Strömen (1 bis 2 Amp.) im Felde eines ge-

¹⁾ Gilberts Ann. 69, 81 (1821).

²⁾ Ann. chim. et phys. 15, 59 u. 170 (1820).

näherten Magnetstabes; der Stromleiter stellt sich stets so ein, daß die Kraftlinien des Magneten möglichst senkrecht durch die vom Leiter umspannte Fläche hindurchgehen und vom Strome im Uhrzeigersinne umlaufen werden. Während zur Einstellung im Erdfelde ein Kreis von 20 bis 25 cm Durchmesser nötig ist, kommt man hier schon mit einem solchen von 3 bis 4 cm Durchmesser aus. Die Einstellungen erfolgen bei Anwendung dünner

Fig. 566.

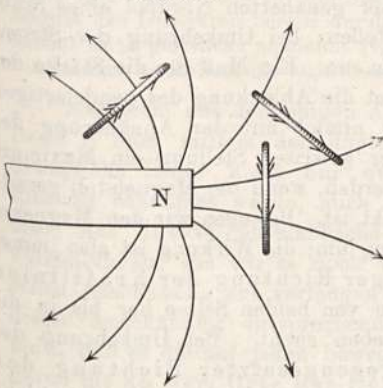


Fig. 568.

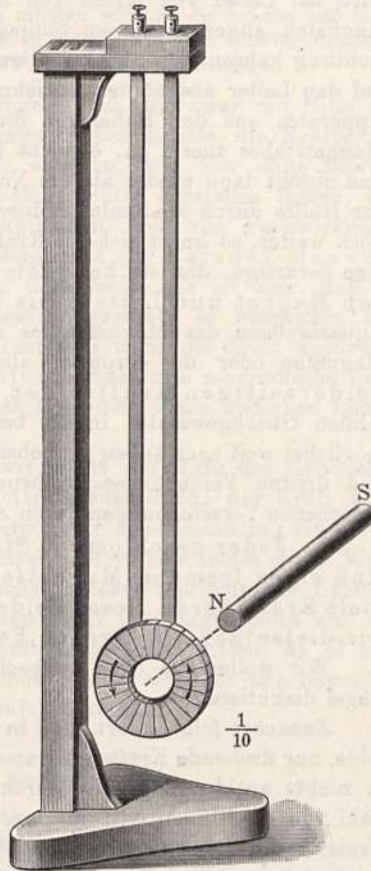
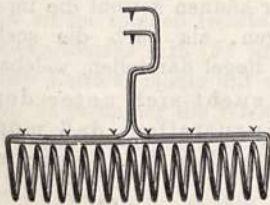


Fig. 567.



Drahtes (etwa 0,5 mm) für den Leiter fast augenblicklich. Fig. 566 zeigt, von oben gesehen, die Einstellung eines Kreisstromes an verschiedenen Stellen des Feldes eines Stabmagneten; der gefiederte Pfeil zeigt die Stromrichtung im oberen Teile des Leiters an.

Das gefundene Einstellungsgesetz erklärt sich leicht, wenn wir den Stromkreis durch eine magnetische Schale ersetzen und diese wieder uns aus einer großen Anzahl nebeneinander liegender Magnetstäbchen bestehend denken. Die Polrichtung der Schale folgt aus Satz B in § 192. Jedes einzelne Stäbchen sucht sich in Richtung der Kraftlinien des von außen einwirkenden Feldes zu stellen; es wird also stets eine Gleichgewichtsstellung eintreten, in der das äußere Feld im Mittel senkrecht durch die Leiterebene hindurchtritt und die Kraftlinien des Feldes vom Strome im Uhrzeigersinne umkreist werden.

Dritter Versuch: Am deutlichsten wird die Analogie des beweglichen Leiters mit einem Magneten, wenn wir dem Leiter die Gestalt eines Solenoids (vgl. § 195) geben (Fig. 567). Ein solches stellt sich, von einigen

Ampere durchflossen, rasch mit seiner Achse in die Nordsüdrichtung und verhält sich auch genäherten Magneten gegenüber durchaus wie ein stabförmiger Magnet¹⁾.

Vierter Versuch: Wir hängen einen aus 10 bis 20 Windungen bestehenden Drahtkreis an zwei etwa 1 m langen biegsamen Drahtlitzen auf (Fig. 568), die gleichzeitig als Stromzuleitungen dienen. Wird ein Strom in der durch den Pfeil angedeuteten Richtung durch den Kreis geschickt, so wird der Leiter von einem von hinten her genäherten Nordpol eines Stabmagneten angezogen, vom Südpol abgestoßen; bei Umkehrung der Stromrichtung kehren sich auch die Bewegungen um. Ein Maß für die Stärke der auf den Leiter ausgeübten Anziehung bietet die Ablenkung des pendelartigen Apparates aus der Ruhelage; die Kraft nimmt mit der Annäherung des Magnetstabes zuerst zu, erreicht bei einer gewissen Stellung ein Maximum und nimmt dann wieder ab, um Null zu werden, wenn der Magnetstab gerade zur Hälfte durch die Spule hindurchgesteckt ist. Bewegungen wir den Magneten noch weiter, so kehrt sich die Krafrichtung um; die Wirkung ist also immer eine derartige, daß sie bei gleichsinniger Richtung der Kraftlinien von Magnet und Leiterkreis letzteren von beiden Seiten her bis in die Äquatorebene des Magnetstabes zu schieben sucht. Bei Umkehrung des Magneten oder des Stromes, also entgegengesetzter Richtung der beiderseitigen Kraftfelder, ist die Mittelstellung dagegen eine solche labilen Gleichgewichts, indem bei der kleinsten Verschiebung das Pendel möglichst weit nach außen getrieben wird. Wir können sowohl die im zweiten und dritten Versuch beschriebenen Drehungen, als auch die soeben besprochenen Verschiebungen durch eine einzige Regel darstellen, welche lautet:

A. Jeder geschlossene Stromleiter sucht sich unter dem Einfluß eines fremden Magnetfeldes so einzustellen, daß möglichst viele Krafröhren dieses Feldes ihn im gleichen Sinne durchsetzen, wie diejenigen des eigenen Feldes.

Wir wollen die oben beobachteten Erscheinungen an der Hand dieser Regel diskutieren:

Zunächst folgt sofort, daß in einem homogenen Felde, z. B. dem Erdfelde, nur drehende Kräfte auftreten können, weil sich durch eine Verschiebung ja nichts an der Zahl der durchtretenden Kraftlinien ändert. Die größte Zahl von Kraftlinien tritt in positiver (oder negativer) Richtung durch den Kreis, wenn dieser senkrecht zur Feldrichtung steht; diese Stellung ist also eine solche stabilen (oder labilen) Gleichgewichts (vgl. den ersten Versuch).

Eine verschiebende Kraft auf einen starren Leiterkreis als Ganzes kann nur in einem inhomogenen Felde entstehen, wie es z. B. in der Umgebung eines Stabmagneten herrscht. Im Falle der Fig. 568 sind Magnetfeld und Stromfeld gleichsinnig, der Stromleiter bewegt sich also so, daß die Zahl der durchtretenden Magnetkraftlinien zunimmt, er wird „angezogen“.

In der Mittellage des Magneten treten seine sämtlichen Kraftlinien innerhalb des Magneten selbst durch den Stromkreis hindurch. Ein kleiner Teil von ihnen schließt sich allerdings innerhalb des Kreises, tritt also zweimal in entgegengesetzter Richtung hindurch und kommt deshalb nicht zur Wirkung

¹⁾ Man Sorge für genügende Steifigkeit des Solenoids durch Anbinden an ein Holzstäbchen, wie in der Figur angedeutet.

bei Verschiebung des Kreises nach der einen oder anderen Seite nimmt die Zahl der den Stromkreis nicht umschlingenden, also unwirksamen Linien zu, die der wirksamen dagegen ab; die Mittelstellung ist also eine solche stabilen Gleichgewichts bei der einen, und labilen Gleichgewichts bei der umgekehrten Stromrichtung.

Wie leicht zu zeigen, lassen sich die gesamten Bewegungen auch deuten, indem man den Stromkreis durch eine magnetische Schale ersetzt. Wenn wir dieses Bild jedoch auch für die Stellungen beibehalten wollten, in denen der Stabmagnet den Leiterkreis bereits durchsetzt, so müßten wir uns die Schale, auf deren Gestalt es ja gar nicht ankommt (vgl. Satz E in § 192), wie eine beliebig dehnbare Gummihaut vorstellen, die sich über den Stab hüllenartig herüberlegt.

Man sieht aus den obigen Ausführungen, daß sich zwar mit Hilfe der Regel A oder mittels der fingierten magnetischen Schale die Kräfte auf bewegliche Leiter nicht nur qualitativ, sondern, wie hier ohne Beweisführung behauptet werde, auch zahlenmäßig richtig darstellen lassen, daß aber eine direkte physikalische Anschaulichkeit frei von Fernwirkungsvorstellungen, wie wir es doch vom Standpunkte der Faraday-Maxwell'schen Anschauung aus verlangen müssen, noch fehlt. Es ist klar, daß ein dieser Anschauung entsprechendes Nahwirkungsgesetz so beschaffen sein muß, daß es die auf jeden beweglichen Leiterteil wirkende Kraft ausdrückt durch die an dem Orte des Leiterteiles herrschende magnetische Feldstärke, die Stromstärke im Leiter und das Lagenverhältnis zwischen Leiterteil und Feld.

Zu einem solchen Gesetz gelangen wir leicht mit Hilfe des Biotschen Elementargesetzes [Gl. (5) in § 196]. Als Ausdruck für die Kraft eines einzelnen Leiterelements auf einen Magnetpol war diese Gleichung eine bloße Fiktion, da ja immer die Wirkung des ganzen Leiters beobachtet wird. Wenn wir nunmehr aber nach dem Newton'schen Reaktionsprinzip die Existenz einer gleich großen und entgegengesetzten Kraft des Magnetpoles auf den Leiterteil behaupten, so läßt sich diese Beziehung leicht prüfen, da es sehr wohl möglich ist, einen beliebigen Teil eines Stromkreises für sich beweglich zu machen und die auf ihn ausgeübte Kraft zu messen.

Die Gleichung lautet:

$$\delta H_i = J \delta l \cdot \sin \vartheta / r^2 \dots \dots \dots (1)$$

(vgl. auch Fig. 546).

Der Index i an H besagt, daß es sich um das Stromfeld handelt. Be- findet sich in dem betrachteten Punkte ein Magnetpol m , so wirkt also auf diesen eine Kraft δF vom Betrage:

$$\delta F = m \cdot \delta H_i = J \delta l \cdot \sin \vartheta \cdot m / r^2 \dots \dots \dots (2)$$

Eine genau gleich große entgegengesetzte Kraft übt der Magnetpol auf den Leiter aus. Nun ist $m/r^2 = H$ das von m am Orte des Leiters er- zeugte Feld, so daß wir als auf das Leiterstück wirkende Kraft erhalten:

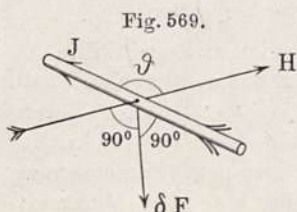
$$\delta F = H \cdot J \cdot \delta l \sin \vartheta \dots \dots \dots (3)$$

wo ϑ nunmehr als Winkel zwischen Strom- und Feldrichtung zu deuten ist, da ja H parallel r . Die Gl. (3) enthält nur noch Größen, die sich auf den Ort des Leiterstückes selbst beziehen; da es aber für die Nahwirkungsauf- fassung gänzlich gleichgültig ist, auf welche Weise das Feld H zustande

kommt, so können wir jetzt von der Annahme eines von bestimmter Stelle aus wirkenden „Poles“ ruhig abstrahieren und Gl. (3) folgendermaßen deuten:

B. Auf ein Leiterstück in einem Magnetfelde wirkt eine Kraft proportional der Stromstärke, der Länge des Leiterstückes und der senkrecht zur Stromrichtung gerichteten Feldkomponente. Die Richtung der Kraft steht senkrecht sowohl auf der des Leiters als auch auf der des Feldes.

Fig. 569 stellt den Zusammenhang dar. Den Sinn von δF erhält man, wenn man sich H durch einen positiven Magnetpol in passender Lage erzeugt

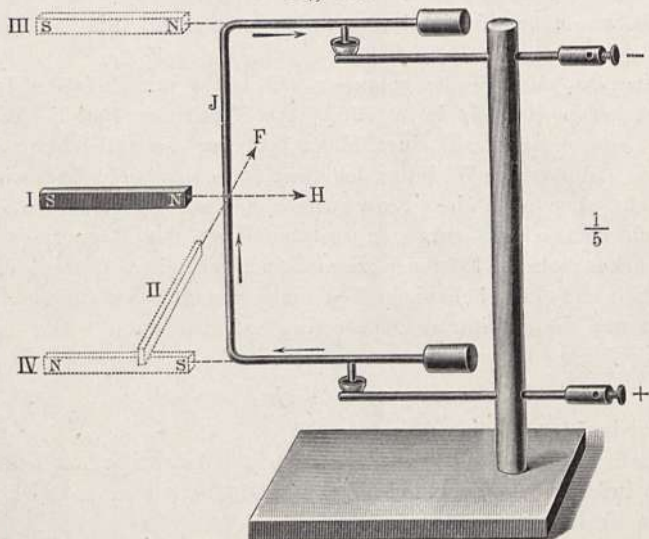


denkt und die Kraft auf den Leiter entgegengesetzt derjenigen setzt, die der Leiter auf den Pol ausüben würde. Man vergleiche also Fig. 546. Eine bequemere Regel wird weiter unten mitgeteilt werden (Satz A, § 201).

Zur qualitativen Prüfung von Satz B kann der in Fig. 570 dargestellte und wohl ohne weiteres verständliche Apparat dienen¹⁾.

Läßt man einen kräftigen Strom in Richtung des Pfeiles durch den Leiter fließen (10 bis 15 Amp.), so bewegt sich der Leiter in Richtung F ,

Fig. 570.



wenn ein Magnet in der Stellung I genähert wird, dagegen tritt keine Bewegung ein, wenn der Magnet die Stellung II hat. Die Kraft auf den Leiter hat also keine Komponente in Richtung des Feldes selbst, d. h. sie steht senkrecht auf der Feldrichtung.

Daß ferner nur die senkrecht zur Stromrichtung stehende Komponente des Feldes wirkt, läßt sich zeigen, indem man zwei gleich starke Magnete mit entgegengesetzten Polrichtungen in die Stellungen III

¹⁾ Um genügend reibungsfreie Bewegung zu erzielen, darf bloß die obere Spitze auf dem Boden des zugehörigen Quecksilbernapfes aufruhren, während die untere frei schweben muß.

und IV bringt. Dann heben sich die Wirkungen auf den senkrechten Leiter-
teil auf, während die Wirkungen auf die in der Feldrichtung verlaufenden
wagerechten Teile, wenn solche Wirkungen vorhanden wären, sich summieren
müßten. Es ist aber keine Ablenkung beobachtbar.

Um endlich noch nachzuweisen, daß die Kraft auch senkrecht zur Strom-
richtung wirkt, kann man den in Fig. 571 dargestellten Drahtkreis in Ver-

Fig. 572.

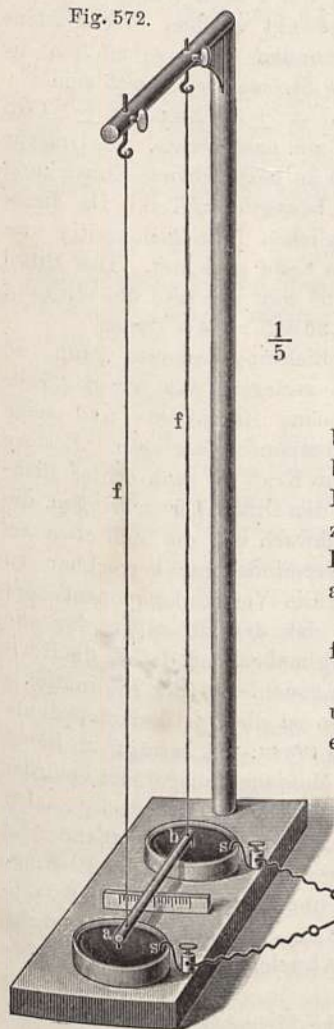
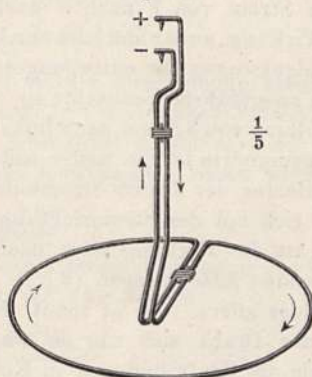


Fig. 571.



bindung mit dem Ampèreschen Gestell (Fig. 564)
benutzen. Es ist keinerlei Einwirkung des
Magneten auf den kreisförmigen Teil des Leiters
zu bemerken, der sich nur in seiner eigenen
Längsrichtung verschieben kann. Die Kraft hat
also keine Komponente in der Stromrichtung.

Zur zahlenmäßigen Prüfung von Gl. (3) kann
folgender Apparat dienen (Fig. 572):

Ein Aluminiumdraht *ab* von 10 cm Länge
und 2 mm Dicke ist an seinen Enden mit kurzen
eingeschmolzenen Platindrähten (von etwa

0,5 mm Dicke) versehen,
die senkrecht nach
unten gebogen in zwei
flache Schalen *ss* mit
Quecksilber eintauchen.
Der Draht hängt an
zwei dünnen Kokon-
fäden *ff* von 50 cm
Länge. Die Schalen
sind durch am Rande

eintauchende Platindrähte *dd* in einen Stromkreis eingeschaltet, der ein
Amperemeter, einen Regulierwiderstand und einen Stromwender enthält. Die
Schaltung ist in der Figur schematisch angedeutet. Eine unter der Mitte
des Drahtes befindliche Skala gestattet die Ablenkungen des Drahtes aus der
Ruhelage abzulesen¹⁾.

¹⁾ Das Quecksilber muß sehr sauber sein, es darf also nicht durch Amalgame
verunreinigt sein, und wird am besten unmittelbar vor den Versuchen in die Schale
Maller-Pouillet-Pfaundler. IV.

Der bewegliche Draht hat bei Innehaltung der angegebenen Dimensionen ein Gewicht von nicht ganz 1 g. Durch Anbringung kleiner Wachsklumpchen läßt sich das Gewicht leicht auf $1,02 \text{ g} = 1000 \text{ Dynen}$ bringen. Einer Ablenkung von 0,5 mm bei 500 mm Fadenlänge entspricht dann eine Kraft von $1000 \cdot 0,5/500 = 1 \text{ Dyne}$.

Das Feld des Erdmagnetismus ist (auf der nördlichen Erdhalbkugel) schräg von oben nach unten gerichtet, ein Strom von a nach b muß also nach links, ein Strom von b nach a nach rechts gelenkt werden. Wenn keine weitere Wirkung außer der des Erdfeldes vorhanden wäre, so müßten die beiden Ablenkungen für entgegengesetzt gleiche Ströme gleich groß sein.

Eine ausgeführte Beobachtung ergab für $J = +10 \text{ Amp.} = \pm 1 \text{ CGS}$ eine Ablenkung von 3,5 mm nach links und von 1 mm nach rechts. Die Ursache dieser Unsymmetrie ist die weiter unten (§ 204) zu besprechende Einwirkung des Stromfeldes der festen Stromteile auf den beweglichen Teil. Da dieses Eigenfeld sich mit der Stromrichtung im beweglichen Teile gleichzeitig umkehrt, so ist die Wirkung stets nach derselben Seite gerichtet. Das Mittel aus den beiden Ablenkungen $(3,5 + 1)/2 = 2,25$ gibt uns also die Wirkung des Erdfeldes allein. Es ist somit: $F_{\text{beob.}} = 2,25/0,5 = 4,5 \text{ Dynen}$.

Da der Draht sich nur in wagerechter Richtung bewegen kann, so können wir die Kraft dadurch in Komponenten zerlegen, daß wir das Erd-

feld in seine Horizontal- und seine Vertikalkomponente zerlegen. Erstere würde eine Kraft in senkrechter Richtung auf den Draht hervorbringen, die viel zu schwach ist, um sich etwa als Gewichtsverminderung bemerkbar zu machen. Die Vertikalkomponente des Erdfeldes ist deshalb allein für die Ablenkung maßgebend. Ist H_0 die Horizontalkomponente, φ der Inklinationwinkel, so ist die Vertikalkomponente $H_v = H_0 \cdot \text{tg } \varphi$; es beträgt in Bonn, wo die Messung ausgeführt wurde: $H_0 = 0,19 \text{ Gauss}$, $\varphi = 66^\circ$, also $\text{tg } \varphi = 2,25$, woraus $H_v = 0,428$. Es ist ferner $L = 10 \text{ cm}$, $J = 10 \text{ Amp.} = 1 \text{ CGS}$ und $\vartheta = 90^\circ$ oder $\sin \vartheta = 1$.

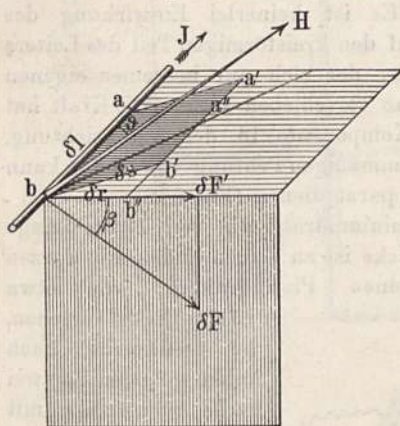
Also: $F = 0,428 \cdot 1 \cdot 10 = 4,28$ gegen $F_{\text{beob.}} = 4,5$. In Anbetracht der primitiven Beobachtungsmethode ist diese Abweichung von etwa 5 Proz. belanglos.

Wir können dem Kraftgesetz für bewegliche Stromleiter eine sehr einfache und anschauliche Form geben, wenn wir die Zahl der bei einer Verschiebung des Leiters geschnittenen Kraftlinien betrachten.

Das Leiterstück $ab = \delta l$ (Fig. 573) werde parallel mit sich selbst in ganz beliebiger Richtung um die kleine Strecke δs nach $a'b'$ verschoben. Die

filtriert. Unreinigkeit macht sich sofort durch stark vermehrte Reibung des pendelnden Drahtes bemerkbar. Der Durchmesser der Schalen darf nicht unter etwa 4 cm betragen, sonst stört die kapillare Krümmung der Quecksilberoberfläche, und die Platindrähte werden gegen den Rand der Schale gezogen.

Fig. 573.



Ebene ($\delta l, \delta s$) bilde mit der Krafrichtung δF , die senkrecht auf δl und H steht, den Winkel β . Dann ist die Komponente von δF in Richtung der Ebene ($\delta l, \delta s$) gleich $\delta F' = \delta F \cdot \cos \beta$, und wenn δr die Höhe des von δl beschriebenen Parallelogramms, so ist die bei der Verschiebung geleistete Arbeit gleich

$$\delta A = \delta F \cdot \cos \beta \cdot \delta r.$$

Nach Gl. (3) ist aber $\delta F = J \cdot H \cdot \delta l \cdot \sin \vartheta$, also:

$$\delta A = J \cdot H \cdot \cos \beta \cdot \sin \vartheta \cdot \delta l \cdot \delta r.$$

Nun ist $\delta l \cdot \delta r$ der Inhalt der von δl bei der Verschiebung beschriebenen Fläche $aa' b'b$ und $H \sin \vartheta \cdot \cos \beta$ die senkrecht auf dieser Fläche stehende Feldkomponente. Multiplikation beider Ausdrücke ergibt also die Zahl der durch die Fläche $\delta l \cdot \delta r$ hindurchtretenden Kraftlinien. Somit wird:

$$\delta A = J \cdot \delta N \dots \dots \dots (4)$$

wo δN die Zahl der von dem Leiterstück bei seiner Bewegung geschnittenen Kraftlinien. Da nun andererseits $\delta A = \delta F_s \cdot \delta s$, so ist:

$$\delta F_s = J \cdot \delta N / \delta s \dots \dots \dots (5)$$

In Worten:

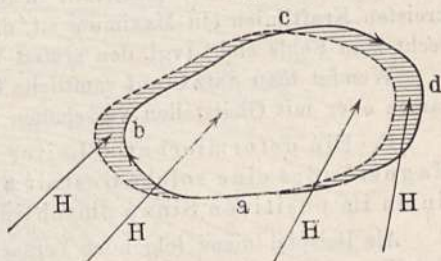
C. Die in eine beliebige Verschiebungsrichtung fallende Krafftkomponente auf ein bewegliches Leiterstück ist gleich der Stromstärke, multipliziert mit der Anzahl der bei der Verschiebung um 1 cm geschnittenen Kraftlinien (Faraday).

Ein beweglicher Leiterteil verschiebt sich also so, daß er möglichst viele Kraftlinien schneidet. (Über den Richtungssinn der Verschiebung siehe Satz A in § 201.)

Da Satz C bzw. Gl. (5) für jedes einzelne Stück eines Stromleiters gelten, so gelten sie auch für die Verschiebung eines beliebig ausgedehnten Leiters.

Wenn man aber einen starren geschlossenen Leiter $abcd$ (Fig. 574) in irgend einer Richtung verschiebt, so treten die geschnittenen Kraftlinien an der einen Seite (abc) von außen in den Leiterkreis hinein, während an der anderen Seite (cda) solche Kraftlinien, die ursprünglich den Kreis durchsetzten, heraustreten. An der Seite abc nimmt also die Zahl der positiven (d. h. vom Strom

Fig. 574.



im Uhrzeigersinne umkreisten) Kraftlinien zu, an der Seite cda nimmt sie ab. Ermittelt man nach Fig. 569 die Richtungen der auf die beiden Teile abc und cda wirkenden Kräfte, so findet man, daß sie für abc positiv, d. h. im Sinne der Bewegung, für cda dagegen negativ, d. h. der Bewegung entgegengerichtet sind. Die Gesamtkraft ist also proportional der Differenz der an der einen Seite eingetretenen und der an der anderen Seite ausgetretenen oder der Vermehrung der den Kreis in positiver Richtung durchsetzenden Kraftlinien. Damit erhalten wir den Satz:

D. Die in irgend einer Richtung auf einen geschlossenen starren Stromkreis in einem Magnetfelde einwirkende Kraftkomponente ist gleich dem Produkt aus der Stromstärke und der bei einer Verschiebung von 1 cm eintretenden Vermehrung des positiven Kraftflusses durch den Stromkreis.

Wir betrachten endlich noch die Drehung eines starren Stromkreises um irgend eine Achse. Hat irgend ein Stück δl des Leiters den Abstand r von der Achse, so legt es bei einer Drehung um den sehr kleinen Winkel $\delta \varphi$ die Strecke $\delta s = r \cdot \delta \varphi$ zurück, wobei δs senkrecht zu r , also parallel zur Tangente steht. Setzen wir dies in Gl. (5) ein, so erhalten wir für die tangential gerichtete Kraftkomponente P auf das Leiterstück:

$$P = J \frac{\delta N}{r \delta \varphi} \quad \text{oder} \quad Pr = J \frac{\delta N}{\delta \varphi} \cdot \dots \dots \dots (6)$$

Dasselbe gilt für sämtliche Teile des Stromkreises; addieren wir nun alle Gleichungen (6) für den ganzen Kreis, so erhalten wir links die Summe aus Kräfte. Hebelarme = Drehmoment D . Rechts ist J und $\delta \varphi$ für alle Teile der Summe dasselbe, und die Summe von δN ist wieder die Vermehrung der den Kreis in positiver Richtung durchsetzenden Kraftlinien des Feldes. Somit erhalten wir:

$$D = J \cdot \frac{\delta N}{\delta \varphi} = 0,1 \cdot J_{\text{Amp.}} \cdot \frac{\delta N}{\delta \varphi} \cdot \dots \dots \dots (7)$$

In Worten:

E. Das Drehmoment, das ein um eine Achse drehbarer Stromkreis in einem Magnetfelde erfährt, ist gleich dem Produkt aus der Stromstärke und der Vermehrung des positiven Kraftflusses durch den Stromkreis pro Einheit der Winkeldrehung.

Man sieht leicht, daß die Sätze D und E qualitativ dasselbe ausdrücken, wie der am Beginn dieses Paragraphen gefundene Satz A.

Aus E folgt sofort, daß ein drehbarer ebener Stromkreis im Gleichgewicht ist, wenn die Zahl der positiven, d. h. vom Strom im Uhrzeigersinne umkreisten Kraftlinien ein Maximum ist, d. h. wenn die Ebene des Leiters senkrecht zum Felde steht (vgl. den ersten Versuch).

Wendet man Satz C auf sämtliche Teile eines deformierbaren, also biegsamen oder mit Gleitstellen versehenen Leiters an, so erhält man den Satz:

F. Ein deformierbarer Leiter nimmt unter dem Einfluß eines Magnetfeldes eine solche Gestalt an, daß er möglichst viele Kraftlinien im positiven Sinne umschlingt.

Als Beispiel diene folgender Versuch (Fig. 575): Ein biegsames Stück Metallitze (auch ein Stanniolstreifen genügt) von U-förmiger Gestalt wird von einem Strom von etwa 2 bis 3 Amp. durchflossen. Nähert man von vorn her den Nordpol eines Stabmagneten, so nimmt das Band die Form II, nähert man den Südpol, so nimmt es die Form III an. Im ersten Falle sind nämlich die Kraftlinien des Feldes positiv, der Leiter sucht also möglichst viele, im zweiten Falle sind sie negativ, der Leiter sucht also möglichst wenige zu umschlingen.

Bedeutend eleganter ist folgender von O. Lodge herrührender Versuch (Fig. 576):

Neben einem kräftigen Magnetstab hängt ein leicht biegsamer Leiter. Wird ein Strom hindurchgeschickt, so schlingt sich der Leiter je nach der

Fig. 575.

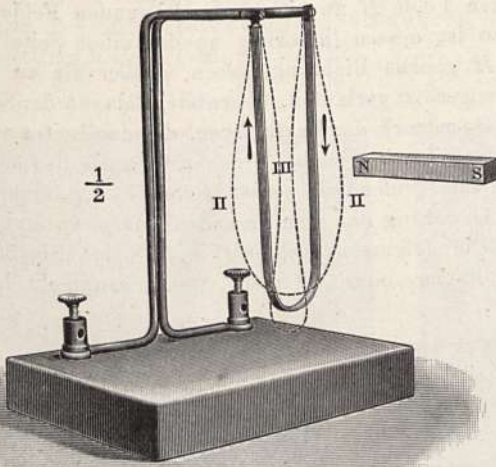
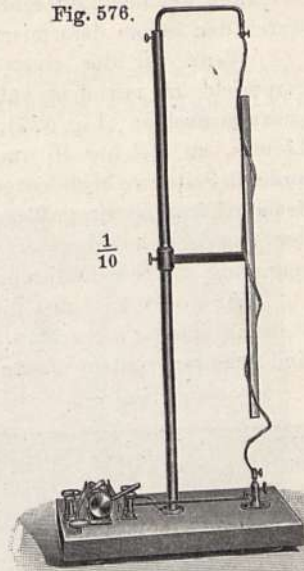


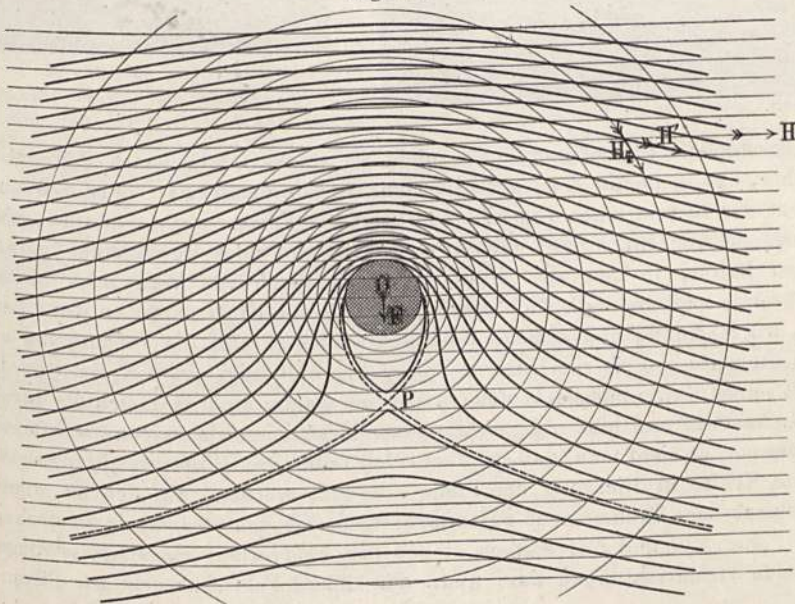
Fig. 576.



Stromrichtung in einer rechts- oder linksgewundenen Schraubenlinie um den Magneten. Zur Vermeidung leitender Berührung muß der Magnet durch einen Überzug von Papier isoliert sein.

§ 201. Maxwellsche Spannungen am Stromleiter; Einfluß des Mediums auf die ponderomotorische Kraft. Während wir im vorigen

Fig. 577.



Paragraphen lediglich nach einem erfahrungsmäßig richtigen Ausdruck für die ponderomotorische Kraft auf einen Leiter suchten, soll nunmehr die Wirkung auf den Leiter als Folge der Maxwellschen Spannungen in dem durch den Strom deformierten Magnetfelde erklärt werden.

Wenn wir das einen Leiter in kreisförmigen Kraftlinien umgebende Stromfeld H_i mit dem äußeren Felde H zu einem resultierenden Felde H' zusammensetzen (Fig. 577), so ist dessen Intensität an der einen Seite des Leiters, an welcher H_i und H gleiche Richtung haben, größer als an der anderen Seite, wo beide entgegengesetzt verlaufen. Es entsteht also an der Seite des stärkeren H' ein größerer Querdruck der Krafttröhren, der den Leiter nach der Seite des schwächeren H' hintreibt; im gleichen Sinne wirkt auch die Längsspannung der die Leiteroberfläche größtenteils schief treffenden Krafttröhren.

Wir wollen zunächst die Gestaltung des resultierenden Feldes an einigen Feilspanbildern betrachten. Die folgenden Bilder (Fig. 578 bis Fig. 581) sind erhalten, indem man ein Papier- oder Glimmerblatt mit senkrecht hin-

Fig. 578.

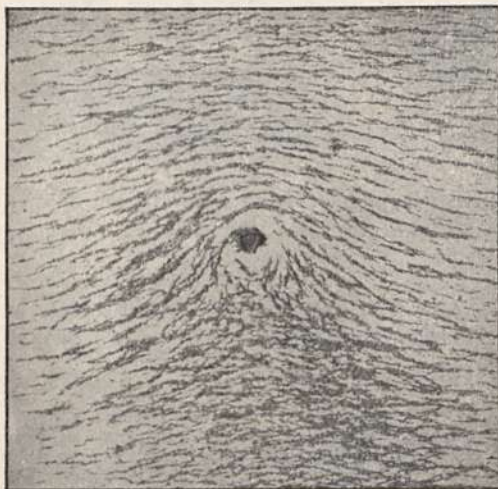
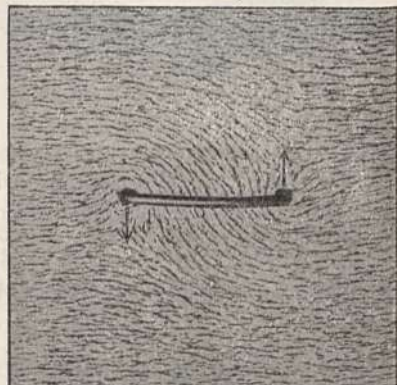


Fig. 579.



durchtretendem Stromleiter in ein (nicht zu starkes) homogenes Magnetfeld brachte, das in der in § 33 geschilderten Weise erzeugt war. Fig. 578 entspricht der theoretischen Fig. 577 und zeigt die Verzerrung des ursprünglich homogenen von links nach rechts verlaufenden Feldes durch einen geraden Leiter, in dem der Strom die Papierebene von vorn nach hinten durchsetzt; man sieht deutlich die Verdichtung der Krafttröhren an der Oberseite, wo Stromfeld und äußeres Feld sich addieren, und die Verdünnung an der Unterseite, wo sie sich subtrahieren. Fig. 579 zeigt einen Kreisstrom in einem seiner Ebene parallel laufenden äußeren Felde; stellt man sich die durch den Leiter s-förmig hindurchgeschlungenen Kraftlinien als gespannte Gummischnüre vor, so sieht man, daß auf die beiden Seiten des Leiters entgegengesetzt gleiche Kräfte in Richtung der Pfeile ausgeübt werden, die sich zu einem Kräftepaar oder Drehmoment zusammensetzen, das den Stromkreis zu drehen sucht. Fig. 580 und 581 endlich stellen den Feldverlauf eines Kreisstromes für beide Stromrichtungen dar, wenn das äußere Feld senkrecht zur Strom-

ebene verläuft. Man sieht sofort, daß die erste Stellung eine solche stabilen und die zweite eine solche labilen Gleichgewichts ist. Aus der Vorstellung vom Kraftliniendruck folgt sofort eine einfache Regel für den Richtungssinn der auf den Stromleiter ausgeübten Kraft:

A. Der Leiter bewegt sich nach der Seite hin, wo die Kraftlinien des Stromfeldes und des äußeren Feldes entgegengesetzte Richtung haben (vgl. Fig. 577).

Fig. 580.

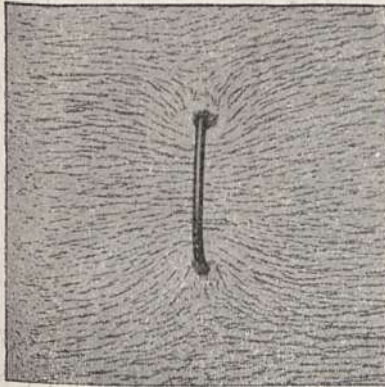
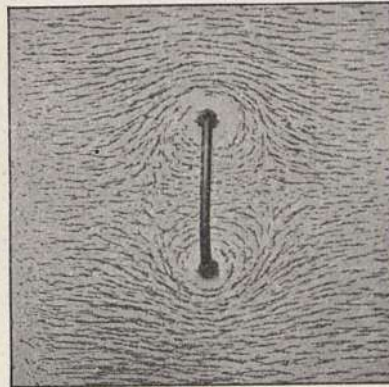


Fig. 581.



Der mathematische Nachweis, daß für einen beliebig gestalteten Querschnitt und auch sonst beliebige Form des Leiters die Maxwellschen Spannungen zu demselben Kraftausdruck führen, wie das früher ermittelte Elementargesetz [Gl. (3) in § 200], ist nur mit Anwendung höherer mathematischer Hilfsmittel zu führen.

Dagegen gestaltet sich für einen geradlinigen Draht von kreisförmigem Querschnitt und homogenes äußeres Feld die Betrachtung verhältnismäßig einfach (Fig. 582).

Wir betrachten ein aus dem Draht herausgeschnittenes Stück von 1 cm Länge; r sei der Radius des Drahtes. Das äußere Feld H läuft irgendwie schief zum Draht und zur Zeichnungsebene. Eine durch O gehende Kraftlinie von H bestimmt mit der senkrecht zum Papier verlaufenden Drahtachse eine Ebene, die das Papier in ON schneide. Dann können wir H in eine Komponente H_x parallel dem Draht und H_n parallel ON zerlegen. Das Stromfeld H_i ist überall tangential zur Drahtoberfläche. Das resultierende Feld H' steht also im allgemeinen schief zum Draht.

Wir zerlegen H' in Komponenten parallel dem Radius (H'_r), parallel der Tangente (H'_t) und parallel der Achse (H'_z), dann ist:

$$H'_x = H_n \cos \varphi; \quad H'_y = H_n \sin \varphi + H_i; \quad H'_z = H_x \dots \dots (1)$$

Wir berechnen nunmehr die von den Maxwellschen Spannungen herrührenden Kräfte auf ein Stück $AB = r \delta \varphi$ des Drahtumfangs; da das abgeschnittene Stück 1 cm Höhe hat, so ist auch $r \delta \varphi = f$ seine Oberfläche.

Die auf f in radialer und tangentialer Richtung wirkenden Kräfte X und Y erhalten wir aus Gl. (7) bis (9) in § 32 zu:

$$\left. \begin{aligned} X &= -\frac{f}{8\pi} (H_x'^2 - H_y'^2 - H_z'^2) \\ Y &= -\frac{2f}{8\pi} H'_x H'_y; \quad Z = -\frac{2f}{8\pi} H'_x \cdot H' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

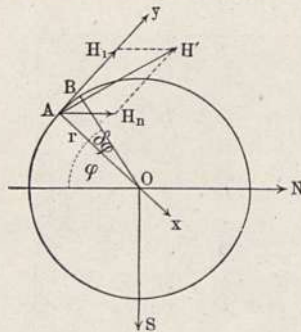
Um die Kraftwirkungen über die ganze Oberfläche zu addieren, müssen wir sie in Komponenten N , S und Z parallel den festen Richtungen ON und OS und parallel der Drahtachse Z zerlegen.

Dann wird:

$$N = X \cdot \cos \varphi + Y \sin \varphi; \quad S = X \cdot \sin \varphi - Y \cos \varphi; \quad Z = Z \dots (3)$$

Setzen wir in Gl. (3) die Werte von X und Y aus Gl. (2) und dann die Werte von H'_x , H'_y und H'_z aus Gl. (1) ein, so erhalten wir für N , S und Z Ausdrücke aus mehreren Gliedern, in denen folgende Faktoren vorkommen:

Fig. 582.



$$\cos \varphi, \cos^3 \varphi, \sin \varphi, \sin^3 \varphi, \cos^2 \varphi \sin \varphi, \sin^2 \varphi \cos \varphi, \sin^2 \varphi, \cos^2 \varphi.$$

Bilden wir nun die Summe über sämtliche Stücke f des ganzen Umfanges, so kommen alle $\sin \varphi$ und $\cos \varphi$ ebenso oft mit positivem, wie mit negativem Zeichen vor. Von den obigen acht Ausdrücken verschwinden also die ersten sechs; die letzten beiden dagegen sind stets positiv und tragen allein zur Summe bei. Da sie aber nur in S vorkommen, so wird:

$$\Sigma N = \Sigma Z = 0 \dots \dots \dots (4)$$

und

$$\Sigma S = H_i \cdot H_n \frac{2}{8\pi} \cdot \Sigma (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \cdot r \delta \varphi = H_i H_n \cdot \frac{2r}{8\pi} \Sigma \delta \varphi \dots (5)$$

Nun ist $\Sigma \delta \varphi = 2\pi$ und $H_i = 2J/r$ [vgl. Gl. (1) in § 197]; also wird die Kraft auf 1 cm Drahtlänge:

$$\Sigma S = J \cdot H_n = J \cdot H \sin \vartheta \dots \dots \dots (6)$$

(wobei ϑ der Winkel zwischen J und H).

Diese Gleichung stimmt mit Gl. (3) in § 200 überein.

Um den Einfluß des umgebenden Mediums auf die ponderomotorischen Kräfte zu untersuchen, betrachten wir den in Fig. 583 und 584 skizzierten Fall. Ein Stromleiter O sei von einer nach außen hin unendlich dicken Eisenhülle derart umgeben, daß zwischen beiden noch ein ringförmiger Luftraum frei bleibt. Es sei zunächst nur das Eigenfeld des Leiters vorhanden; die Gleichgewichtsbedingungen an der Grenze zwischen Luft und Leiter und damit auch im übrigen Luftraum sind dieselben wie früher; es ist also nach wie vor:

$$\Sigma H_s \delta s = 4\pi J \dots \dots \dots (7)$$

[vgl. Gl. (17) in § 193].

Auch an der Grenze zwischen Luft und Eisen haben wir keinen Grund zur Annahme anderer Gesetze, als wir sie früher für ein von permanenten Magneten erzeugtes Feld gefunden haben; wir werden also, da das Feld der Grenze parallel verläuft, zu setzen haben (vgl. Satz C in § 38):

$$H_{\text{Eisen}} = H_{\text{Luft}} \text{ und } B_{\text{Eisen}} = \mu \cdot H_{\text{Luft}} \dots \dots \dots (8)$$

Wegen Gl. (8) gilt also Gl. (7) auch noch im Eisen.

An den gefundenen Beziehungen wird nun offenbar nichts geändert, wenn wir uns den Luftring immer enger denken, so daß schließlich der Stromleiter sich ganz in dem Medium mit der magnetischen Permeabilität μ befindet.

Wenn wir uns also den Draht ganz in einem derartigen Medium befindlich denken, so ist der Verlauf des Feldes H an der Drahtoberfläche derselbe wie in Luft; die Faraday-Maxwellsche Spannung beträgt jetzt aber nicht mehr $H^2/8\pi$, sondern $\mu \cdot H^2/8\pi$. Denken wir uns jetzt dem Stromfeld ein homogenes äußeres Feld überlagert, dessen Komponente senkrecht zum Drahte H_n beträgt, so würde, wenn auch der Leiter aus Eisen bestünde, der Feldverlauf derselbe sein wie in Fig. 577 und die Kraft auf den Leiter wäre gleich [vgl. § 200, Gl. (3)]:

$$F = \mu \cdot J \cdot H_n = J \cdot B_n \dots \dots \dots (9)$$

Für einen Leiter aus unmagnetischem Material kommen wir zu einem analogen Resultat durch folgende Betrachtung:

Der Stromleiter O (Fig. 584) befinde sich im Innern einer engen luft-erfüllten Höhlung in einem Eisenstück, das von den Induktionslinien eines

Fig. 583.

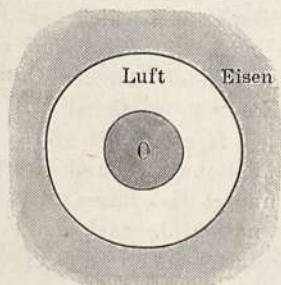
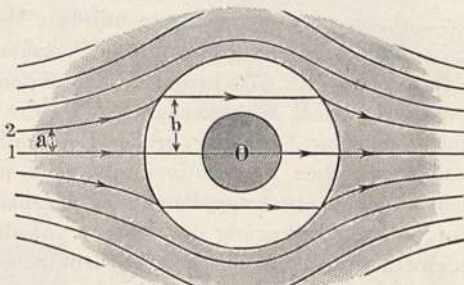


Fig. 584.



von außen erzeugten in größerer Entfernung homogenen Feldes durchsetzt wird. Dann haben die Induktionslinien ungefähr den in der Figur skizzierten Verlauf (vgl. § 47).

Es ist also H in der Höhlung viel geringer als B im Eisen; die Kraft auf den Leiter ist gleich dem Produkt $J \cdot H$. In der Tat werden ja auch, wenn das Eisen feststeht und sich der Draht innerhalb der Höhlung verschieben kann, pro Centimeter Wegs H Kraftlinien geschnitten (vgl. Satz C in § 200).

Anders dagegen, wenn sich das Eisen mit dem Drahte zusammen bewegt: Denn denken wir uns etwa das Ganze um den Abstand a zweier Induktionslinien 1 und 2 nach oben verschoben, so ist offenbar die Linie 2 an Stelle von 1 getreten, es hat sich also die Linie 2 um die Strecke $(b-a)$ dem Leiter entgegen in der Höhlung nach unten bewegt. Ist also a die Geschwindigkeit des bewegten Leiters, so ist $b-a$ die Geschwindigkeit der ihm in der Höhlung entgegenwandernden Kraftlinien und die relative Geschwindigkeit beider ist $b-a+a=b$. Es werden also genau so viele Kraftlinien pro Centimeter Verschiebung geschnitten, wie Induktionslinien geschnitten würden, wenn diese sich geradlinig auch durch die Höhlung und den Draht hindurch erstreckten. Die gesamte auf das bewegliche System (Leiter + Eisen) wirkende Kraft ist also: $B \cdot J$; von dieser Kraft wirkt der meist sehr kleine Anteil $H \cdot J$ auf den Leiter, während der vielmal größere $(B-H) \cdot J$ am Eisen, und zwar an der Innenseite der Höhlung angreift.

An Stelle von Satz C erhalten wir somit das für beliebige Media gültige Gesetz:

B. Die auf einen beweglichen Leiter nach irgend einer Richtung hin wirkende Kraftkomponente ist gleich dem Produkte aus der Stromstärke in die Zahl der bei einer Verschiebung um 1 cm in dieser Richtung geschnittenen Induktionslinien.

§ 202. Strommesser mit beweglichem Leiter. Die in den §§ 200 und 201 behandelten Kräfte eines Magnetfeldes auf einen beweglichen Leiter lassen sich zur Messung von Stromstärken verwenden, wenn man den zu messenden Strom oder einen durch passende Nebenschlüsse (vgl. § 135) bestimmten Bruchteil desselben durch den beweglichen Leiter schickt, dessen Bewegungen durch eine geeignet angebrachte Richtkraft begrenzt werden.

Allgemeines. Zur Erzeugung des konstanten Magnetfeldes dienen entweder Stahlmagnete, in deren technischer Herstellung namentlich bezüglich ihrer Konstanz in letzter Zeit große Fortschritte gemacht worden sind, oder auch (z. B. bei dem S. 670 beschriebenen Saitengalvanometer oder dem Oszillographen auf S. 671) Elektromagnete. Da die Wirkung proportional $H \cdot J$ ist, so macht man zur Erzielung großer Empfindlichkeit H möglichst stark, indem man zwischen den nötigenfalls noch mit „Polschuhen“ und eisernen Zwischenstücken armierten Polen des Magneten nur so viel Raum läßt, als zur ungestörten Bewegung des Leiters unbedingt nötig. Je nach der Form und Schwingungsdauer des beweglichen Leiters unterscheidet man: „Spulengalvanometer“, „Saitengalvanometer“, „Oszillographen“.

Da die Feldstärke in dem schmalen Luftspalt meist mehrere Hundert Gauss beträgt, so kann das Erdfeld (etwa 0,5 Gauss) und seine Veränderlichkeit als praktisch einflußlos betrachtet werden. Daraus folgt ein sehr wesentlicher Vorzug der Strommesser mit festem Magnet und beweglichem Leiter vor denen mit festem Leiter und beweglichem Magnet (d. h. den „Nadelgalvanometern“):

Strommesser mit beweglichem Leiter sind praktisch weder in ihrer Nullpunkt-lage noch in ihrer Empfindlichkeit von dem erdmagnetischen Felde und sonstigen nicht allzu starken äußeren Feldern abhängig.

Man kann also mit diesen Instrumenten selbst dann arbeiten, wenn der Gebrauch von Nadelgalvanometern wegen des störenden Einflusses benachbarter elektrischer Straßenbahnen, oder auch von im gleichen Gebäude oder Zimmer befindlichen elektromagnetischen Apparaten unmöglich ist. Bedenkt man ferner die Unabhängigkeit der Aufstellung vom magnetischen Meridian, die Konstanz des Nullpunktes, die fast genaue Proportionalität zwischen Ausschlag und Stromstärke selbst für Winkelausschläge von über 90° , so erklärt es sich, daß neuerdings die Spuleninstrumente die Nadelinstrumente fast verdrängt haben. Bloß wo es auf allerhöchste Empfindlichkeit bei kleinstem Widerstand, d. h. große „Spannungsempfindlichkeit“ ankommt, ist einstweilen das Nadelgalvanometer in seinen allerempfindlichsten Ausführungen noch überlegen.

Von den speziellen Ausführungsformen ist am verbreitetsten das Spulengalvanometer.

Das zuerst von W. Thomson (Lord Kelvin) benutzte Prinzip wurde von neuem unabhängig von dem Physiologen d'Arsonval¹⁾ in Verbindung mit dem Techniker Deprez zur Konstruktion von Meßinstrumenten benutzt. Fig. 585 zeigt die Originalkonstruktion aus dem Jahre 1889.

Man erkennt deutlich den aufrecht stehenden hufeisenförmigen Lamellenmagneten (vgl. § 6) und den zur Verstärkung des Feldes dienenden zylindrischen Eisenkern. Zwischen Magnet und Kern befindet sich eine auf einen rechteckigen Rahmen gewundene Spule feinen Drahtes, welcher der Strom von oben und unten durch feine Metallbänder zugeführt wird. Letztere werden bei Drehung der Spule tordiert und erzeugen dadurch die Richtkraft. Mit der Spule starr verbunden ist der ebenfalls sichtbare Spiegel.

Fig. 585.

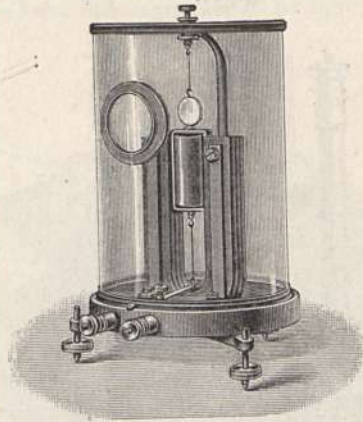


Fig. 586.

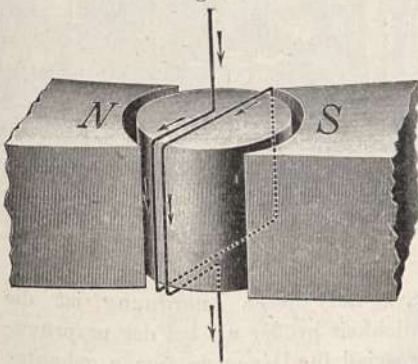


Fig. 587.

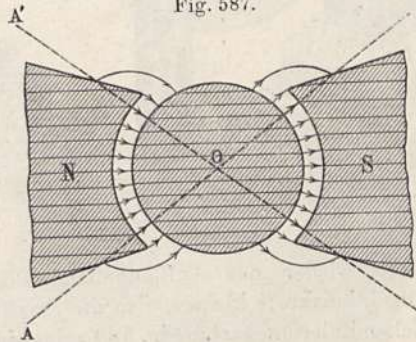


Fig. 586 zeigt schematisch den Strom- und Fig. 587 den Feldverlauf für die in den Fig. 588 bis 593 dargestellten Instrumente. Das Feld verläuft in dem schmalen Luftraume zwischen Polen und Eisenkern in genügender Entfernung von den Kanten in überall gleicher Stärke und genau radial, d. h. senkrecht zur Bewegungsrichtung der Spulendrähte, die Spule erfährt also eine der Stromstärke proportionale und von der Stellung der Spule unabhängige Kraftwirkung. Da ferner die rückwirkende Richtkraft des Aufhängungsbandes proportional dem Drehungswinkel ist, so tritt Gleichgewicht bei einer der Stromstärke J proportionalen Ablenkung ein. Diese Proportionalität gilt innerhalb des ganzen Winkels $A'OA$, innerhalb dessen das Feld praktisch radial verläuft.

Durch konstruktive Änderungen mancherlei Art ist das Deprez-d'Arsonvalsche Spulengalvanometer in letzter Zeit verbessert worden.

¹⁾ La lumière electr. 4, 309 (1881); 32, 268 (1889).

namentlich in bezug auf kompendiöse Bauart, rasche bequeme Handhabung, leichte Auswechselbarkeit der Spule usw. Fig. 588 zeigt die von Siemens u. Halske ausgeführte Konstruktion in Außenansicht sowie die herausgezogene Spule für sich. Man sieht deutlich die zur Stromzuführung von unten dienende zylindrische Spiralfeder, während zur Zuführung zum oberen Spulen-

Fig. 588.

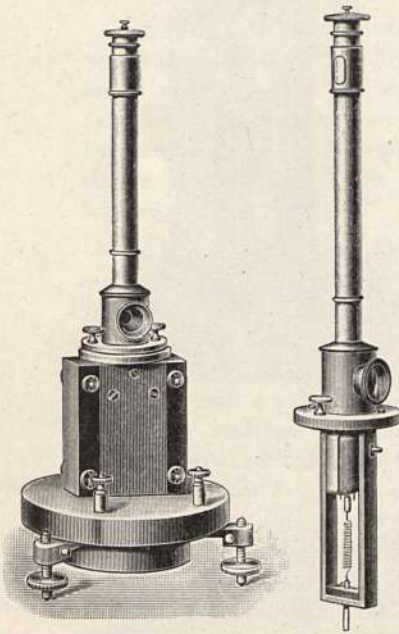
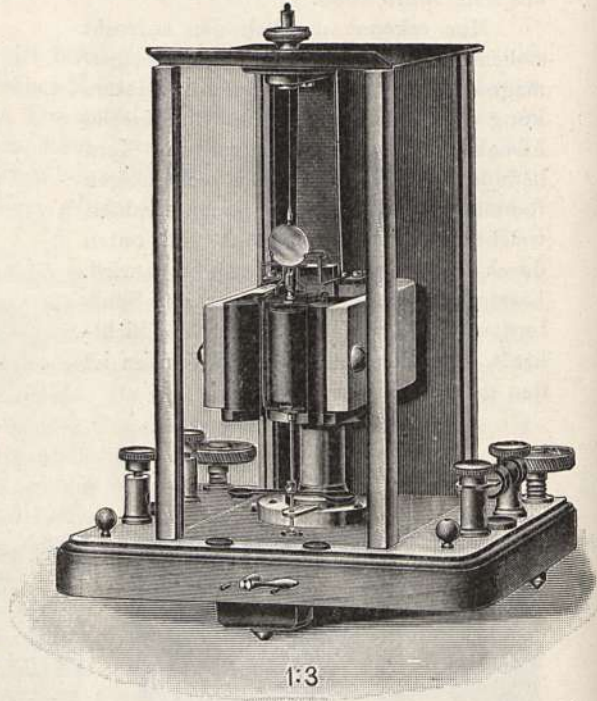


Fig. 589.



ende wieder das Aufhängeband dient. Bei dieser Anordnung ist die Direktionskraft kleiner, also die Empfindlichkeit größer als bei der ursprünglichen Zuleitungsart. Fig. 589 zeigt ein speziell für Demonstrationen gebautes Instrument von Hartmann u. Braun (Frankfurt¹⁾).

Dämpfung. Eine allen Spulengalvanometern gemeinschaftliche Eigentümlichkeit ist die starke Dämpfung ihrer Bewegung, wenn man sie in einen Stromkreis von geringem Widerstande einschaltet. Die Dämpfung wird dann bisweilen so groß, daß die Spule, obgleich sie bei offenem Kreise eine Schwingungsdauer von nur wenigen Sekunden und fast gar keine Dämpfung aufweist, bei geschlossenem Kreise mehrere Minuten gebraucht, um in ihre Ruhelage hineinzukriechen. Diese Dämpfung ist eine Folge der durch die Bewegung im Magnetfelde in den Spulendrähten erzeugten „Induktionsströme“ (s. w. u. Kap. IX), die stets bewegungshemmend wirken.

Für die Beobachtung ist es am bequemsten, wenn das Instrument bei geschlossenem Stromkreise gerade „aperiodisch“ gedämpft ist. Man erreicht dies auf dreierlei Weise: 1. durch passende Bewickelung der Spule; 2. falls

¹⁾ Empfindlichkeit bei 100 Ohm Spulenwiderstand: 1 Sk.-T. = $3,6 \cdot 10^{-9}$ Amp.

die Dämpfung zu groß, durch geeigneten Vorschaltwiderstand; 3. falls sie zu klein, durch über die Spule geschobene geschlossene Bügel aus Kupfer- oder Aluminiumdraht von passend gewählter Stärke.

Über die Empfindlichkeit ausgeführter Konstruktionen siehe die Tabelle am Schlusse dieses Paragraphen.

Bei einer Vergleichung mit Nadelgalvanometern ist zu berücksichtigen, daß diese wegen der fast stets vorhandenen äußeren Störungen selten weniger als 1 mm abzulesen gestatten, während man bei Spulengalvanometern stets noch die Zehntel Millimeter sicher bestimmen kann¹⁾.

Zeigerinstrumente.
Durch Ersatz des Spiegels durch einen Zeiger und Eichung der Skala in absolutem Maß geht das Spulengalvanometer in das Spulenamperemeter bzw. -voltmeter über²⁾.

Bei Instrumenten bis herab zu etwa 10^{-4} Amp. pro Skalenteil wird allgemein nach dem Vorgange der amerikanischen Weston-Companie die Spule in Spitzen gelagert, während zur Stromzuführung und Direktion zwei flache Spiralfedern (ähnlich der Unruh einer Taschenuhr) dienen³⁾. Für größere Empfindlichkeiten bis zu etwa 10^{-6} Amp. pro Teilstrich bedient man sich meist noch der Fadenaufhängung.

Diese Spulensinstrumente werden heute so vorzüglich ausgeführt, daß ihre Angaben als auf etwa $\frac{1}{10}$ bis $\frac{2}{10}$ Teilstrich sicher zu betrachten sind; sie können deshalb auch zu feineren wissenschaftlichen Messungen benutzt werden. Vor den Weicheiseninstrumenten (vgl. § 199) haben sie

Fig. 590.

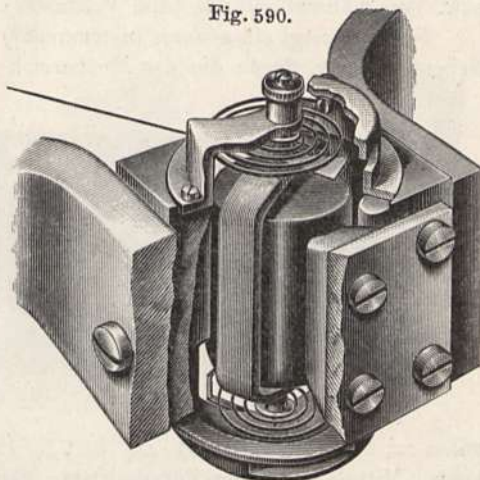
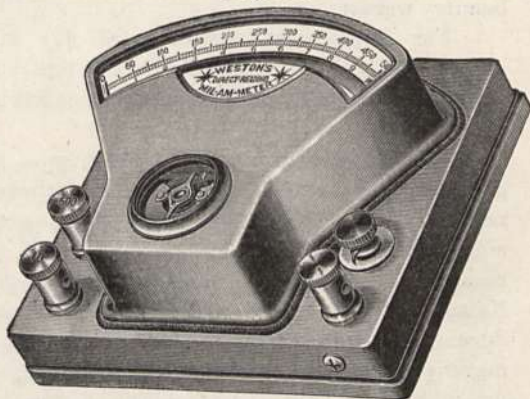


Fig. 591.



¹⁾ Näheres über die für Spulengalvanometer maßgebenden Faktoren siehe W. Jaeger, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 23, 261 u. 353 (1903); 28, 206 (1908); Ann. d. Phys. (4) 21, 64 (1906); ferner H. Diessehorst, Ann. d. Phys. (4) 9, 458 (1902).

²⁾ In den Katalogen der Fabrikanten werden diese Instrumente häufig auch als „Präzisions“-Instrumente bezeichnet.

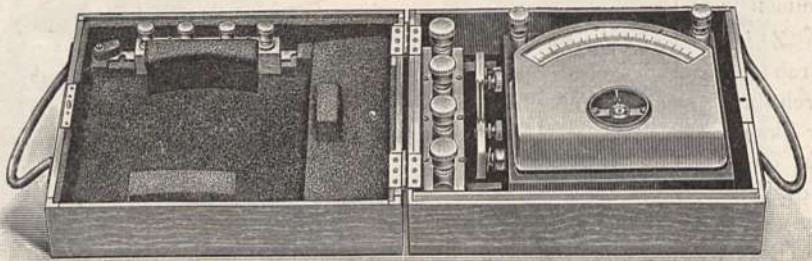
³⁾ Zur Schonung der Spitzen gegen Stöße empfiehlt es sich, den Instrumenten elastische Unterlagen aus Gummi oder Filz zu geben.

auch noch den Vorzug der gleichmäßigen Skala und aperiodischen Einstellung ohne einer besonderen Luftdämpfung zu bedürfen.

Die Fig. 590 und 591 zeigen das Original Weston-Instrument in Außenansicht sowie die schwingende Spule nebst Spiralfedern und Zeiger. Durch Benutzung der oberen oder der unteren Klemme links, sowie durch Drehen an der kleinen Kordelschraube rechts kann man verschiedene Meßbereiche einstellen (mit Hilfe innen eingebauter Nebenschlüsse beim Amperemeter, bzw. Vorschaltwiderstände beim Voltmeter).

Fig. 592 zeigt ein neueres Instrument ¹⁾ in Schutzkasten nebst zugehörigen Nebenschlüssen, durch die der Meßbereich des Instruments von 150 Skalen-

Fig. 592.



teilen = 150 Milliamp. auf 1,5, 3, 7,5, 15, 30, 75 Amp. erweitert werden kann. Mittels passender Vorschaltwiderstände kann das Instrument auch als Voltmeter von 10^{-3} Volt pro Teilstrich bis zu beliebig hohen Spannungen benutzt werden.

Für Demonstrationszwecke ist das in Fig. 593 dargestellte Instrument ²⁾ geeignet, das ebenfalls durch Stöpselung für verschiedene Strom- und Spannungsmeßbereiche eingestellt werden kann (1 Sk.-T. = $\frac{1}{10000}$ oder 1 Amp. oder 5 Volt).

Saitengalvanometer. Spannt man, wie in Fig. 594 schematisch angedeutet, zwischen den keilförmigen Polschuhen eines Magneten oder Elektromagneten einen sehr feinen Draht *AB* aus, so erfährt derselbe, wenn er von einem Strome durchflossen wird, eine diesem proportionale Ausbuchtung senkrecht zur Feldrichtung. Dieses zuerst von Ader ³⁾ zur Registrierung von Kabeltelegrammen verwandte Prinzip wurde im Jahre 1903 von Einthoven ⁴⁾ durch Anbringung des Mikroskops *M* und die Wahl geeigneteren Fadensmaterials wesentlich verbessert. Das Saitengalvanometer hat bei hoher Empfindlichkeit (s. Tabelle am Schlusse dieses Paragraphen) den Vorzug außerordentlich rascher Einstellung. Da die Saite nämlich eine Schwingungsdauer von nur einigen hundertstel Sekunden besitzt und bei richtig gewählter Spannung durch das Magnetfeld aperiodisch gedämpft wird, so erfolgen die Ausschläge praktisch bereits in 0,01 bis 0,03 Sekunden. Man kann deshalb durch Verbindung des Saitengalvanometers mit einem photographischen Registrierapparat den Verlauf ziemlich rasch veränder-

¹⁾ Fabrikant: Siemens u. Halske, Charlottenburg.

²⁾ Fabrikant: Hartmann u. Braun, Frankfurt.

³⁾ Elektrotechn. Zeitschr. 1897, S. 561.

⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 12, 1059 (1903).

licher Ströme verfolgen. Ein weiterer Vorzug des Instruments ist seine Unempfindlichkeit gegen mäßige mechanische Erschütterungen.

In Deutschland wird das Saitengalvanometer in zwei verschiedenen Größen von der Firma M. Th. Edelmann [München¹⁾] ausgeführt. Während das große Instrument wegen seiner Unhandlichkeit (der Elektromagnet wiegt 75 kg) nur für allergrößte Empfindlichkeit in Betracht kommen dürfte, ist das kleine Modell offenbar ein vielseitig brauchbares Instrument. Als Saiten dienen Gold-, Platin- oder versilberte Quarzfäden von weniger als $\frac{1}{100}$ mm

Fig. 593.

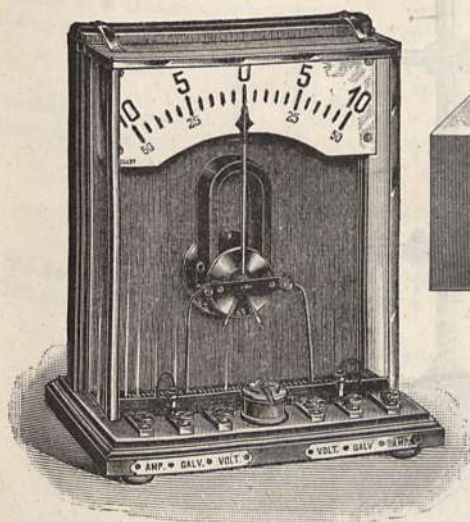


Fig. 594.

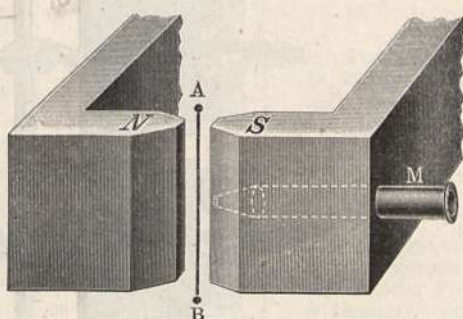
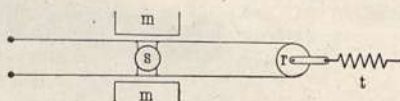


Fig. 595.



Dicke. Über die Empfindlichkeit siehe die Tabelle am Schlusse dieses Paragraphen.

Oszillograph. Der von Blondel²⁾ erfundene und von Duddell vervollkommnete „Oszillograph“ dient, wie sein Name andeutet, ähnlich wie das Saitengalvanometer zur Beobachtung rasch veränderlicher Ströme (Wechselströme, elektrische Schwingungen usw.). Durch Verwendung eines feinen Phosphorbronzebandes als beweglicher Leiter, möglichst großer Spannung und starker Dämpfung durch Eintauchen des beweglichen Leiters in Öl wird eine Einstellungsdauer von nur einigen zehntausendstel Sekunden und damit die Möglichkeit erzielt, Wechselstromkurven, wie sie die Technik gebraucht, von etwa 50 Perioden pro Sekunde (s. Kap. XI), selbst in ihren feineren Details richtig aufzuzeichnen. An Stelle der einfachen Saite wird im Oszillographen (Fig. 595) eine über eine Spannrolle r geführte Schleife benutzt, deren beide Hälften in der Mitte, d. h. dort, wo sie sich zwischen den Polen mm des Feldmagneten befinden, durch einen kleinen Spiegel s verbunden sind. Da der Strom die beiden Leiterhälften in entgegengesetztem Sinne durchfließt, so erfahren diese auch entgegengesetzte Ablenkungen, so daß der Spiegel sich

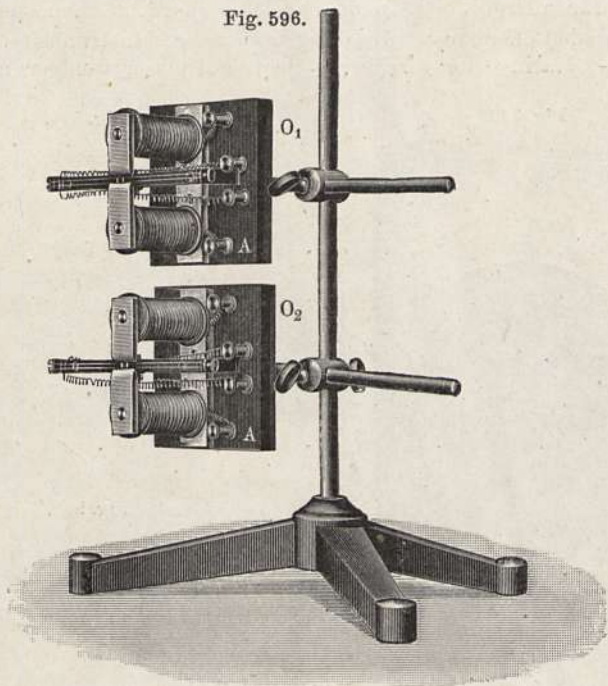
¹⁾ Neuerdings verfertigt die C. Lorenz A.-G. in Berlin ein in erster Linie für Zwecke der drahtlosen Telegraphie bestimmtes sehr kompendiöses Modell.

²⁾ Literatur siehe Blondel, Rapports Congr. intern. d. phys. 3, 264. Paris 1900.

um eine den Leitern parallele Achse dreht. Die Bewegungen werden auf einer mit photographischem Papier bespannten rotierenden Trommel registriert.

Auf die konstruktiven Einzelheiten des in Deutschland von der Firma Siemens u. Halske gebauten Instruments kann hier nicht eingegangen werden. Eine vereinfachte und zu Demonstrationszwecken brauchbare billige

Fig. 596.



Konstruktion ist von A. Wehnelt¹⁾ angegeben worden. Fig. 596 zeigt den Apparat; er besitzt zwei Meßschleifen, um zwei Kurven gleichzeitig aufnehmen zu können²⁾.

Empfindlichkeitstabelle. Zur Erläuterung der nebenstehenden Tabelle sei bemerkt, daß eine Umrechnung auf eine Normalempfindlichkeit, wie bei Nadelgalvanometern, hier nicht möglich ist, da weder der Widerstand noch die Schwingungsdauer willkürlich geändert werden können. Der Widerstand ist wegen der Dämpfungsverhältnisse an bestimmte Grenzen gebunden, die Schwingungsdauer ist durch die Wahl der Aufhängung ein für allemal gegeben. Es ist deshalb außer der „Stromempfindlichkeit“ auch noch die aus dieser durch Division mit dem angegebenen Widerstande sich ergebende „Spannungsempfindlichkeit“ angegeben. Letztere gestattet einen direkten Vergleich mit den Angaben der zweiten Spalte auf S. 398, da dort $w = 1$, also Stromempfindlichkeit = Spannungsempfindlichkeit gesetzt ist. Will man für gleiche Widerstände Instrumente beider Art vergleichen, so muß man die Angaben auf S. 398 für die Stromempfindlichkeit mit \sqrt{w} multiplizieren, für die Spannungsempfindlichkeit durch \sqrt{w} dividieren.

¹⁾ Verhandl. d. deutsch. phys. Ges. 5, 178 (1903). Fabrikant: G. Böhner, Erlangen.

²⁾ Eine neuere Abart des Oszillographen, der „Phasograph“ von M. Siegbahn zeichnet mit einem Spiegel in zwei zueinander senkrechten Richtungen den gleichzeitigen Verlauf zweier veränderlicher Ströme auf. Sind beide Ströme oscillatorischer Natur, so ist die Bahn des Lichtzeigers eine geschlossene Kurve. [Phys. Zeitschr. 10, 1017 (1909)].

Bezeichnung des Instruments	Halbschwingungsdauer in Sekunden	Widerstand im aperiodischen Zustande in Ohm	Stromempfindlichkeit	Spannungsempfindlichkeit	Bemerkungen
			d. h. Ausschlag in tausendstel Skalenabstand pro Mikroamp. bzw. Mikrovolt		

a) Spulengalvanometer mit Spiegelablesung.

Siemens u. Halske:					Auf Veranlassung von W. Jäger [Zeitschr. f. Instrumentenkunde 28, 206 (1908)] gebaut.
Listen-Nr. 31 502 . . .	6,0	10 000	2000	0,2	
" 31 505 . . .	5,0	200	125	0,6	
"	5,5	20	46	2,3	
Hartmann u. Braun:					
Listen-Nr. L 535a I . .	—	50	250	5,0	
" L 535a VI	15,0	2,3	35	15,0	

b) Instrumente mit Zeigerablesung.

α) Mit Fadenaufhängung	} 1 Teilstrich =	etwa 1 bis 50 Ohm	} Stärkere Ströme und Spannungen mittels Nebenschluß oder Vorschaltwiderstand meßbar.
β) Mit Spitzenlagerung .		etwa 10 ⁻⁷ bis 10 ⁻⁶ Amp. " 10 ⁻⁵ bis 10 ⁻³ Amp.	

c) Saitengalvanometer.

Edelmann {	Kleines Modell	etwa 0,2	140	etwa 100	etwa 0,72	} Ausschlag in Millimetern bei 100 maliger Vergrößerung.
		" 0,06	10 000	" 6 700	" 0,67	
		—	10 000	" 10 000	" 1,0	

d) Oszillograph.

Siemens	0,000 08	1,2	0,4	—	—
Whehelt	0,000 05	0,9	0,24	—	—
	0,003	—	etwa 1	—	—

§ 203. Rotationsmechanismen. In diesem Paragraphen sollen einige Apparate betrachtet werden, mittels derer durch eine geeignete Kombination von gegeneinander beweglichen Magneten und Stromleitern dauernde Rotationen erzielt werden. Wenn diese Vorrichtungen auch keineswegs geeignet sind, irgendwie in Betracht kommende mechanische Energiemengen zu liefern, so besitzen sie doch eine beträchtliche theoretische Bedeutung insofern, als ihre Betrachtung uns erstens die Grundprinzipien für die Konstruktion leistungsfähigerer Motore liefert, und weil zweitens sich an diese Apparate und ihre im Kap. IX zu besprechenden Umkehrungen die sogenannten „Unipolarinduktoren“ eine sehr weitgehende experimentelle und theoretische Diskussion geknüpft hat, aus welcher hervorzugehen scheint, daß gerade hier nicht immer genügende Klarheit über die Grundprinzipien herrscht.

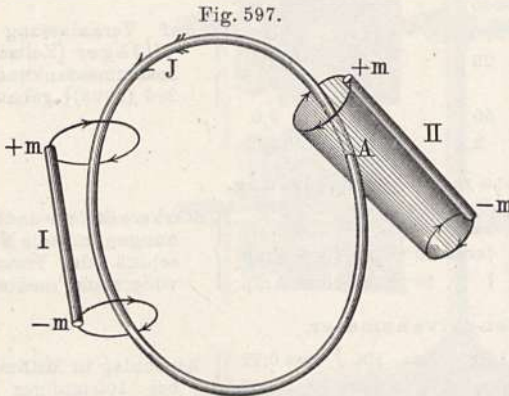
Wir betrachten zunächst (Fig. 597) einen einfachen starren Stromkreis J (von ganz beliebiger Gestalt) und einen Magneten (in der Figur stabförmig gezeichnet, doch ebenfalls ganz beliebige Gestalt möglich), für welchen wir im folgenden der Einfachheit halber ein Polpaar $\pm m$ substituieren. Nach Satz B in § 193 wird bei einmaliger Umkreisung eines Stromes J im positiven Sinne durch einen Pol $\pm m$ die Arbeit $\pm 4\pi mJ$ geleistet.

Wenn wir also den Magneten so bewegen, daß seine beiden Enden geschlossene Bahnen beschreiben, so ist die dabei geleistete Arbeit:

1. Gleich Null, wenn keine der beiden Bahnen den Strom umschlingt.

2. Gleich Null, wenn, wie in dem in der Figur mit I bezeichneten Falle, beide Polbahnen den Stromkreis umschlingen, denn dann sind für die beiden Pole die Beträge der Arbeit entgegengesetzt gleich.

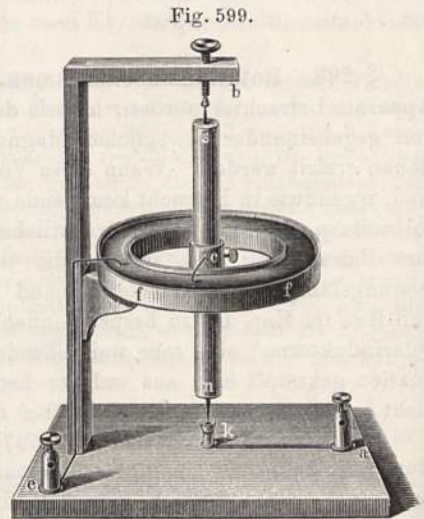
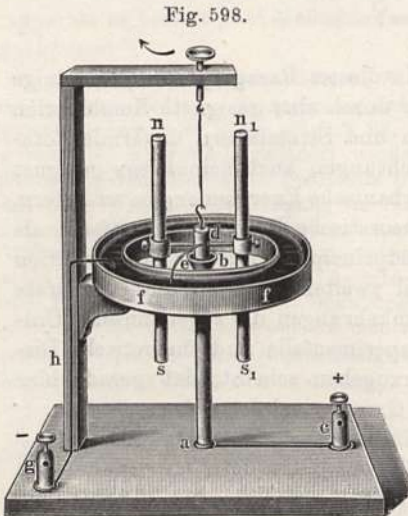
3. Von Null verschieden in dem in der Figur mit II bezeichneten Falle, wo bloß einer der beiden Pole (in der Figur der Nordpol) den Stromleiter umschlingt; denn dann ist die Arbeit am einen Pole Null, am



anderen dagegen $\pm 4\pi mJ$. In diesem Falle wäre also eine dauernde Bewegung des Apparates denkbar. Es ist aber leicht einzusehen, daß diese Anordnung unausführbar ist, solange man es mit einem starren Stromkreise zu tun hat. Denn der Magnet beschreibt bei seiner Bewegung eine röhrenförmige Fläche; der Stromleiter muß offenbar diese Fläche, wenn

nur eine Polbahn ihn umschlingen soll, einmal (oder 3, 5, 7, ... mal) durchsetzen, d. h. es muß stets an einem Punkte seiner Bahn (A in der Figur) der Magnet mit dem Leiter zusammenstoßen und damit die Bewegung ein Ende erreichen.

Um eine Dauerbewegung zu erzielen, muß der Stromkreis an irgend einer Stelle derart bewegliche Teile enthalten, daß der Magnet passieren



kann und sofort danach der Strom wieder geschlossen wird. Fig. 598 zeigt eine Methode, dieses Ziel zu erreichen: Der bei c eintretende Strom geht durch

die Mittelsäule ab , die am oberen Ende einen Quecksilbernapf trägt; in den Napf taucht ein an einem Faden hängender Stab d , der die beiden Magnete ns und n_1s_1 sowie den gekrümmten Draht e trägt; durch letzteren fließt der Strom in die Quecksilberrinne ff und aus dieser durch den Draht h zur Klemme g . Wie leicht zu sehen, verläuft die Bahn der Nordpole n und n_1 außerhalb des Stromkreises, während s und s_1 diesen umlaufen. Es findet deshalb eine Rotation im Sinne des gekrümmten Pfeiles so lange statt, bis die Fadentorsion der Bewegung ein Ziel setzt. Will man Dauerbewegung erzielen, so muß d mit einer in b aufruhenden Spitze versehen sein ¹⁾.

Denken wir uns in dem Apparate (Fig. 598) statt der beiden Magnete ein ganzes zylindrisches Bündel von Magnetstäben angebracht, so würde die Wirkung qualitativ dieselbe sein. Wir können uns dann dieses Bündel durch einen einzigen dicken Magnetstab ersetzt denken, dessen Achse zugleich als Stromleiter fungiert. Hiernach ist die Wirksamkeit des Apparates (Fig. 599) zu erklären. Der Magnetstab ns ist oben und unten mit Stahlspitzen versehen, von denen die untere in ein Quecksilbernapfchen eintaucht.

Eine etwas einfachere Ausführungsform dieses Apparates zeigt Fig. 600. Das Glasgefäß wird bis zu dem den Strom zuleitenden, aus Eisenblech oder Platindraht bestehenden Ring e mit Quecksilber gefüllt.

Auf eine gewisse prinzipielle Streitfrage bezüglich der Wirkungsweise der beiden letztgenannten Apparate soll weiter unten näher eingegangen werden.

Fig. 600.

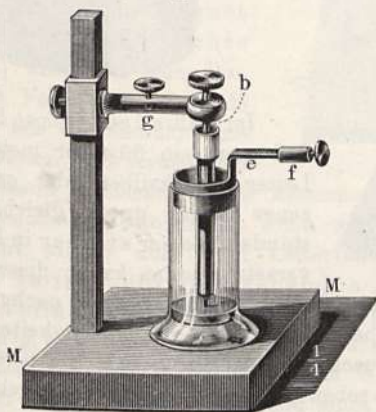
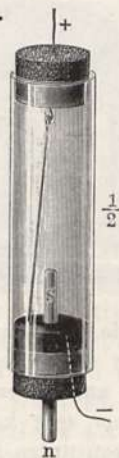


Fig. 601.



Wir gehen nunmehr zur Betrachtung solcher Anordnungen über, bei denen der Magnet still steht und der Leiter rotiert. Die älteste derartige Anordnung ist in dem sehr leicht herzustellenden Apparat Fig. 601 abgebildet. Der Apparat ist vom Entdecker dieser Art von Rotationserscheinungen, M. Faraday ²⁾, im Jahre 1821 beschrieben worden.

Der beweglich aufgehängte Draht rotiert um den Magneten, wenn Stromrichtung und Feldrichtung die in der Fig. 601 angegebenen sind, von oben

¹⁾ Bei diesem wie bei allen ähnlichen Apparaten ist äußerste Reinheit der Quecksilberoberfläche Vorbedingung für gutes Funktionieren. Die in das Quecksilber eintauchenden Drahtenden müssen aus Platindraht oder -blech bestehen. Der Strombedarf beträgt 3 bis 5 Amp.

²⁾ Ann. d. chim. et phys. 18, 330 (1821); Exper. Unters. 2, 135.

gesehen entgegen dem Uhrzeiger. Umkehrung des Stromes bewirkt Umkehrung des Drehungssinnes. Wir hatten in § 200 gesehen (Gl. 4), daß die Arbeit, die ein Strom J leistet, wenn er N magnetische Kraftlinien durchschneidet, gleich NJ ist. Wenn der Magnet in Fig. 601 gerade zur Hälfte aus dem Quecksilber herausragt, so schneidet der bewegliche Draht bei einem Umlauf offenbar sämtliche¹⁾ Kraftlinien des Magneten im gleichen Sinne.

Da diese Kraftlinienzahl $N = 4\pi m$ ist, so erhält man für die Arbeit den Wert $4\pi mJ$, also denselben Wert wie bei der Rotation des Magneten um den Strom. Dieser Wert stellt offenbar das bei gegebenem m und J erreichbare Maximum dar; jede Anordnung, bei der nur ein Teil der Kraftlinien oder aber einzelne Kraftlinien zweimal, d. h. im entgegengesetzten Sinne geschnitten werden, gibt kleineren Effekt.

Fig. 602 zeigt denselben Versuch in etwas vollkommenerer Anordnung.

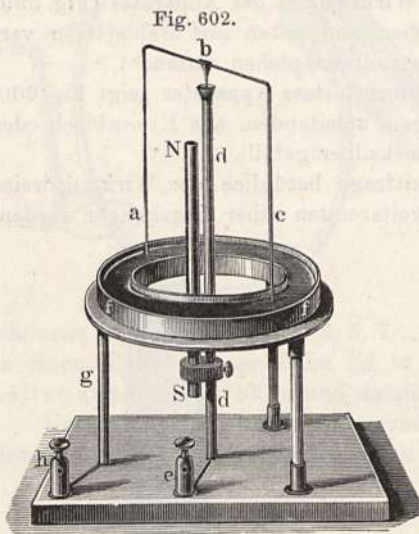


Fig. 602.

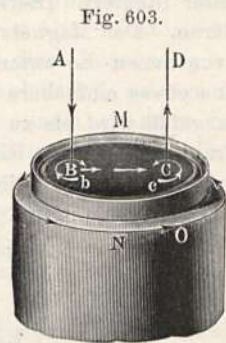


Fig. 603.

Im Jahre 1823 zeigte Davy²⁾, daß auch ein flüssiger metallischer Leiter, Quecksilber oder geschmolzenes Zinn, unter gleichen Umständen wie ein starrer in Drehung versetzt werden kann; dieselbe Tatsache wurde späterhin auch bei nichtmetallischen flüssigen Leitern nachgewiesen.

Davy stellte seine Versuche über die Rotation von Flüssigkeiten zuerst in der Art an, daß er in eine mit Quecksilber gefüllte Schale die beiden Poldrähte einer sehr kräftigen Voltaschen Batterie lotrecht hinabgehen ließ, und nun von unten her einen Magnetpol näherte, wie Fig. 603 zeigt. — Das Quecksilber rotierte um die beiden Drähte in entgegengesetzter Richtung.

Ein im Sinne obiger Ausführungen über den Maximaleffekt weniger vollkommener Rotationsapparat ist auch das Barlowsche³⁾ Rad (Fig. 604). Der durch die Achse in das Rad eintretende Strom durchläuft die gerade in die Quecksilberwanne eintauchenden Speichen und tritt durch einen in das Quecksilber tauchenden Draht wieder aus. Die Kraftlinien des Magneten ns

¹⁾ Ausgenommen die wenigen schon zwischen dem Draht und dem Magneten das Quecksilber treffenden Linien, die beliebig vermindert werden können, wenn man die Neigung und damit den Abstand des Drahtes vom Magneten möglichst klein macht.

²⁾ Phil. Trans. 1823, S. 153.

³⁾ „On magnetic attraction“, London 1823. Bibl. univ. 20, 127.

wirken ablenkend auf die eintauchenden Speichen, so daß eine dauernde Rotation entsteht.

Die wirkende Kraft pro Stromeinheit ist, wie sich leicht zeigen läßt¹⁾, nur von der Verteilung des Magnetfeldes und der Eintauchtiefe, nicht dagegen von der Speichenzahl abhängig.

Man kann deshalb auch, ohne an der wirkenden Kraft etwas zu ändern, das Speichenrad durch eine Kreisscheibe ersetzen, wobei allerdings praktisch die vermehrte Reibung am Quecksilber verlangsamernd wirkt.

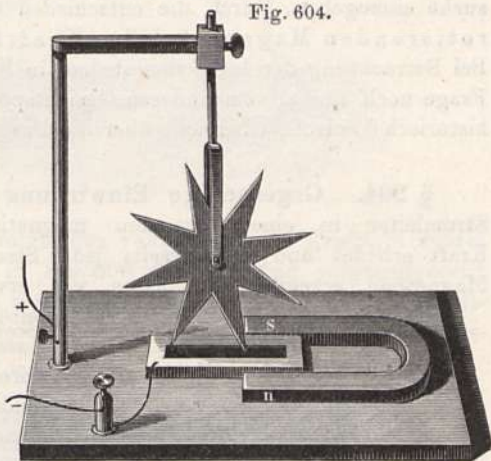
Wir kehren nunmehr nochmals zu den beiden Apparaten Fig. 599 u. 600 zurück. Wenn wir die Bewegung, wie oben geschehen, als Bewegung der

Magnete (die wir als ein Bündel einzelner dünner Stäbe auffassen können) im Kraftfelde des zum größten Teil stillstehenden Stromleiters betrachten, so müssen wir annehmen, daß das Kraftfeld des Magneten sich bewegt. Im Falle der Fig. 598 hatte das gar keine Schwierigkeit; im hier betrachteten Falle aber, wo der drehrunde Magnet um seine eigene Achse rotiert, also das von ihm erzeugte Feld sich nirgends ändert, ist es offenbar eine bloße Fiktion, die Kraftlinien

als rotierend anzusehen. Wir kommen nun aber zu demselben Ziele, d. h. zu demselben Kraftausdruck, wenn wir annehmen, daß die Kraftwirkung gar nicht seitens der festen Leiterteile auf den beweglichen Magneten, sondern seitens des feststehenden Magnetfeldes auf die beweglichen Teile des Stromkreises ausgeübt wird. In der Tat, betrachten wir in Fig. 599 den Teil des Stromlaufs, der sich von *k* durch die untere Hälfte des Magneten längs beliebigem Wege bis nach *c* erstreckt, so durchschneidet dieser Stromteil während eines Umlaufs sämtliche $4\pi m$ -Kraftlinien des Magneten, leistet also, wenn man diese Kraftlinien als stillstehend betrachtet, eine Arbeit gleich $4\pi mJ$ (von diesem Betrage ist derjenige Bruchteil abzuziehen, der von den Kraftlinien herrührt, die vom beweglichen Drahtbügel in entgegengesetzter Richtung durchschnitten werden). Wir erhalten somit das ganz allgemein gültige Resultat:

¹⁾ Die gesamte Speichenzahl sei *n*, die gleichzeitig eintauchende Zahl sei *h*; dann führt jede Speiche den Strom J/h . Die Arbeit einer einzelnen Speiche während einer Umdrehung ist $\frac{J}{h} \cdot N$, wo *N* die vom Moment des Eintauchens bis zu dem des Austauchens geschnittene Kraftlinienzahl; die Arbeit sämtlicher Speichen ist *n*-mal so groß, also gleich $J \cdot N \cdot \frac{n}{h}$. *N* ist nur von der Eintauchtiefe abhängig; *n/h* ebenfalls, da Zähler und Nenner sich bei Änderung der Speichenzahl im gleichen Verhältnis ändern.

Fig. 604.



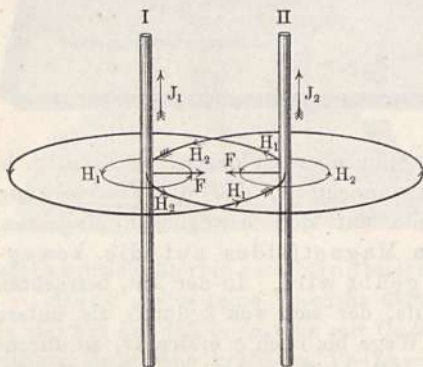
Im Falle eines selbst einen Teil eines Stromkreises bildenden, um seine Achse rotierenden Magneten ist es für die Berechnung der Kraftwirkung gleichgültig, ob man annimmt, daß das Kraftrohrensystern des Magneten feststehe und auf die beweglichen Leiterteile eine Kraft ausübe, oder ob man umgekehrt annimmt, daß seitens der festen Teile des Stromleiters eine Kraftwirkung auf den bewegten Magneten bzw. sein Kraftrohrensystern ausgeübt wird.

Dieser Satz gilt auch dann noch, wenn die Stromzu- und Stromabführung an ganz beliebigen Stellen des Magneten erfolgt.

Es ist deshalb völlig überflüssig, hier auf die vielen vergeblichen Versuche einzugehen, durch die entschieden werden sollte: „Ob bei einem rotierenden Magnetstab das Kraftfeld mitrotiere oder nicht.“ Bei Betrachtung der Induktionsströme in Kap. IX wird übrigens die gleiche Frage noch einmal vom anderen Gesichtspunkt aus beleuchtet werden. Eine historisch kritische Übersicht über die Frage hat S. Valentiner¹⁾ gegeben.

§ 204. Gegenseitige Einwirkung von Stromleitern. Da ein Stromleiter in einem fremden magnetischen Felde eine mechanische Kraft erleidet und andererseits jeder Stromleiter in seiner Umgebung ein Magnetfeld erzeugt, so müssen wir erwarten, daß auch zwei Strom-

Fig. 605.



leiter einander gegenseitig beeinflussen, indem auf jeden eine Kraft seitens des vom anderen erzeugten Feldes ausgeübt wird. Wir können ferner erwarten, daß auch die verschiedenen Teile eines einzigen deformierbaren Stromkreises sich beeinflussen müssen.

Man bezeichnet diese Kräfte zwischen Stromleitern als „elektrodynamische Kräfte“.

Als einfachsten Fall betrachten wir zunächst zwei parallele Drähte I und II (Fig. 605). Die kreisförmigen Kraftlinien jedes Leiters durchschneiden

den anderen Leiter senkrecht und erteilen ihm nach Satz A in § 201 einen Antrieb nach der Seite hin, wo die Felder H_1 und H_2 entgegengesetzte Richtung haben; das ist aber die dem anderen Leiter zugewandte Seite, wenn die Ströme gleiche Richtung haben; es ist die abgewandte Seite, wenn beide entgegengesetzt gerichtet sind. Anders ausgedrückt:

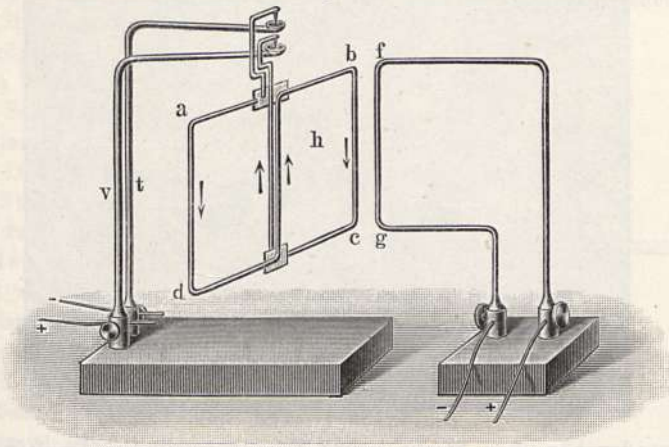
A. Gleichgerichtete Ströme ziehen sich an, entgegengesetzte stoßen sich ab.

Zur Demonstration der Erscheinung kann man das Ampèresche Gestell benutzen (Fig. 606). Als beweglicher Leiter dient ein sogenannter „astatischer Leiter“, der durch den Erdmagnetismus nicht beeinflusst wird. Ferner kann

¹⁾ Die elektromagnetische Rotation und die unipolare Induktion. Karlsruhe 1904.

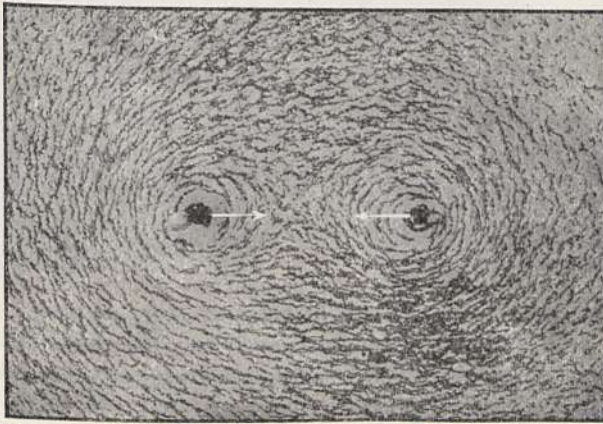
man die Wirkung vervielfachen, wenn man statt des einfachen festen Drahtbügels *fg* einen mit 20 bis 30 Windungen versehenen Drahtrahmen benutzt.

Fig. 606.



In Fig. 607 ist durch Feilspanbild das resultierende Kraftfeld zweier paralleler und gleichgerichteter, in Fig. 608 das Kraftfeld entgegengesetzt gerichteter Ströme dargestellt. Im ersten Falle umschlingt ein Teil der Kraftlinien beide Leiter zugleich; diese Röhren ziehen vermöge ihrer Längsröhren beide Leiter zugleich; diese Röhren ziehen vermöge ihrer Längsröhren

Fig. 607.

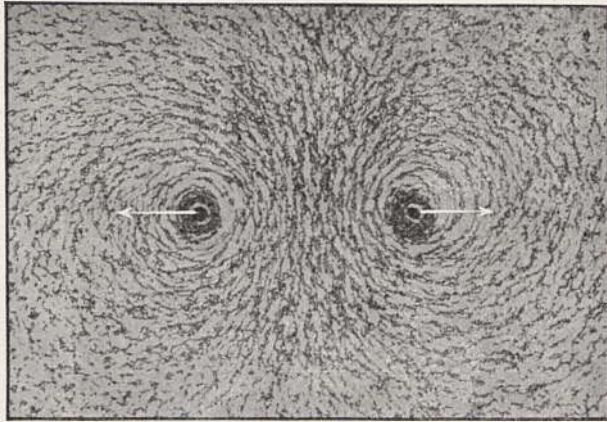


spannung wie übergeschobene Gummischnüre die Leiter gegeneinander. Im zweiten Falle sind die Kraftlinien innen enger gedrängt als außen und pressen die Leiter vermöge ihres Querdrucks auseinander. Die Pfeile bezeichnen die Richtungen der „elektrodynamischen“ Kräfte.

Fig. 609 und 610 zeigen dasselbe für zwei parallele Kreisströme bei gleicher bzw. entgegengesetzter Stromrichtung und bedürfen wohl keiner näheren Erläuterung. Die Kreisströme kann man sich natürlich auch durch magnetische Schalen ersetzt denken, die im ersten Falle einander die entgegengesetzten, im zweiten die gleichartigen Pole zukehren.

Zur Demonstration der Anziehung oder Abstoßung zweier Kreisströme kann ein Apparat ähnlich Fig. 568 dienen, bei welchem zwei Spulen horizontal

Fig. 608.



hintereinander hängen. Steckt man einen Eisenstab in die Höhlung der Spiralen, so nimmt die Kraft beträchtlich zu, weil jetzt jede Spirale bei ihrer Bewegung mehr Kraftlinien schneidet.

Fig. 609.

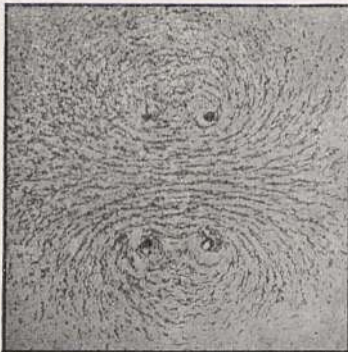
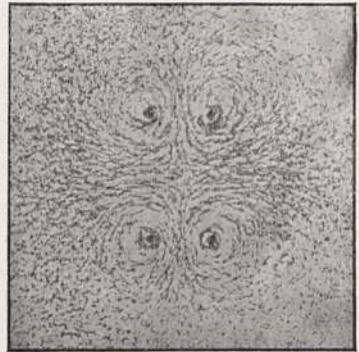


Fig. 610.



Drehungswirkungen. Wir betrachten zwei „gekreuzte“ Stromleiter (Fig. 611). Nach Satz A werden die Teile b und d sowie a und c sich anziehen, dagegen a und d sowie c und b sich abstoßen, so daß als Bewegung eine „Drehung“ um r resultiert.

Zum Nachweis von Drehungswirkungen kann man entweder das Ampèresche Gestell benutzen oder den in Fig. 612 dargestellten Apparat nach Garthe¹⁾, welcher die gegenseitige Einwirkung zweier Drahtspulen zeigt. Die bewegliche Spule dreht sich, wie in Fig. 613 näher erläutert, auf einer Spitze und erhält ihren Strom durch zwei halbkreisförmige Quecksilber- rinnen. Sind diese so angebracht, daß gerade im Moment der Parallel- stellung beider Spulen die eintauchenden Drähte von einer Halbrinne zur anderen übergehen, so wird dadurch der Strom in der beweglichen Spule

¹⁾ Aus Müller, „Physik“ [5] 2, 344.

umgekehrt, die Anziehung verwandelt sich in Abstoßung und es tritt eine weitere Umdrehung um 180° ein, worauf wiederum der Strom sich umkehrt usw. Es entsteht also eine dauernde Drehung des Apparates. Wir können diese Verbindung einer beweglichen Drahtspule mit einem selbsttätigen Stromwender (Kommutator) als das Grundprinzip der meisten Elektromotoren betrachten (s. Kap. X).

Aus Satz A folgt für Drehbewegungen ohne weiteres:

B. Die gegenseitige Drehung zweier Stromkreise findet stets so statt, daß die von beiden herrührenden Kraftfelder möglichst parallel werden.

Es ist nun klar, daß es bei den soeben beschriebenen Anordnungen gleichgültig sein wird, ob die die beiden Leiter durchfließenden Ströme von zwei verschiedenen Quellen herrühren oder aber einfach derselbe Strom die beiden Leiter hintereinander durchfließt. In letzterem Falle haben wir es aber streng genommen mit der gegenseitigen Einwirkung der Teile eines einzigen Stromkreises zu tun.

Fig. 611.

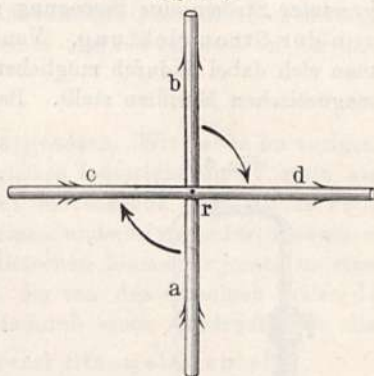
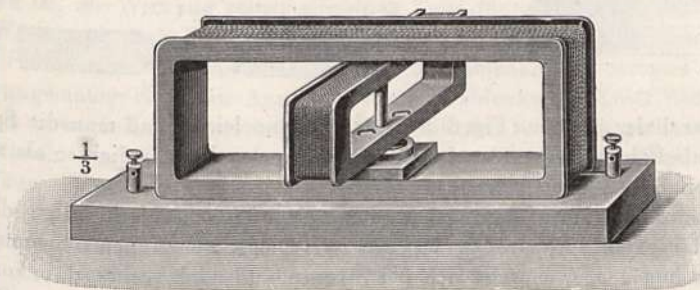
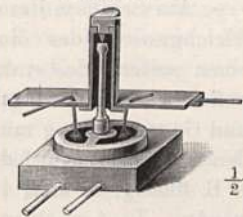


Fig. 612.



Diese Einwirkung erstreckt sich auch auf jeden noch so kleinen Teil des Leiters, wenn derselbe beweglich ist. Einen einfachen Fall dieser Art zeigt Fig. 614, die sogenannte Rogetsche¹⁾ Spirale. Durch die gegenseitige Anziehung der im gleichen Sinne vom Strom durchflossenen Windungen wird das untere Ende aus dem Quecksilbernapf herausgehoben; dadurch wird der Strom unterbrochen und die Spirale senkt sich wieder, worauf das Spiel von neuem beginnt usw. Die Spirale wirkt also ähnlich wie der Wagnersche Hammer als Selbstunterbrecher. Ein in die Spirale hineingehaltener Eisenkern verstärkt die Schwingungen beträchtlich. Die Windungen der aus etwa $\frac{1}{2}$ mm dickem Draht bestehenden Spirale sind in der Figur der Deutlichkeit halber zu weit

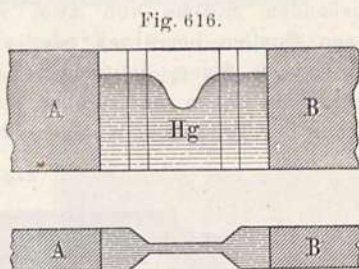
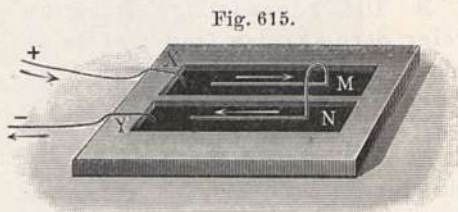
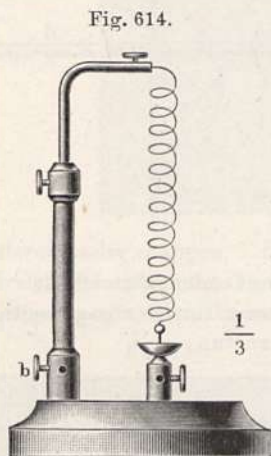
Fig. 613.



¹⁾ Pogg. Ann. 36, 550 (1835).

auseinander gezeichnet. Ihr Abstand darf nur etwa 1 mm betragen. Günstige Maße sind: Drahtlänge etwa 15 m, Windungsdurchmesser etwa 3 cm.

Die früher benutzte, in Fig. 575 dargestellte einfache Drahtschleife zeigt bei Verwendung ziemlich starker Ströme bereits ohne Anwesenheit eines Magneten eine Deformation, und zwar entsprechend der Abstoßung entgegengesetzter Ströme eine Bewegung nach außen in die Form II unabhängig von der Stromrichtung. Von der Wirkung des Erdmagnetismus macht man sich dabei dadurch möglichst frei, daß man die Schleifenebene in den magnetischen Meridian stellt. Betrachtet man das Kraftlinienbild entgegen-



gesetzt paralleler Ströme (Fig. 608), so sieht man leicht, daß man die Spreizwirkung als Folge des Querdrucks der zwischen den Leitern dichter als außen gedrängten Kraftströme betrachten kann.

Ein ähnliches Ausdehnungsbestreben einer Stromschleife zeigt der in Fig. 615 dargestellte Apparat¹⁾. Das auf zwei Quecksilberrinnen schwimmende Platinröhrchen²⁾ *MN* bewegt sich bei Stromschluß nach rechts, d. h. von der Seite der Stromzuführung fort. Da auch die senkrechte Komponente des Erdmagnetismus wirkt, so ist die Stärke des Effekts nicht ganz unabhängig von der Stromrichtung. (Eine etwas andere Deutung dieses Versuches siehe am Schlusse des § 205.)

Am Schlusse des § 196 hatten wir bereits darauf hingewiesen, daß das Gleichgewicht des einen Leiter umschlingenden Kraftströmsystems durch einen seitens des stromführenden Leiters auf die Röhren ausgeübten, nach außen wirkenden Druck erklärt werden könne. Nach dem Satz von Wirkung und Gegenwirkung müssen wir umgekehrt auch einen Druck der umschlingenden Kraftströme auf den Leiter erwarten. Ist also der Leiter deformierbar, z. B. flüssig, so muß durch den erwähnten Druck sein Querschnitt verkleinert werden. Zu demselben Resultat gelangen wir natürlich auch durch Zerlegung

¹⁾ Ampère und de la Rive, Ann. d. chim. et phys. 20, 420; 21, 46 (1822).

²⁾ Kupfer als beweglicher Leiter oxydiert die Quecksilberoberfläche. Massiver Platindraht würde untersinken. Die Enden des Röhrchens sind geschlossen oder nach oben gebogen.

des Leiters in einzelne parallele „Stromfäden“, die sich nach Satz A gegenseitig anziehen müssen. Der Nachweis einer derartigen Wirkung ist neuerdings E. F. Northrup¹⁾, allerdings unter Anwendung von Strömen von mehreren 100 Amp., gelungen; Fig. 616 zeigt das Schema der Anordnung in Grund- und Aufsicht: Zwischen zwei kräftigen festen Kupferelektroden *A* und *B* befindet sich eine in der Mitte auf etwa 1 mm verengte Quecksilberschicht Hg, deren freie Oberfläche sich bei Durchgang eines starken Stromes in der angegebenen Weise nach unten einbuchtet.

§ 205. Elektrodynamische Elementargesetze. Wir haben im vorigen Paragraphen die Wirkungen auf ein bewegliches Leiterteilchen $\delta l'$ stets als bedingt durch das am Orte des Teilchens herrschende magnetische Feld betrachtet; für den Fall, daß dieses Feld von einem anderen stromdurchflossenen Leiter herrührt, kann man es nach dem Biotschen Elementargesetz in eine Reihe von Teilfeldern zerlegen (vgl. § 196), die von den einzelnen Teilen δl des festen Leiters herrühren, und erhält dadurch einen Ausdruck, der die „gegenseitige Einwirkung zweier Stromelemente“

δl und $\delta l'$ darstellt. Es ist klar, daß diese Größe einer direkten Prüfung durchaus unzugänglich ist, da man zwar ein einzelnes Stück $\delta l'$ eines Stromkreises für sich beweglich machen kann, nicht aber imstande ist, ein einzelnes Stück δl des ablenkenden Leiters für sich wirken zu lassen. Der ablenkende Strom bildet notwendig immer einen geschlossenen Stromkreis, so daß es unmöglich ist, die Wirkung seiner einzelnen Teile für sich zu untersuchen.

Wenn man deshalb irgend ein „Elementargesetz“ gefunden hat, das durch Summation über sämtliche Teile δl des ablenkenden Stromes zu einem erfahrungsmäßig richtigen Ausdruck für die ablenkende Kraft auf ein gegebenes bewegliches Leiterstück $\delta l'$ führt, so kann man den gefundenen Ausdruck noch durch Hinzufügung von willkürlichen Gliedern modifizieren, wenn diese nur so beschaffen sind, daß sie bei Summation über einen beliebigen geschlossenen Weg den Wert Null ergeben; unter Anwendung höherer mathematischer Hilfsmittel läßt sich leicht zeigen, daß man unendlich viele derartige Zusätze finden kann.

Es sind deshalb auch tatsächlich eine ganze Anzahl verschiedenartiger „Elementargesetze“ für die gegenseitige Einwirkung zweier Stromelemente aufgestellt worden, und es hat sich in der Zeit vor der allgemeinen Annahme der Maxwellschen Theorie eine sehr langwierige Diskussion über die Form des „wahren“ Elementargesetzes ergeben. Solange man am Fernwirkungsstandpunkt festhielt, war eine derartige Diskussion durchaus berechtigt; sie erscheint bedeutungslos, sowie man den Standpunkt der Feldwirkung einnimmt und die Elementargesetze nur als Rechnungsregeln auffaßt, mittels deren die Felder zu bestimmen sind.

Die Kraft δF , die ein Magnetfeld H auf ein Stromelement $J' \cdot \delta l'$ ausübt, beträgt nach Gl. (3) in § 200:

$$\delta F = H \cdot J' \cdot \delta l' \cdot \sin(H \cdot \delta l') \dots \dots \dots (1)$$

(wobei δF senkrecht auf $\delta l'$ und auf H).

¹⁾ Phys. Rev. 24, 474 (1907).

Nimmt man nun an, daß das Feld H von einem Stromkreise J herrühre und setzt für das Teilfeld δH , das von einem Element δl des Stromes J herrührt, den Laplace-Biotschen Ausdruck (Gl. 5, § 196) ein, nämlich:

$$\delta H = J \cdot \delta l \cdot \frac{\sin \vartheta}{r^2} \dots \dots \dots (2)$$

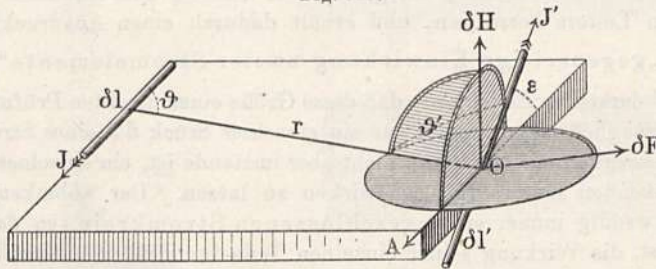
(wobei ϑ der Winkel zwischen δl und r und δH senkrecht steht auf δl und auf r), so erhält man für die Einwirkung des Stromelements $J \cdot \delta l$ auf das Stromelement $J' \cdot \delta l'$ den Wert:

$$\delta F = \frac{J \cdot J' \cdot \delta l \cdot \delta l'}{r^2} \cdot \sin \vartheta \cdot \sin (\delta H \cdot \delta l') \dots \dots \dots (3)$$

(wobei δF senkrecht auf δH und auf $\delta l'$).

In Fig. 617 ist der Zusammenhang dargestellt; die rechten Winkel sind durch doppelte Bögen markiert, OA ist eine Parallele zu δl .

Fig. 617.



Das in Gl. (3) enthaltene Elementargesetz ist von H. Grassmann¹⁾ aufgestellt worden. Es hat neuerdings in den Grundgleichungen der „Elektronentheorie“ wieder besondere Bedeutung erlangt (s. w. u. Kap. XII u. XIII).

Wie leicht zu sehen, genügt dieses Gesetz nicht dem Axiom Newtons von der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung, denn δF liegt in der Ebene von δl und r , während die von $\delta l'$ auf δl ausgeübte Kraft $\delta F'$ in der Ebene von $\delta l'$ und r liegt. Auch sind die Größen der Kräfte verschieden. Solange man Fernwirkungen als reell existierend ansah, mußte diese Abweichung von einem Grundprinzip der Mechanik als genügender Grund für die Ablehnung des Grassmannschen Gesetzes angesehen werden. Vom Standpunkt der Feldwirkung aus wirken aber die Leiterteile gar nicht direkt aufeinander, sondern jedes wirkt auf das umgebende Medium (bzw. den Äther), in diesem ein Feld erzeugend, und erst das Feld wirkt wieder auf den anderen Leiter. Für die Einwirkungen zwischen den Leitern und ihren Kraftlinien ist aber, wie früher gezeigt, das Gegenwirkungsprinzip gewahrt. Bei Summierung der Gl. (3) über die ganzen Stromkreise erhält man für die Gesamtkräfte F und F' sowie die entstehenden Drehmomente ebenfalls entgegengesetzt gleiche Werte.

Im Jahre 1820 hatte bereits Ampère ein Elementargesetz aufgestellt, welches dem Gegenwirkungsprinzip auch für die einzelnen Elemente genügt. Es lautet:

$$\delta F = - \frac{J \cdot J' \cdot \delta l \cdot \delta l'}{r^2} (2 \cos \varepsilon - 3 \cdot \cos \vartheta \cdot \cos \vartheta') \dots \dots (4)$$

Dabei bedeuten, wie in Fig. 617 zu sehen, ε den Winkel zwischen den beiden Stromelementen, ϑ und ϑ' die Winkel zwischen den Stromelementen

¹⁾ Pogg. Ann. 64, 1 (1845).

und ihrer Verbindungslinie r . Die Kraft fällt in die Richtung der Verbindungslinie und ist anziehend oder abstoßend, je nachdem das Vorzeichen negativ oder positiv ist.

Trotz der Verschiedenheit der Elementarkräfte gibt dieses Gesetz für die Wirkung eines geschlossenen Stromes auf einen anderen Strom oder ein Element desselben — und nur diese Wirkungen sind der Beobachtung zugänglich — denselben Wert, wie das Grassmannsche.

Die Verschiedenheit der Elementarwirkungen erkennt man leicht an folgenden beiden Fällen: a) Die beiden Leiterstücke seien einander parallel und senkrecht zu ihrer Verbindungslinie; dann ist nach Ampère die Kraft doppelt so groß wie nach Grassmann; b) die beiden Leiterstücke liegen in einer einzigen Geraden; dann findet nach Ampère eine Abstoßung statt, nach Grassmann dagegen gar keine Einwirkung.

Auf die von Clausius und von W. Weber aufgestellten, heute nur noch historisch bedeutsamen Elementargesetze kann hier nur hingewiesen werden. Näheres findet man in der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften, Bd. V.

Der in Fig. 615 dargestellte Versuch zum Nachweis der gegenseitigen Einwirkung der Teile eines einzigen Stromkreises ist vielfach als ein Beweis für die Ampèresche Abstoßung der Teile eines geradlinigen Leiters gedeutet worden. In der Tat kann man nach Ampère die Kraft als zwischen den im Quecksilber und den in den parallelen Teilen des schwimmenden Bügels verlaufenden Stromteilen wirkend ansehen. Nach Grassmann dagegen rührt die Kraft von einer Einwirkung auf das Querstück des schwimmenden Bügels her. Die Größe der Kraft ist natürlich auch hier für beide Theorien dieselbe.

§ 206. Webers elektrodynamische Messungen; Elektrodynamometer. Um die gegenseitige Einwirkung zweier starrer Stromkreise rechnerisch und messend zu verfolgen, betrachten wir am einfachsten beide als magnetische Schalen. Besteht ein Kreis aus n Windungen, von denen jede die Fläche $f_1, f_2, f_3, \dots, f_n$ umschließt, und bezeichnet man die Summe dieser Flächen mit F , so ist das magnetische Moment des Kreises $M = J \cdot F$. Man bezeichnet meist F als die „Windungsfläche“ des Kreises. Ebenso erhält man für den zweiten Kreis $M' = J' \cdot F'$. Sind die Entfernungen der beiden Stromkreise voneinander groß gegen ihre eigenen Abmessungen, so hat ihre Gestalt keinen Einfluß auf das Resultat und die Wirkung ist dieselbe wie diejenige zweier beliebig gestalteter Magnete, deren Momente gleich M und M' . Sind die Entfernungen geringer, so ist die Gestalt der Leiter von wesentlichem Einfluß; die Berechnung gestaltet sich dann komplizierter und ist nur mittels eines der in § 205 genannten Elementargesetze durchzuführen.

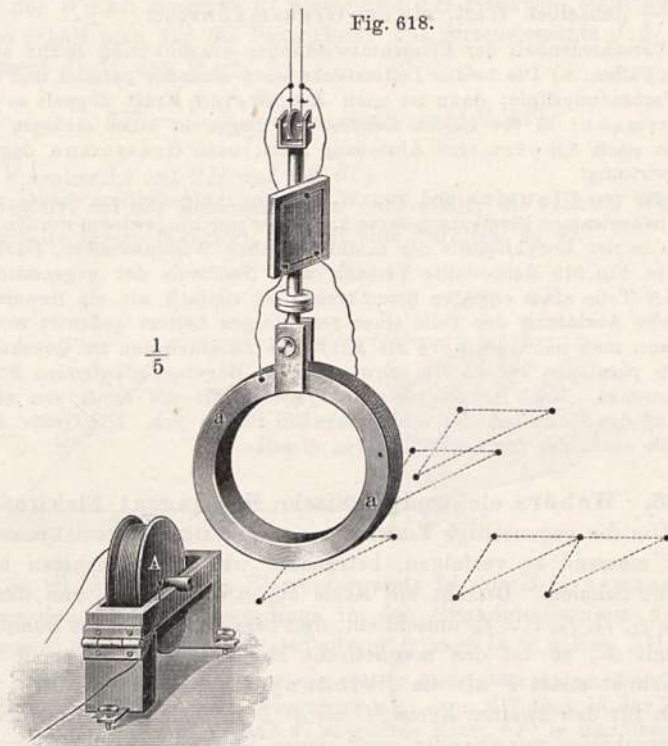
Um die Kraft, die eine feste Stromspule auf eine bewegliche ausübt, in absolutem Maße zu bestimmen, hing W. Weber ¹⁾ die bewegliche Spule bifilar, d. h. an zwei parallelen Drähten auf und benutzte die Aufhängedrähte zugleich als Stromzuführung. Aus dem Abstände der Aufhängedrähte, dem Gewicht des beweglichen Systems und der Ablenkung ließ sich das ablenkende Drehmoment ohne weiteres in absolutem Maße berechnen.

Der Benennung eines aufgehängten Magnetstabes (Magnetometer) entsprechend, nannte Weber eine durch ihre Aufhängung leicht bewegliche, den Strom leitende Drahtrolle ein Elektrodynamometer.

Fig. 618 zeigt das untere Ende einer derartigen Bifilaraufhängung nach Weber; die bewegliche Rolle a hatte etwa 3000, die zugehörige feste Rolle A

¹⁾ Elektrodynam. Maßbestimmungen 1. Leipzig 1846.

etwa 1000 Windungen. Die Achse der beweglichen Rolle steht in der Ruhelage, um den Einfluß des Erdfeldes zu eliminieren, genau parallel dem magnetischen Meridian. Die feste Rolle kann man beliebig nördlich (wie es in der Figur der Fall ist) oder südlich, östlich oder westlich aufstellen. Um die feste Rolle jederzeit leicht in bestimmten Entfernungen von der beweglichen aufstellen zu können, sind auf der Tischplatte, wie es die Figur andeutet,



eine Reihe von Punkten bezeichnet, auf welche man nur die drei Stellschrauben zu setzen braucht, damit der Mittelpunkt der festen Rolle in den erwähnten Richtungen 300, 400, 500 oder 600 mm weit von dem Mittelpunkt der beweglichen entfernt ist.

Eine erste Beobachtungsreihe wurde bei derjenigen Stellung der festen Rolle gemacht, für welche die Mittelpunkte beider Rollen zusammenfallen. Ein und derselbe Strom wurde durch die Bifilarrolle und dann durch die feste Rolle hindurchgeleitet und die Stärke des Stromes durch die Ablenkung gemessen, welche die feste Rolle an einem nördlich oder südlich angebrachten Magnetometer bewirkte.

Da ein Strom, der am Magnetometer eine gerade geeignete Ablenkung hervorrief, die bewegliche Rolle weit über die Skala hinaustrieb, so brachte Weber an dieser eine Nebenschließung an, durch welche der Strom in der beweglichen Rolle auf einen konstanten Bruchteil (etwa 1:250) reduziert wurde.

Diese Versuche ergaben das Resultat, daß die elektrodynamische Kraft, mit welcher zwei Leitungsdrähte aufeinander wirken, dem

Produkte ihrer Stromintensitäten, also bei gleicher Intensität, dem Quadrate derselben proportional ist. Dies entspricht den in § 205 besprochenen Elementargesetzen, die stets das Produkt $J.J'$ in dem Kraftausdruck enthalten.

Hierauf folgte nun eine größere Versuchsreihe, um zu erforschen, auf welche Weise die elektrodynamische Kraft, mit welcher die beiden Rollen aufeinander wirkten, von ihrer gegenseitigen Lage und Entfernung abhing.

Zu diesem Zwecke wurde die feste Rolle der Reihe nach nördlich, östlich, südlich und westlich von der Bifillarrolle aufgestellt, wie dies schon oben auseinandergesetzt worden ist. Diese gegenseitigen Lagen und Entfernungen der beiden Drahtrollen entsprechen, wie man leicht sieht, genau den gegenseitigen Lagen und Entfernungen zweier Magnete, welche wir in § 22 und 23 betrachtet haben. Der bifilar aufgehängte Ring vertrat hierbei die Stelle eines Magnetometers oder der Magnetnadel, die feste Rolle die Stelle des ablenkenden Magnetstabes.

Gleichzeitig mit den Ablenkungen des Dynamometers mußte aber auch die Stromstärke gemessen werden. Auf die bei der vorigen Versuchsreihe angewandte Weise konnte dies hier nicht geschehen, weil die Stellung der festen Rolle verändert wurde; es wurde deshalb der Strom auch noch durch eine dritte unveränderlich feststehende Drahtrolle geführt und die Ablenkung gemessen, welche diese an einem Magnetometer bewirkte. Die ganze Anordnung ist aus Fig. 619 zu ersehen.

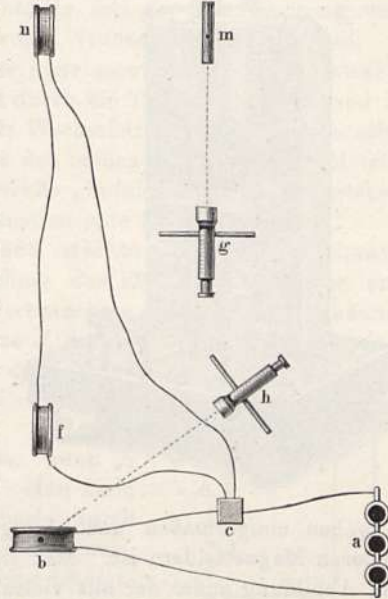
b ist die Bifillarrolle, f die verstellbare Rolle, m ein 8 m weit von b entferntes Magnetometer, n die unveränderlich aufgestellte dritte Rolle, welche auf das Magnetometer wirkte. Der Strom ging von der galvanischen Batterie a zur Bifillarrolle, von dieser zum Kommutator c , dann über die Rolle f zur Rolle n , von dieser zurück zum Kommutator und von diesem zur Batterie zurück.

Durch den Kommutator konnte die Stromrichtung in f und n geändert werden, während sie in der Bifillarrolle b stets dieselbe blieb.

Es wurden nun bei jeder gegenseitigen Lage und Entfernung der beiden Drahtrollen f und b die Ablenkungen von m und b für die beiden entgegengesetzten Stromrichtungen in f und n ermittelt; das Mittel aus beiden Ablenkungen am Dynamometer gab ein Maß für die Kraft, mit welcher die beiden Drahtrollen b und f aufeinander wirkten; das Mittel der Ablenkungen von m maß die Stromstärke.

Da nun die elektrodynamischen Wirkungen der beiden Drahtrollen aufeinander dem Quadrat der Stromstärke proportional waren, so konnte man vermöge der am Magnetometer gleichzeitig gemachten Messungen der Stromstärke die gemessenen Ablenkungen der Bifillarrolle auf gleiche Stromstärke reduzieren.

Fig. 619.



Diese Versuche ergaben, daß für die elektrodynamischen Wirkungen, welche zwei Drahtrollen in die Ferne aufeinander ausübten, wirklich exakt dieselben Gesetze gelten wie für die gegenseitige Wirkung zweier Magnete.

Das Webersche Elektrodynamometer ist in vielfacher Weise zu einem Meßinstrument für technische und wissenschaftliche Zwecke umgestaltet worden. In der von W. Siemens angegebenen Form des „Torsions-Elektrodynamometers“ (Fig. 620) bildet es eines der ältesten genauen Meßinstrumente für sehr starke Ströme, das bequem in der Handhabung und in seinen

Fig. 620.

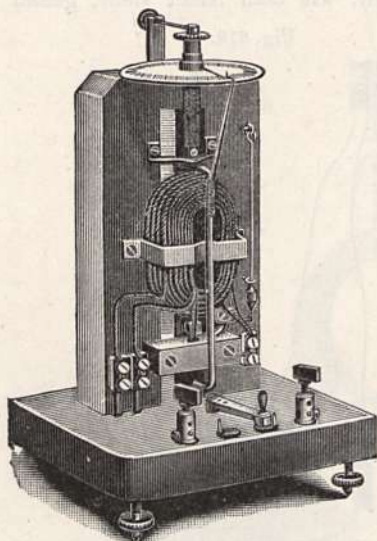
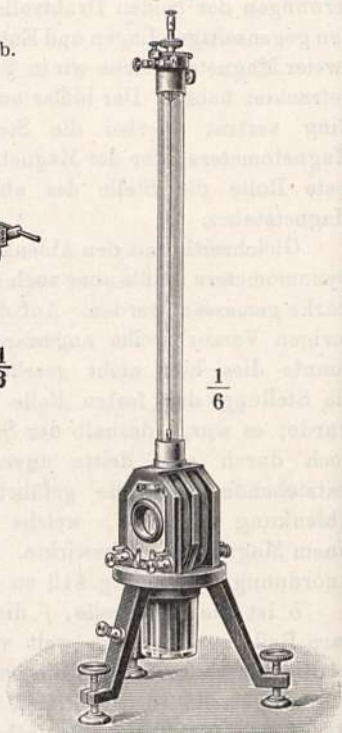


Fig. 621 a.

Fig. 621 b.

 $\frac{1}{6}$ 

Angaben einigermaßen unabhängig von äußeren Magnetfeldern ist. Man sieht in der Abbildung außer der aus vielen Windungen bestehenden festen Rolle den aus einem einfachen Drahtviereck bestehenden beweglichen Leiter; derselbe ist an einem Faden aufgehängt und mit einem Zeiger versehen; seine Enden tauchen in zwei die Stromzuführung vermittelnde Quecksilbernapfe. Die Direktionskraft erhält der bewegliche Leiter durch eine Spiralfeder, deren oberes Ende mittels eines Torsionskopfes so lange gedreht wird, bis der durch die elektrodynamischen Kräfte abgelenkte Drahtbügel wieder in seine Ruhelage gebracht ist. Die Drehung des Kopfes gibt also ein Maß der wirkenden Kraft.

Von Helmholtz und von W. Thomson (Lord Kelvin) u. a. wurden „elektrodynamische Wagen“ angegeben, bei denen der bewegliche Leiter an einem Wagebalken befestigt war; das Helmholtzsche Instrument hat in einer Ausführung von Kahle¹⁾ dazu gedient, die absolute elektromagnetische Einheit des elektrischen Stromes (= 10 Amp.) sowie ihr elektrochemisches Äquivalent (vgl. § 122 am Schluß und § 148) zu bestimmen.

¹⁾ Wied. Ann. 59, 532 (1896).

Bezüglich der moderneren dynamometrischen Meßinstrumente für stärkere Ströme, wie sie die Elektrotechnik gebraucht, sei auf eine Schrift von O. Frölich¹⁾, sowie auf die Preisverzeichnisse der Fabrikanten verwiesen.

In Fig. 621 a ist noch eine von F. Kohlrausch²⁾ angegebene Form des Elektrodynamometers abgebildet, die zur Messung sehr schwacher Ströme geeignet ist. Die in Fig. 621 b für sich abgebildete bewegliche Spule hängt an bloß einem Drahte, der auch zur Stromzuleitung dient. Die Ableitung geschieht entweder, wie in der Figur, durch ein in Schwefelsäure eintauchendes Platinblech, oder neuerdings auch durch eine dünne Spirale aus Metallband.

Die Dynamometer haben bei Einschaltung beider Spulen in denselben Stromkreis mit den Hitzdrahtinstrumenten die Eigenschaft gemeinsam, daß die Kräfte den Quadraten der Stromstärken proportional werden. Die Richtung des Ausschlages ist dann unabhängig von der Stromrichtung und die Instrumente sind auch zur Messung von „Wechselströmen“ geeignet.

So gibt z. B. das soeben beschriebene Instrument von F. Kohlrausch einen deutlichen Ausschlag, wenn man es durch ein Telefon schließt und in dieses hineinspricht (s. Kap. IX). Um für Wechselströme brauchbar zu sein, darf ein Elektrodynamometer in der Nähe der Spulen keine größeren Metallteile enthalten, weil sonst in diesen störende „Induktionsströme“ entstehen würden. (Über andere Wechselstrommeßinstrumente s. Kap. XI.)

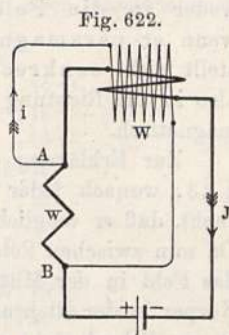
Energiemessung. Im Jahre 1883 machte O. Frölich³⁾ darauf aufmerksam, daß bei geeigneter Wickelung das Elektrodynamometer zur direkten Messung der in einem Leiter verbrauchten Energie dienen könne. Es stelle (Fig. 622) AB einen vom Strome J durchflossenen Leiter vom Widerstande w dar, dann ist

$$Q = E \cdot J$$

die im Leiter AB verbrauchte Energie, wenn E die Potentialdifferenz zwischen A und B . Man kann die beiden Größen E und J natürlich einzeln durch Volt- und Amperemeter messen. Man kann aber auch direkt Q messen, wenn man, wie in der Figur schematisch angedeutet, J durch die eine aus wenigen dicken Windungen bestehende Spule eines Dynamometers leitet, während man die aus vielen dünnen Windungen bestehende andere Spule vom Widerstande W , der groß gegen w sein muß, parallel zu w schaltet.

Dann ist der Spulenstrom $i = E/W$ und die elektrodynamische Kraft wird proportional mit $i \cdot J = E \cdot J / W$, oder, da ja W unveränderlich, proportional mit $E \cdot J$. Seine Hauptbedeutung gewinnt dieses Meßprinzip bei Wechselstrommessungen (s. Kap. XI).

§ 207. Magnetisches Verhalten der Körper. Wir hatten bereits in § 37 erwähnt, daß außer den stark magnetischen (ferromagnetischen)



¹⁾ Die Entwicklung der elektrischen Messungen. „Die Wissenschaft“, Heft 5. Braunschweig 1905.

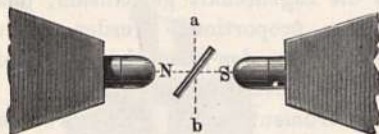
²⁾ Fabrikanten: Hartmann u. Braun (Frankfurt a. M.). Empfindlichkeit bei 120 Ohm Spulenwiderstand und 1 m Skalenentfernung: 1 mm = 0,00008 Amp.

³⁾ Elektrotechn. Zeitschr., S. 73.

Stoffen auf die in § 212 u. ff. noch einmal eingegangen werden soll, auch alle anderen Körper magnetisch beeinflussbar sind, wenn man genügend starke Felder anwendet; solche Felder lassen sich mittels eines Elektromagneten in bequemer Weise erzeugen. Es sollen zunächst die Erscheinungen rein qualitativ beschrieben werden; Messungen s. w. u.

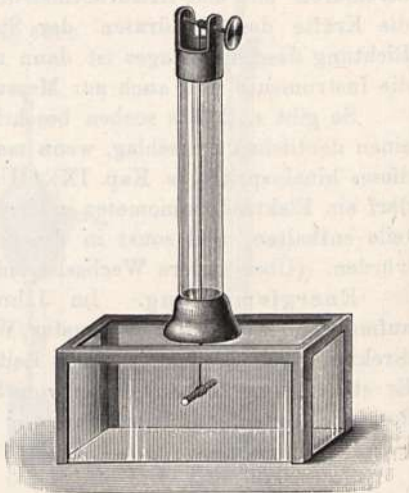
Um das Verhalten eines festen Körpers zu untersuchen, formt man aus ihm ein Stäbchen, das man, wie in Fig. 623 u. 624 angedeutet, an einem Kokonfaden aufhängt und derart zwischen die spitzen Pole eines Elektromagneten bringt, daß es mit der Feldrichtung etwa einen Winkel von 45°

Fig. 623.



bildet; der gläserne Schutzkasten, der übrigens bei stark para- oder diamagnetischen Körpern entbehrlich ist, dient zur Abhaltung von Luftströmungen. Erregt man den Elektromagneten, so dreht sich der Stab gemäß den in § 43 entwickelten Bewegungsgesetzen entweder in die Feldrichtung NS , wenn er paramagnetisch, oder er stellt sich senkrecht zum Felde, also in die Richtung ab , wenn er diamagnetisch.

Fig. 624.



Zur Erklärung des Vorganges erinnern wir an die Sätze A und B in § 43, wonach jeder para- bzw. diamagnetische Körper sich so zu stellen sucht, daß er möglichst viele bzw. möglichst wenige Induktionslinien umfaßt. Da nun zwischen Polen von der in der Figur gezeichneten zugespitzten Form das Feld in der Mitte stärker ist als weiter außen, so wird ein länglicher Körper in der Richtung NS stehend von mehr Linien durchsetzt, als wenn er parallel ab steht. Es folgt aus dieser Erklärung zugleich, daß die Einstellung um so kräftiger sein wird, je rascher das Feld nach der Seite hin abfällt. Bei einem Felde, das von der Mitte nach außen hin zunimmt, wie man es etwa zwischen Polstücken von $\overline{\cup}$ -Form erhalten kann, erfolgen die Einstellungen gerade umgekehrt¹⁾. In einem homogenen Felde endlich — z. B. zwischen Flachpolen, deren Durchmesser beträchtlich größer als die Länge des Stäbchens — findet im allgemeinen gar keine Einstellung statt²⁾. Im letzten Falle haben wir also einen prinzipiellen Unterschied gegenüber den ferromagnetischen Körpern — z. B. Eisen —, die sich auch im homogenen Felde einstellen (vgl. Fig. 77 u. 82 in § 42 u. 43). Der Unterschied rührt davon her, daß in Gl. (7), § 42, die ganz allgemein die Abhängigkeit der In-

¹⁾ R. Gans, Phys. Zeitschr. 9, 10 (1907).

²⁾ Eine Ausnahme bilden Kristalle, die nicht dem regulären System angehören (s. w. u.).

duktion von der Feldstärke darstellt, der von der Gestalt und Lage des Körpers abhängige Faktor $\beta \cdot (\mu - 1)$

bei Körpern mit großem μ einen beträchtlichen Einfluß hat, während bei den hier in Frage kommenden Körpern μ von 1 so wenig verschieden ist, daß $\beta \cdot (\mu - 1)$ fast gleich Null wird und gegen den Summanden 1 im Nenner praktisch nicht in Betracht kommt. Für einen schwach magnetischen Körper gilt also einfach

$$B = \mu \cdot H_0 = \mu \cdot H \dots \dots \dots (1)$$

Äußeres und inneres Feld sind hier nicht verschieden.

Aus § 43 geht hervor, daß die Stärke der Einwirkung proportional $\mu - \mu_{\text{Luft}}$ ist. Bei Körpern, die beträchtlich stärker magnetisierbar sind als die Luft — man vgl. die weiter unten folgenden Tabellen —, kann auch angenähert $\mu_{\text{Luft}} = 1$ gesetzt werden. Dann ist also die Wirkung auf den Körper proportional

$$\mu - 1 = 4 \pi \kappa,$$

wo κ die „Suszeptibilität“ oder „Magnetisierbarkeit“ des Körpers (vgl. § 45, Gl. 5).

Ein ungefähres Maß für die Stärke der Einwirkung gibt die Zahl der Schwingungen pro Sekunde, die der Körper macht, wenn man ihn aus seiner Einstellungsrichtung ein wenig herausdreht. Über absolute Messungen und deren Ergebnisse siehe weiter unten § 209 und 210.

Hier seien zur Orientierung abgerundete Zahlen für die Suszeptibilität einiger leicht beschaffbarer und zur Ausführung der oben beschriebenen Versuche geeigneter Körper genannt:

	κ
Palladium	+ 66 $\cdot 10^{-6}$
Platin	+ 22 bis 29 $\cdot 10^{-6}$
Aluminium	+ 2 $\cdot 10^{-6}$
Zinn	+ 0,3 $\cdot 10^{-6}$
Wismut	— 14 $\cdot 10^{-6}$
Zink, Blei, Cadmium, Silber, Kupfer, Schwefel, Glas, Kalkspat, Quarz, Paraffin	etwa — 0,5 $\cdot 10^{-6}$ bis — 2 $\cdot 10^{-6}$

Positives Zeichen bedeutet Paramagnetismus, negatives Diamagnetismus. Da für Eisen im Maximum κ etwa gleich 80 (vgl. § 45), so sieht man, daß die hier beobachtbaren Wirkungen mehr als millionenmal schwächer sind als beim Eisen. Die geringsten Eisenspuren können deshalb auch große Fehler verursachen und manchmal Paramagnetismus vortäuschen, wo in Wirklichkeit Diamagnetismus vorhanden ist.

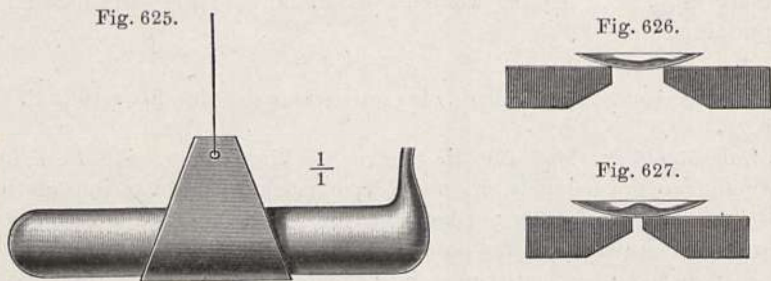
So beobachtete z. B. Plücker¹⁾ die auffallende Erscheinung, daß ein Kohlestäbchen sich in schwachem Felde paramagnetisch, in starkem Felde dagegen diamagnetisch verhielt. Er zeigte, daß dieses Verhalten die Folge eines ganz geringen Eisengehaltes der diamagnetischen Kohle sei. Bei geringen Feldern überwiegt dann die etwa 100 Millionen mal stärkere paramagnetische Wirkung auf das Eisen trotz dessen kleiner Menge den Diamagnetismus der Kohle. In wachsenden Feldern aber nimmt die diamagnetische

¹⁾ Pogg. Ann. 73, 617; 74, 362; 75, 413 (1848).

Wirkung proportional der Feldstärke weiter zu, während das Eisen sehr bald gesättigt ist; es muß also schließlich die diamagnetische Wirkung überwiegen.

Zu Demonstrationsversuchen über Diamagnetismus eignet sich besonders das „Wismut“, das sich, wie aus der Tabelle ersichtlich, durch sehr starken Diamagnetismus auszeichnet. Außer den oben beschriebenen Drehungen eines länglichen Stäbchens kann man an Wismutstücken beliebiger Gestalt leicht auch die diamagnetischen Analoga zu den in § 43, Fig. 80 u. 81 dargestellten Erscheinungen beobachten: Ein an einem 10 bis 15 cm langen Kokonfaden aufgehängtes Wismutstückchen wird von einem einzelnen kräftigen Magnetpol abgestoßen; in einem Felde von der Form der Fig. 81, also etwa zwischen Spitzpolen eines Elektromagneten, wird es seitlich fortgetrieben.

Flüssigkeiten kann man nach dem Vorgange Faradays in dünnwandige Glasröhrchen der in Fig. 625 gezeichneten Form einschließen, die



man mittels einer Papierschleife an dem Kokonfaden aufhängt; doch muß man hierbei die Wirkung auf das diamagnetische Glasröhrchen in Abzug bringen.

Einfacher ist ein von Plücker¹⁾ angegebenes Verfahren: Man füllt etwas Flüssigkeit in ein Uhrgläschen, das man, wie Fig. 626 und 627 zeigen, auf die geeignet geformten Polstücke eines Elektromagneten legt. Da das Feld an den Kanten am stärksten ist, so nimmt eine paramagnetische Flüssigkeit die in Fig. 626, eine diamagnetische die in Fig. 627 gezeichnete Gestalt an. Gleichzeitig findet senkrecht zum Felde im ersten Falle eine Zusammenziehung, im zweiten eine Ausbreitung der Flüssigkeit statt. Eine geeignete Flüssigkeit ist: Eisenchloridlösung (paramagnetisch). Diamagnetisch ist reines Wasser; der Effekt ist jedoch nur bei sehr starken Feldern deutlich zu beobachten.

Flüssige Luft (zum größten Teile aus Sauerstoff bestehend) ist stark paramagnetisch und wird von einem dicht über ihre Oberfläche gehaltenen Elektromagneten in die Höhe gezogen.

Die bereits in § 44 erwähnte Relativität des Diamagnetismus läßt sich nach Faraday²⁾ zeigen, indem man ein mit Eisenchloridlösung mittlerer Konzentration gefülltes Röhrchen in ein zwischen die Pole des Elektromagneten gestelltes Schälchen hängt und dieses einmal mit reinem Wasser, das andere Mal mit einer Lösung doppelter Konzentration füllt. Im ersten Falle stellt sich das Röhrchen parallel zum Felde, im zweiten senkrecht dazu; jetzt ist nämlich das umgebende Medium (die konzentrierte Lösung) stärker magnetisch als

¹⁾ Pogg. Ann. 73, 568 (1848).

²⁾ Exp. Unt. 21, Nr. 2362 ff. (1845).

der bewegte Körper (die schwache Lösung), dieser verhält sich also diamagnetisch.

Steighöhen: Von Quincke¹⁾ wurde folgende Methode zur Untersuchung von Flüssigkeiten angegeben: Von den beiden Schenkeln eines U-förmig gebogenen Rohres befindet sich der eine, etwa 5 mm weite, zwischen den Polen eines Elektromagneten, der andere einige Centimeter weite weit außerhalb (Fig. 628). Die Flüssigkeit wird so hoch eingefüllt, daß ihre Oberfläche sich mitten zwischen den Polen befindet. Bei Erregung des Feldes

Fig. 628.

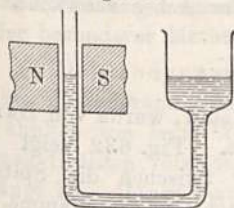


Fig. 629.



steigt das Flüssigkeitsniveau im Felde, wenn die Flüssigkeit paramagnetisch, es sinkt, wenn sie diamagnetisch ist; dieses Verhalten geht aus

Gl. (2) in § 43 hervor. Für sehr schwach magnetische Flüssigkeiten kann man die Anordnung empfindlicher machen, wenn man den engen Schenkel mehr oder weniger stark neigt (Fig. 629).

Die Wahl verschieden weiter Schenkel bietet vor gleich weiten den Vorteil, daß man nur ein Niveau abzulesen braucht, da das andere bis auf eine leicht zu berechnende Korrekptionsgröße konstant bleibt. Wenn man über genügend weiten Polabstand verfügt, so ist es bisweilen für die Ablesung mittels Mikroskops bequemer, wenn man den weiten Schenkel im Felde und den engen außerhalb anordnet (Königsberger).

Für reines Wasser beträgt die Senkung für eine Feldstärke von 20 000 Gauß etwa 1,2 mm, für eine 10 proz. Nickelsulfatlösung (Gewichtsprocente wasserfreien Salzes) erhält man eine Hebung von etwa 6,5 mm und für eine gleichstarke Eisensulfatlösung etwa 15 mm.

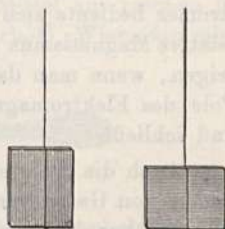
Die Wirkung ist übrigens ebenso, wie die oben beschriebenen dem Quadrate der Feldstärke proportional.

Kristalle zeigen, soweit sie nicht dem regulären System angehören, verschieden starken Magnetismus nach ihren verschiedenen kristallographischen Richtungen. Plücker²⁾ entdeckte diese Erscheinung am Turmalin. Zwischen Spitzpolen, also im inhomogenen Felde, stellt sich dieser stets parallel zum Felde, er ist also paramagnetisch. Anders dagegen zwischen Flachpolen, d. h. im homogenen Felde.

Eine Turmalinplatte, welche einer Turmalinzange entnommen, also parallel mit der Achse geschliffen war, wurde so aufgehängt, daß die Richtung der Achse mit der Richtung des Fadens zusammenfiel (es ist dies in Fig. 630 und 631 durch die Schraffierung angedeutet; die Schraffierungslinien sind der optischen Achse der Platte parallel). Die Platte stellte sich

Fig. 630.

Fig. 631.



¹⁾ Wied. Ann. 24, 374 (1885).

²⁾ Pogg. Ann. 72, 315 (1847).

zwischen den Polen des Elektromagneten parallel dem Felde. Nun wurde dieselbe Platte so aufgehängt, daß die Richtung der optischen Achse rechtwinklig zu der des Fadens war (Fig. 631); jetzt stellte sich die Platte senkrecht zum Felde.

Der Turmalin ist also offenbar längs seiner Achse schwächer paramagnetisch als senkrecht dazu; er ist

„paramagnetisch negativ“.

Dagegen stellt sich ein diamagnetischer Wismutkristall stets mit seiner Achse parallel zum Felde, er ist also längs seiner Achse schwächer diamagnetisch als senkrecht dazu; er ist

„diamagnetisch negativ“.

Daß auch Gase magnetisch nicht indifferent sind, wurde von Bancalari im Jahre 1847 an Flammengasen entdeckt. Fig. 632 zeigt nach

Fig. 632.



Plücker¹⁾ das Bild einer zwischen die Spitzpole eines Elektromagneten gebrachten Kerzenflamme. Die Flamme breitet sich in der Querrichtung aus, während sich ihre senkrechte Ausdehnung verkürzt.

Die von der Flamme aufsteigenden Verbrennungsgase sind also diamagnetisch relativ zur umgebenden Luft.

Faraday²⁾ untersuchte eine größere Zahl von Gasen, indem er sie in langsamem Strome aus einer Glasröhre zwischen den Polen eines Elektromagneten austreten ließ; zur Sichtbarmachung des Gasstromes diente Salmiaknebel. Ein gegenüber der Luft magnetisches Gas wurde nach der Achse, ein diamagnetisches nach außen hin abgelenkt.

In dieser Weise geprüft, zeigten sich diamagnetisch gegen Luft: Stickstoff (schwach), Wasserstoff, Kohlensäure, Kohlenoxydgas, Stickstoffoxydul, ölbildendes Gas, Steinkohlengas, Chlorwasserstoffsäure, Jodwasserstoffsäure, Ammoniak, Chlor, Jod, Brom, Cyan.

Sauerstoffgas verhielt sich stark magnetisch gegen alle anderen Gase. Erwärmte Gase zeigten sich stets diamagnetisch bzw. schwächer paramagnetisch gegenüber kalten. Hierauf beruht nach Faraday im wesentlichen das Verhalten der Flammengase. Zur Erzeugung eines erhitzten Gasstromes bediente sich Faraday einer elektrisch geglühten Drahtspirale. Der relative Magnetismus des Sauerstoffgases läßt sich nach Faraday sehr schön zeigen, wenn man dasselbe, in einer Seifenblase enthalten, zwischen die Pole des Elektromagneten bringt und dann den Strom abwechselnd öffnet und schließt.

Auch die Steighöhenmethode (s. oben) kann zum Nachweis des Magnetismus von Gasen verwandt werden, indem man das U-Rohr mit Wasser füllt und darüber die zu untersuchenden Gase. Die Senkung des Wassers ist z. B. bei Leuchtgasfüllung um etwa ein Sechstel kleiner als bei Sauerstofffüllung.

¹⁾ Pogg. Ann. 73, 559 (1848).

²⁾ Exp. Unt. Bd. III, 429 u. ff. Dasselbst auch ein Bericht über Bancalari's Entdeckung.

Bevor wir zur Besprechung der Methoden zahlenmäßiger Bestimmung der Suszeptibilitäten übergehen, müssen wir erst die Methoden kennen lernen, die zur Bestimmung der Intensitäten starker Magnetfelder dienen. Diesem Zweck soll der folgende Paragraph dienen.

§ 208. Methoden zur Messung starker magnetischer Felder. Die in § 25 beschriebene Methode zur Bestimmung der Intensität des Erdfeldes ist prinzipiell auf jedes beliebige Feld übertragbar, doch sind praktisch Felder über etwa 1 Gauß mit dieser Methode nicht meßbar, da man kaum genügend starke Ablenkungsmagnete herstellen kann. Deshalb bedarf man für stärkere Felder besonderer Methoden der Messung:

a) Elektrodynamische Messungen: Zur absoluten Bestimmung starker Felder kann man nach Stenger ¹⁾ eine kleine Drahtspule benutzen, die ähnlich wie beim Weberschen Elektrodynamometer an zwei parallelen dünnen Drähten, die gleichzeitig zur Stromzu- und -abführung dienen, aufgehängt ist. Hängt man diese Spule in einem Magnetfelde so auf, daß ihre Windungsebene dem Felde parallel ist, und schickt einen Strom durch sie hindurch, so erfährt sie ein Drehmoment, das proportional ist der Feldstärke H , der Stromstärke in der Spule J und der „Windungsfläche“ der Spule S . Ist endlich D die „Direktionskraft“ der Bifilaraufhängung, die sich aus Länge und Abstand der Fäden, sowie aus dem Gewicht der Spule berechnen läßt, und erfährt die Spule eine Ablenkung α im Felde H , so ist:

$$H = D \cdot tg \alpha / SJ \dots \dots \dots (1)$$

Da man J in weitesten Grenzen verändern kann, so lassen sich mit Leichtigkeit sowohl sehr starke als auch schwächere Felder messen. Man kann auch die immerhin schwierige und ungenaue Berechnung von D und S vermeiden, wenn man die Spule in einem bekannten Felde mittlerer Stärke, wie man es ja leicht mittels eines Solenoides erzeugen kann, eicht (vgl. § 195, Gl. 3). Man erhält direkt den Wert von $D/S = C$ aus der Gleichung:

$$C = H \cdot J / tg \alpha \dots \dots \dots (2)$$

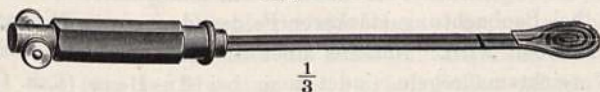
und kann dann mit der geeichten Spule jedes beliebige Feld mittels der Gleichung:

$$H = C \cdot tg \alpha / J \dots \dots \dots (3)$$

bestimmen.

b) Wismutspirale: Das weitaus bequemste Mittel zur raschen Bestimmung starker magnetischer Felder ist die Lenardsche ²⁾ „Wismutspirale“.

Fig. 633.



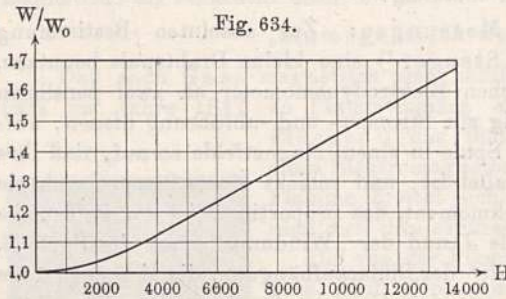
Ihre Anwendung beruht auf der von Righi ³⁾ entdeckten Erscheinung, daß der elektrische Leitungswiderstand des Wismuts sich in starken magnetischen

¹⁾ Wied. Ann. 33, 312 (1888).

²⁾ Wied. Ann. 39, 669 (1890).

³⁾ Journ. d. Phys. (2) 3, 358 (1884).

Feldern beträchtlich vermehrt. Der Apparat (Fig. 633) besteht einfach aus einer zwischen zwei Glimmerblättern eingeschlossenen flachen Spirale aus feinem Wismutdraht, nebst einer stabförmigen Handhabe. Man schaltet die Spirale als einen Zweig einer Wheatstoneschen Brückenordnung (vgl. § 137) und mißt ihren Widerstand außerhalb und innerhalb des zu untersuchenden Magnetfeldes. Der Feldwert wird dann aus einer vom Fabrikanten ¹⁾ beigegebenen Eichkurve entnommen. Die Methode ist für Felder von über 1000 Gauß brauchbar. Ein Nachteil ist starke Abhängigkeit des Effektes von der Temperatur, die besondere Berücksichtigung erfordert. Fig. 634 ²⁾ zeigt den ungefähren Verlauf der Widerstandsänderung mit der



Feldstärke, wobei W/W_0 das Verhältnis der Widerstände im Felde und ohne Feld bedeutet (s. a. w. u. Kap. XIII).

c) Steighöhen: Auch die in § 207 beschriebene Steighöhenmethode kann zur Feldmessung dienen. Nach Gl. (2) in § 43 ist die Normalkraft auf die Flächeneinheit der Grenzfläche zwischen zwei Medien

(1) und (2) gleich:

$$N = H^2 \cdot (\mu_1 - \mu_2) / 8\pi \dots \dots \dots (4)$$

Benutzt man eine nicht zu schwach magnetische Flüssigkeit, etwa eine Lösung von Nickelsulfat, so kann man das auf die Luft bezügliche $\mu_2 = 1$ setzen. Setzt man dann noch $\mu_1 - 1 = 4\pi\kappa$, wo κ die „Suszeptibilität“ der Lösung und drückt N in absolutem Maße durch den Druck der gehobenen Flüssigkeitssäule aus, also $N = g \cdot h \cdot D$, wobei g die Schwerebeschleunigung, h die Steighöhe in Centimetern und D die Dichte der Lösung, so erhält man durch Einsetzen in (4):

$$H = \sqrt{\frac{2gDh}{\kappa}} \dots \dots \dots (5)$$

Für eine Lösung von 11,75 Gew.-Proz. ausgeglühten Nickelsulfats erhält man so (s. a. w. u. § 210):

$$H = 25\,000 \cdot \sqrt{h} \dots \dots \dots (5')$$

also 1 cm Verschiebung in einem Felde von 25 000 Gauß.

Zur Beobachtung der Verschiebung der Flüssigkeitskuppe dient ein Mikroskop, das für schwächere Felder mit einem Okularmikrometer versehen ist, während bei Beobachtung stärkerer Felder das ganze Mikroskop mikrometrisch verschoben wird. Näheres über die bei dieser Methode zu beobachtenden Vorsichtsmaßregeln findet man bei du Bois (a. a. O.) und bei J. Königsberger³⁾.

d) Induktionsmethode: Verbindet man eine kleine Drahtspule mit einem „ballistischen“ Galvanometer (vgl. § 119), so erhält man einen Aus-

¹⁾ Hartmann und Braun (Frankfurt).

²⁾ Nach du Bois, „Magnetische Kreise“.

³⁾ Wied. Ann. 66, 698 (1898).

schlag des Galvanometers jedesmal dann, wenn sich die Zahl der die Spule durchsetzenden magnetischen Induktionslinien verändert. Über die Entstehungsweise des diesen Ausschlag verursachenden „Induktionsstromes“ s. w. u. Kap. IX. Für den Augenblick genügt es, zu wissen, daß der in einem bestimmten Galvanometer von einer bestimmten Spule erzeugte Ausschlag proportional ist der gesamten Änderung der die Spule durchsetzenden Induktionslinienzahl, sofern nur diese Änderung in einer gegen die Schwingungsdauer des Galvanometers kleinen Zeit erfolgt.

Hieraus ergibt sich folgende einfache Anordnung zur Messung magnetischer Felder (Fig. 635). Eine kleine Drahtspule (*s*) aus 10 bis 20 Windungen sehr dünnen Drahtes ist auf ein etwa 10 mm dickes Scheibchen aus isolierendem Material gewickelt. Die Enden des Spulendrahtes sind auf eine Strecke von vielleicht 25 cm sorgfältig zusammengedreht und durch den zur Handhabung der Spule dienenden hohlen Stiel (*g*) geführt. Das Ende des Stieles ist um eine Achse (*a*) drehbar und so aufgestellt, daß die zwischen den Polen befindliche und dort festgehaltene Spule beim Loslassen durch eine Feder (*f*) plötzlich herausgeschneilt wird. Nimmt man an, daß in der zweiten Lage der Spule das Feld merklich Null ist, so ist der entstehende Galvanometerausschlag proportional dem Felde in der ersten Lage. Dieselbe Wirkung wie eine plötzliche Bewegung der Spule hat auch ein Ausschalten des Feldes, den doppelten Ausschlag erhält man durch Umkehren des Feldes; doch sind Ausschaltung und Umkehrung bei großen Elektromagneten nicht gut anzuwenden, weil die Feldänderungen bei diesen nicht augenblicklich, sondern nur allmählich (innerhalb einiger Sekunden bei großen Elektromagneten) erfolgen. Dagegen empfiehlt sich die Feldumkehrung bei der Eichung der Spule mittels stromdurchflossener Solenoide.

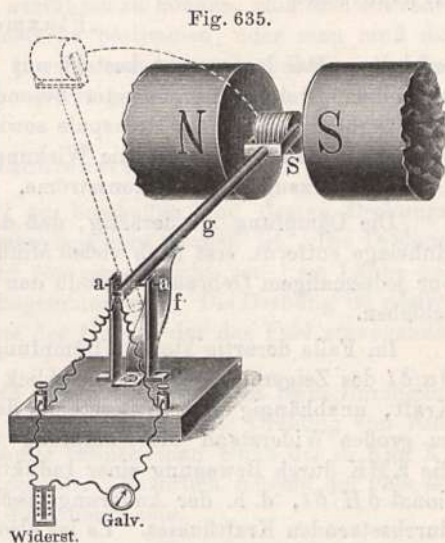


Fig. 635.

Da man in Solenoiden nicht leicht über Feldstärken von etwa 800 Gauß hinauskommt, während die zu messenden Feldstärken von Elektromagneten bis zu etwa 30 000 Gauß gehen, so würden die Ausschläge des ballistischen Galvanometers, wenn sie im Vergleichsfelde einen bequem meßbaren Wert haben, bei starken Feldern weit über die Skala hinausgehen; man vermeidet dies dadurch, daß man bei Messung des starken Feldes mittels eines eingeschalteten Stöpselwiderstandes den Widerstand des Meßkreises in bekanntem Verhältnis vergrößert, wodurch der Ausschlag im gleichen Verhältnis verringert wird.

Die Eichung der Spule in einem bekannten Felde kann vermieden werden, wenn die „Windungsfläche“ der Spule ausmeßbar und die Empfindlichkeit des ballistischen Galvanometers (vgl. § 119) bekannt ist. Näheres siehe Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik.

Von R. Gans¹⁾ sind neuerdings Etalons der magnetischen Feldstärke angegeben worden, die im wesentlichen aus Elektromagneten bestehen, die innerhalb eines gewissen Bereiches für die Stärke des Erregungsstromes diesem proportionale Felder von etwa 6000 bis 9000 Gauß liefern.

Eine eigentümliche Ausgestaltung hat die Induktionsmethode in dem Grassotschen²⁾

„Fluxmeter“

erfahren. Das Instrument besteht aus einer Induktionsspule in Verbindung mit einem Drehspulgalvanometer besonderer Konstruktion. Es ist nämlich das Trägheitsmoment der Drehspule sowie die Richtkraft so klein wie möglich gemacht. Dann überwiegt die Wirkung der Dämpfung infolge der in der Drehspule erzeugten Induktionsströme.

Die Dämpfung ist derartig, daß das System, wenn man es aus seiner Ruhelage entfernt, erst nach vielen Minuten diese wieder erreicht. Man muß vor jedesmaligem Gebrauch deshalb den Zeiger mechanisch in seine Nulllage schieben.

Im Falle derartig starker Dämpfung ist die Winkelgeschwindigkeit $\delta\alpha/\delta t$ des Zeigers in jedem Augenblick proportional der elektromotorischen Kraft, unabhängig vom Widerstande der Leitung — so lange nicht durch zu großen Widerstand die Dämpfung zu sehr verringert wird; wird nun die EMK durch Bewegung einer Induktionsspule erzeugt, so ist sie proportional $\delta H/\delta t$, d. h. der Änderungsgeschwindigkeit des die Induktionsspule durchsetzenden Kraftflusses. Es ist also

$$\delta\alpha/\delta t \text{ proportional } \delta H/\delta t$$

oder

$$(\alpha_2 - \alpha_1) \text{ proportional } (H_2 - H_1).$$

Steht also der Zeiger anfangs auf Null ($\alpha_1 = 0$), während sich die Induktionsspule im Felde $H_1 = 0$ befindet, so ist der beim Einführen der Spule in ein Feld H entstehende Ausschlag α proportional H . Die Skala des Instrumentes kann direkt in Feldstärken geeicht werden; durch Vorschaltwiderstände läßt sich der Meßbereich erweitern.

Von J. Königsberger³⁾ wurde statt des Galvanometers das Quadrantenelektrometer zur Messung der Induktion benutzt, was, wie Verf. zeigt, namentlich bei absoluten Messungen nicht unwesentliche Vorteile bietet.

Auf ein Instrument von F. Paschen⁴⁾, welches die in einer rotierenden Spule induzierten konstanten Ströme zur Feldmessung benutzt, kann hier nur hingewiesen werden.

e) Magneto-optische Methoden: Die in Kap. XXIII des zweiten Bandes beschriebenen magneto-optischen Erscheinungen können zur Feldmessung benutzt werden, wenn man die zugehörigen Konstanten einmal in einem anderweitig bekannten Felde bestimmt hat.

¹⁾ Phys. Zeitschr. 8, 523 (1907); siehe ferner auch R. Gans und P. Gmelin, Ann. d. Phys. (4) 28, 925 (1909). Fabrikant: Edelmann in München.

²⁾ Journ. d. phys. (4) 3, 696 (1904). Fabrikanten: Compagnie pour la fabrication des compteurs.

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 6, 506 (1901).

⁴⁾ Phys. Zeitschr. 6, 371 (1905).

Für die praktischen Messungen kommt wohl allein die von Faraday entdeckte Drehung der Polarisationssebene in Betracht, die, außer in ferromagnetischen Metallen, streng der Feldstärke proportional ist.

Man kann also die in irgend einem Stücke Flintglas im Felde erfolgende Drehung der Polarisationssebene ohne weiteres zu relativen Feldmessungen benutzen ¹⁾. Um absolute Messungen ausführen zu können, muß man entweder die Drehung für eine bekannte Feldstärke bestimmen, oder man muß das Glas mit Hilfe eines chemisch und physikalisch genau definierten Körpers eichen. Zu einer derartigen Eichung — weniger zu laufenden Messungen — eignet sich vor allem der

„Schwefelkohlenstoff“,

der in genügender Reinheit überall zu beschaffen und dessen Drehungsvermögen von A. Köpsel ²⁾ sehr genau bestimmt worden ist. Die Drehung beträgt bei einer Temperatur von 18° für eine Schicht von 1 cm Länge und eine Feldstärke von 1 Gauß: 0,0420 Bogenminuten ³⁾. Die Drehung ist positiv, d. h. sie erfolgt im gleichen Sinne, wie der Umlauf der das Feld erzeugenden Ströme.

In einem Felde von 10 000 Gauß würde also das Licht beim Durchgang durch einen mit CS₂ gefüllten Trog von 1 cm Dicke eine Drehung von rund 7° erfahren. Zur Messung der Drehung benutzt man einen der in Kap. XX des zweiten Bandes beschriebenen Apparate. Natürlich müssen die Pole des Elektromagneten zu diesem Zwecke durchbohrt sein.

§ 209. Methoden zur Messung schwacher Suszeptibilitäten ⁴⁾.

Durch geeignete Ausgestaltung können die in § 207 beschriebenen Demonstrationsmethoden in solche zur Messung der magnetischen Eigenschaften verwandelt werden.

a) Steighöhenmethode (vgl. § 207, Fig. 626): Die Methode ist für Gase und Flüssigkeiten anwendbar. Zur absoluten Messung von Gasen kann man eine nicht verdampfende Flüssigkeit, etwa Schwefelsäure oder irgend ein Öl, zunächst an das Vakuum grenzen lassen und dann das zu untersuchende Gas einfüllen. Sind h_v und h_g die Steighöhen — etwaige Senkungen sind negativ zu rechnen — der an das Vakuum bzw. an das Gas grenzenden Flüssigkeit, so ist die Suszeptibilität des Gases (vgl. Gl. 5 in § 208):

$$\kappa_g = \frac{2gD}{H^2} (h_v - h_g) \dots \dots \dots (1)$$

Ist auf diese Weise für ein Gas, etwa für Luft (s. Tabelle in § 210), κ genau bestimmt, so kann man für andere Gase die immerhin etwas unbequeme Evakuierung des Apparates vermeiden und einfach die Differenz $\kappa_g - \kappa_l$ bestimmen. Dann ist nämlich:

¹⁾ Näheres siehe H. du Bois, Wied. Ann. 51, 537 (1894). Magnetische Kreise, S. 328.

²⁾ Wied. Ann. 26, 456 (1885).

³⁾ Man bezeichnet diese Zahl meist als „Verdetsche Konstante“.

⁴⁾ Es können nur die wichtigsten Methoden an einigen Beispielen gezeigt werden. Eine vollständige Zusammenstellung findet man in „Winkelmanns Handbuch der Physik“ 5, 260 ff.

$$\kappa_g - \kappa_l = \frac{2gD}{H^2} (h_l - h_g) \dots \dots \dots (2)$$

Ferner gilt, wenn κ_f die Suszeptibilität einer an irgend ein Gas grenzenden Flüssigkeit bedeutet:

$$\kappa_f - \kappa_g = \frac{2gDh}{H^2} \dots \dots \dots (3)$$

woraus κ_f berechenbar, wenn κ_g bekannt und umgekehrt. Aus (1), (2) und (3) folgt, daß zur Erlangung von absoluten Werten jedenfalls eine Vakuummessung unentbehrlich ist.

Bei Untersuchung von Gasen ist es günstig, wenn h_v (Gl. 1) möglichst klein, d. h. wenn die Flüssigkeit möglichst magnetisch neutral ist.

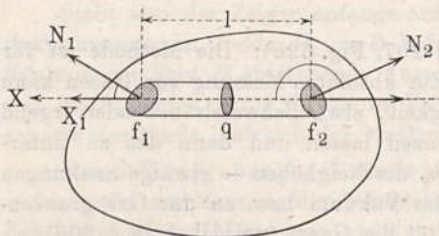
Derartige „unmagnetische Lösungen“ erhält man nach du Bois¹⁾ durch Auflösung schwach paramagnetischer Salze in (diamagnetischem) Wasser.

Folgende Tabelle (nach du Bois) enthält einige leicht herzustellende unmagnetische Lösungen. Sie sind nicht gegen Vakuum gemessen, sondern gegen Leuchtgas, das so gut wie unmagnetisch ist²⁾.

Gelöstes Salz	Spez. Gewicht der Lösung	Gewichtsprozent wasserfreien Salzes
CeCl ₃	1,0748	11,54
NiCl ₂	1,0183	1,86
CuCl ₂	1,0520	5,71

b) Drehwaage: Eine für feste, flüssige und gasförmige Körper gleich brauchbare Methode liefert uns folgende Betrachtung:

Fig. 636.



Nach Gl. (1), § 208 ist die senkrecht auf 1 qcm der Oberfläche eines schwach magnetischen Körpers nach außen hin wirkende Kraft:

$$N = H^2 \cdot \kappa / 2 \dots \dots \dots (4)$$

Wir betrachten nun (Fig. 636) einen beliebig gestalteten Körper, der in der Richtung x verschiebbar sei, und schneiden aus diesem eine

Säule parallel zu x vom Querschnitt q heraus. Sind f_1 und f_2 die Endflächen dieser Säule, so wirken senkrecht auf diese nach außen die Kräfte $N_1 f_1$ und $N_2 f_2$, deren nach $+x$ gerichtete Komponenten sind:

$$\delta X_1 = N_1 f_1 \cdot \cos(N_1, x) = N_1 \cdot q$$

und

$$\delta X_2 = N_2 f_2 \cos(N_2, x) = -N_2 q.$$

Im ganzen wirkt also an der Säule in Richtung x die Kraft:

$$\delta X = (N_1 - N_2) q = \frac{\kappa \cdot q}{2} (H_1^2 - H_2^2).$$

¹⁾ Wied. Ann. 35, 154 (1888); 65, 38 (1898). Ferner auch: Liebknecht u. Wills, Ann. d. Phys. (4) 1, 178 (1900).

²⁾ Siehe Tabelle in § 210.

Ähnliche Ausdrücke erhalten wir für jede beliebige, aus dem Körper herausgeschnittene der Bewegungsrichtung x parallele Säule. Da alle den Faktor α enthalten, so gilt für den ganzen Körper:

$$X = \frac{\alpha}{2} \sum q (H_1^2 - H_2^2) \dots \dots \dots (5)$$

was wir abgekürzt schreiben können:

$$X = \alpha \cdot f(H) \dots \dots \dots (6)$$

wo $f(H)$ ein von der Feldverteilung längs der Oberfläche des beweglichen Körpers abhängiger Ausdruck, welcher offenbar nur in einem inhomogenen Felde von Null verschieden ist.

Wenn man also allen zu untersuchenden Körpern gleiche Gestalt gibt und sie an dieselbe Stelle eines inhomogenen Feldes bringt, so hat für alle $f(H)$ denselben Wert und die auf sie ausgeübten Kräfte sind proportional mit α , oder wenn der Magnetismus der Luft oder des sonst den Körper umgebenden Mediums nicht vernachlässigt werden kann, mit $(\alpha - \alpha_m)$. Flüssigkeiten und Gase kann man in gleicher Weise untersuchen, wenn man sie in ein dünnwandiges Glasgefäß einschließt und die Wirkung auf das leere Gefäß in Abzug bringt.

Zur Messung der im allgemeinen sehr schwachen Kräfte dient die Drehwage; dieselbe wurde zuerst von M. Faraday¹⁾, später von G. Wiedemann²⁾ zur

relativen Messung von Suszeptibilitäten benutzt. Fig. 637 zeigt die Wage in der von G. Wiedemann angegebenen Form, die von den meisten späteren Beobachtern in prinzipiell gleicher Weise benutzt wurde.

An dem unteren Ende eines etwa 65 cm langen, feinen Neusilberdrahtes, welcher oben mit einer Torsionsvorrichtung versehen war, hing ein Messingstab hh , Fig. 637. Oben war an diesem ein Spiegel g , unterhalb desselben ein Querdraht angebracht, welcher an seinem vorderen Ende das kleine kolbenartige Glasgefäß k trug. An dem untersten Ende des Stabes waren vier Flügel von Messingblech befestigt, welche in ein Gefäß mit Öl eintauchten, um so die Schwingungen des Apparates rascher zu dämpfen.

Zur Abhaltung von Luftzug diente ein geschlossenes Gehäuse von Holz. Seitlich war durch die Wand des Gehäuses das eine Ende eines stabförmigen Elektromagneten eingeschoben, dessen in der magnetischen Ost-Westrichtung liegende Achse in ihrer Verlängerung den Mittelpunkt der Glaskugel k traf.

Östlich in der Verlängerung der Achse dieses Elektromagneten, etwa 2,5 m von demselben entfernt, war ein an einem Kokonfaden hängender magnetischer

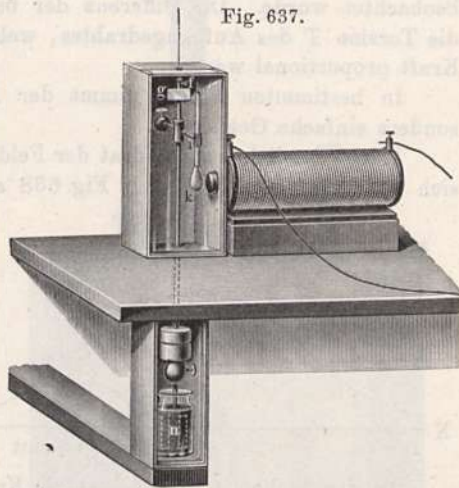


Fig. 637.

¹⁾ Exper. Unters. 25, 2773 (1850). Pogg. Ann. 88, 557.

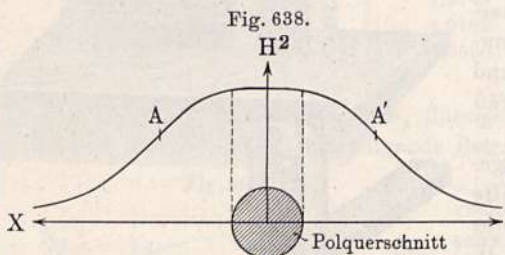
²⁾ Pogg. Ann. 126, 1 (1865).

Stahlspiegel angebracht, dessen Ablenkungen ein Maß für das magnetische Moment des Elektromagneten gaben.

Ehe man den Elektromagneten erregte, wurde mittels eines Fernrohres das durch den Spiegel g entworfene Bild einer Skala beobachtet und notiert, welcher Teilstrich gerade am Fadenkreuz einstand. Wurde nun der Elektromagnet erregt, so wurde die Kugel k vom Pol des Elektromagneten angezogen oder abgestoßen, und man mußte das obere Ende in entgegengesetzter Richtung drehen, um die Kugel k wieder in ihre ursprüngliche Lage zurückzuführen, um also zu bewirken, daß der gleiche Teilstrich wieder am Fadenkreuz des Fernrohres einstand, wie vorher. — Nachdem dies geschehen war, wurde der Strom im Elektromagneten unterbrochen: es mußte also nun der Messingstab h mit allem, was daran hing, die lediglich durch die Torsion des Neusilberdrahtes bedingte Stellung einnehmen, welche ebenfalls an der Skala beobachtet wurde. Die Differenz der beiden Ablesungen gab ein Maß für die Torsion T des Aufhängedrahtes, welche offenbar der auf k ausgeübten Kraft proportional war.

In bestimmten Fällen nimmt der Ausdruck $f(H)$ in Gl. (6) eine besonders einfache Gestalt an.

Wenn nämlich das Quadrat der Feldstärke längs der Bewegungsrichtung sich so verändert, wie es in Fig. 638 angedeutet, wo der Verlauf für die



senkrecht zur Feldrichtung liegende Mittelebene zwischen den Spitzpolen eines Elektromagneten (schematisch) dargestellt ist, so sieht man, daß von der Mitte nach den Seiten hin H^2 erst langsam, dann schneller und dann wieder langsamer variiert.

An den Stellen A und A' hat die Kurve für H^2 einen Wendepunkt, und dort findet die schnellste Änderung von H^2 statt, was nach Gl. (5) gleichbedeutend mit einem Maximum der auf einen in der x -Richtung beweglichen Körper ausgeübten Kraft.

Macht man nun den ablenkenden Magneten selbst in der x -Richtung, also quer zu seiner Feldrichtung verschiebbar, so wird der an der Drehwaage hängende Körper eine maximale Ablenkung zeigen, wenn er sich gerade in dem — mit dem Magneten sich gemeinsam verschiebenden — Punkte A des Feldes befindet. Macht man die Messung mit verschiedenen Körpern hintereinander, so sind die Ablenkungen den Suszeptibilitäten proportional. Die Zurückführung in eine bestimmte Anfangsstellung, wie bei der Wiedemannschen Anordnung, fällt hier fort. Ein weiterer Vorteil der Messung im Punkte A ist folgender:

Wenn der im Punkte A befindliche Körper genügend klein ist, so kann man das Stück der H^2 -Kurve längs seiner Erstreckung als geradlinig betrachten. Ist dann $\delta_x H^2$ die Änderung von H^2 , die man längs 1 cm erhalten würde, wenn die Kurve dort wirklich geradlinig wäre, so ist (vgl. Gl. 5 und Fig. 636):

$$H_1^2 - H_2^2 = l \cdot \delta_x H^2 \dots \dots \dots (7)$$

also

$$\delta X = \frac{\kappa}{2} q \cdot l \cdot \delta_x H^2 = \frac{\kappa}{2} \cdot v \cdot \delta_x H^2 \dots \dots \dots (8)$$

wobei v das Volumen der Säule; für den ganzen Körper vom Volumen V erhält man also:

$$X = \frac{\kappa}{2} \cdot V \cdot \delta_x \cdot (H^2) \dots \dots \dots (9)$$

Bei Messung im Punkte A , d. h. im Punkte maximaler Einwirkung ist also die auf einen genügend kleinen Körper ausgeübte Kraft unabhängig von der Gestalt und direkt dem Volumen proportional.

Es können also auch pulverförmige oder körnige Körper gemessen werden, sofern man nur dafür sorgt, daß die äußeren Begrenzungen der einzelnen Präparate nicht gar zu sehr voneinander abweichen.

Eine Anwendung des eben beschriebenen Meßprinzips ist in der Drehwaage von P. Curie und C. Chéneveau ¹⁾ verwirklicht.

Fig. 639 zeigt den Apparat in Außenansicht: Der ringförmig gebogene Stahlmagnet NS ist mittels der Schraube V senkrecht zur Feldrichtung verschiebbar. Die zu untersuchende Substanz (Flüssigkeit oder Pulver) wird bis zu einer bestimmten Höhe in ein Glasröhrchen t eingefüllt, das an dem kürzeren Ende eines Stäbchens TT aufgehängt ist. Das Stäbchen hängt an einem dünnen Metallfaden O und trägt zur Ausbalancierung die verschiebbaren Gewichte P und p . DB ist eine Vorrichtung zur Dämpfung der

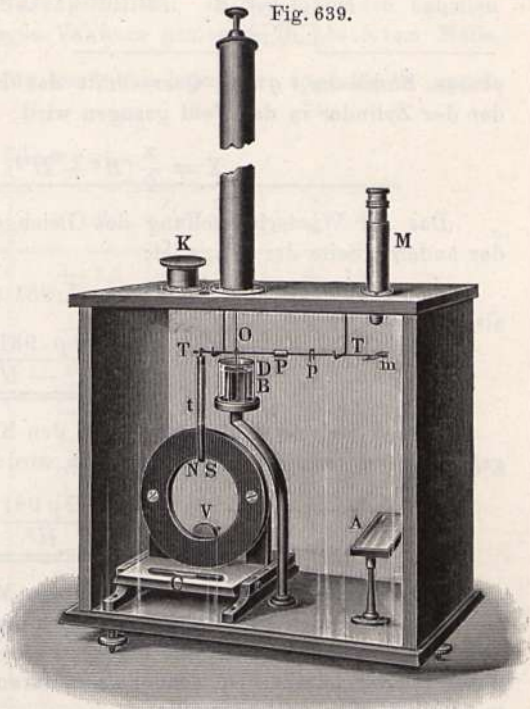


Fig. 639.

Schwingungen; eine fein geteilte Glasplatte m am rechten Ende von TT und das Mikroskop M dienen zur Messung der Ablenkungen; A ist ein Beleuchtungsspiegel, K die Öffnung zum Einführen des Röhrchens.

Dadurch, daß man den Magneten einmal nach vorn, das andere Mal nach hinten aus der Mittelstellung herausbewegt, beobachtet man zwei maximale Ablenkungen, die den Stellen A und A' der Fig. 638 entsprechen und erreicht dadurch doppelte Genauigkeit gegenüber der Beobachtung der Verschiebung aus der Nullage.

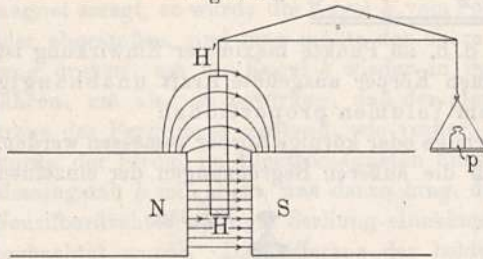
Mißt man H und damit auch H^2 längs der Verschiebungsrichtung x Punkt für Punkt aus, und bestimmt auch X in absolutem Maße, so erhält

¹⁾ Séances soc. franç. de phys., 3 Avril 1903. Fabrikanten: Société centrale de produits chimiques. Paris.

man auch κ in absolutem Maße. Messungen dieser Art sind u. a. von W. Voigt und S. Kinoshita ¹⁾, sowie von W. Finke ²⁾ ausgeführt worden.

c) Von W. Thomson (Lord Kelvin ³⁾ ist die gewöhnliche Wage zur Messung der Zugkräfte vorgeschlagen worden. Fig. 640 zeigt das Schema

Fig. 640.



der Anordnung. Der zu untersuchende Körper habe die Gestalt eines Zylinders oder Prismas, und sei an einem Arm einer empfindlichen Wage so aufgehängt, daß seine untere Endfläche sich mitten zwischen den Polschuhen NS des Elektromagneten befindet. Ist H die Feldstärke an der unteren und H' an der

$$X = \frac{\kappa}{2} (H^2 - H'^2) \text{ (Dyner)} \dots \dots \dots (10)$$

oberen Endfläche, q der Querschnitt des Körpers, so ist die Kraft, mit der der Zylinder in das Feld gezogen wird:

$$p = X/g = X/981 \text{ (Gramm)} \dots \dots \dots (11)$$

also

$$\kappa = \frac{2 p \cdot 981}{H^2 - H'^2} \dots \dots \dots (12)$$

In den meisten Fällen wird man den Körper so lang machen, daß H'^2 gegen H^2 zu vernachlässigen ist; dann wird:

$$\kappa = \frac{2 p \cdot 981}{H^2} \dots \dots \dots (12')$$

Flüssigkeiten lassen sich mittels dieser Methode untersuchen, indem man sie in ein Röhrchen einfüllt, dessen Wirkung man vorher für sich bestimmt hat. Es kommt übrigens, wie leicht zu sehen, gar nicht darauf an, daß die untere Endfläche eben ist, sondern nur darauf, daß die ganze Endfläche sich in gleichstarkem Felde befindet.

Für eine Wassersäule von 1 qcm Querschnitt würde, da $\kappa = 0,8 \cdot 10^{-6}$ (s. Tabelle in § 210), die Zugwirkung in einem Felde von 10 000 Gauß betragen:

$$p = \frac{\kappa \cdot H^2}{2 g} = \frac{0,8 \cdot 10^{-6} \cdot 10^8}{2 \cdot 981} = 0,04 g.$$

Die Wirkung läßt sich also auf einer empfindlichen chemischen Wage noch recht genau messen. Beobachtungen mit dieser Anordnung sind unter anderem gemacht von Stefan Meyer ⁴⁾, Wills ⁵⁾, Burton und Phillips ⁶⁾, McLennan und Wright ⁷⁾.

¹⁾ Göttinger Nachr. 9. Mai 1907. — ²⁾ Dissertation. Göttingen 1909. — ³⁾ British Assoc. Rep. 1890. — ⁴⁾ Wied. Ann. 67, 709 (1899). — ⁵⁾ Phys. Rev. 1898 u. 1905. — ⁶⁾ Proc. Cambr. Phil. Soc. 13. — ⁷⁾ Phys. Rev. 24, 276 (1907).

d) Induktionsmethoden: Wie bereits weiter oben bemerkt, bewirkt jede Änderung des eine Drahtspule durchsetzenden Induktionsflusses einen Stromstoß in der Spule, der der Änderung proportional ist. Eine derartige Änderung tritt in der in einem konstanten Felde ruhenden Spule auch dann ein, wenn die magnetischen Eigenschaften des die Spule erfüllenden Mediums sich ändern, wenn man also etwa ein irgendwie geformtes Stück eines para- oder diamagnetischen Körpers plötzlich in die Spule hineinsteckt oder aus ihr herauszieht. Diese bereits von Faraday¹⁾ versuchte Methode ist zu genaueren Messungen bisher wenig benutzt worden²⁾; sie scheint bei Anwendung moderner Meßinstrumente jedoch durchaus nicht ungeeignet und verdiente vielleicht mehr Beachtung.

§ 210. Zahlenwerte der Suszeptibilität. In den folgenden Tabellen bedeutet κ die Suszeptibilität gegen Vakuum gemessen in absolutem Maße, ferner $\kappa' = \frac{\kappa}{\text{Dichte}}$ die auf die Masseneinheit bezogene, sogenannte „spezi-

Elemente.

	$\kappa \cdot 10^6$	$\kappa' \cdot 10^6$	$\kappa_A \cdot 10^6$
Aluminium	+ 1,8	+ 0,69	+ 19
Antimon	— 5	— 0,75	— 91
Blei	— 1,2	— 0,088	— 18
Cadmium	— 1,2	— 0,14	— 16
Gold	— 3	— 0,16	— 31
Graphit	— 8	— 3,8	— 46
Kupfer	— 0,8	— 0,09	— 5,7
Magnesium	+ 4	+ 2,3	+ 56
Palladium	+ 60	+ 5,3	+ 565
Platin	+ 29	+ 1,4	+ 268
Schwefel	— 0,8	— 0,40	— 13
Selen	— 1,3	— 0,30	— 24
Silber	— 1,5	— 0,14	— 11
Wismut	— 15	— 1,5	— 32
Zink	— 0,8	— 0,11	— 7
Zinn	+ 0,4	— 0,055	+ 6,5
Quecksilber	+ 2,1	+ 0,15	+ 31
Brom	+ 1,4	+ 0,37	+ 30
Sauerstoff	+ 0,12	+ 84	+ 1340
Stickstoff	} <— 0,01	—	—
Wasserstoff			
Chlor			
Argon			
Helium			
Leuchtgas			

¹⁾ Exper. Unters. 23, 2640 ff. (1850).

²⁾ Siehe u. a.: A. Töpler, Pogg. Ann. 154, 600 (1875). P. Silow, Wied. Ann. 11, 324 (1881). A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) 12, 608 (1903). B. Bavink, Diss. Göttingen 1904.

fische Suszeptibilität“, endlich für die chemischen Elemente $\kappa_A = \kappa' \times \text{Atomgewicht}$ den sogenannten „Atommagnetismus“¹⁾. Die Zahlen sind abgerundete Mittelwerte der meist sehr wenig übereinstimmenden Zahlen verschiedener Beobachter. Negatives Zeichen bedeutet Diamagnetismus. Ausführlichere Tabellen befinden sich in Winkelmanns Handbuch der Physik, Bd. V.

Bei Gasen sind nur die Zahlen für Sauerstoff und Luft mit einiger Genauigkeit bestimmt worden, der wahrscheinlichste Wert für Sauerstoff ist

$$\kappa \cdot 10^6 = 0,117 \text{ bis } 0,120$$

nach Messungen von du Bois²⁾ und Hennig³⁾. Ferner ist von vielen Beobachtern nahezu übereinstimmend für das Verhältnis der Suszeptibilitäten von Luft und Sauerstoff der Wert 0,204 gefunden worden. Für die anderen Gase fehlt es bis jetzt an einer genügend empfindlichen Methode, so daß bei einzelnen nicht einmal dem Vorzeichen nach die Resultate der verschiedenen Beobachter übereinstimmen. Am weitesten sind noch P. Tänzler⁴⁾ und G. Bernstein⁵⁾ gekommen.

Dem Drucke des Gases ergab sich κ proportional; dies gilt auch für Gasmenge, so daß sich deren Magnetismus aus dem der Bestandteile so berechnet, daß jeder mit seinem Partialdruck in Rechnung kommt. So berechnet sich z. B. für Luft mit 21 Proz. Sauerstoffgehalt wegen der verschwindend geringen Magnetisierbarkeit des Stickstoffs einfach 0,21 des Wertes für Sauerstoff, was mit dem oben angeführten experimentellen Wert gut übereinstimmt.

Nach P. Curie⁶⁾ ist κ für alle nicht ferromagnetischen Körper der absoluten Temperatur umgekehrt proportional.

Für einige Flüssigkeiten wurde gefunden:

	$\kappa \cdot 10^6$ gegen Luft
Äther	− 0,63
Alkohol	− 0,69
Schwefelkohlenstoff . . .	− 0,77
Wasser	− 0,804 ⁷⁾
Flüssiger Sauerstoff . . .	+ 324

(Über Lösungen siehe den folgenden Paragraphen.)

Aus diesen Zahlen lassen sich bereits einige allgemeine Schlüsse ziehen: Der schwache Magnetismus des Wassers (chemische Formel $\text{H}_2\text{O} = 2 \text{ Tle. H}$ auf 16 Tle. O) zeigt, daß der Magnetismus chemischer Verbindungen sich nicht wie diejenige der Gemenge aus den Bestandteilen errechnen läßt, da im diamagnetischen Wasser ja offenbar der starke Paramagnetismus des Sauerstoffs gar nicht zur Geltung kommt. Ähnliches zeigt sich auch bei den stark sauerstoffhaltigen gasförmigen Verbindungen N_2O und N_2O_2 .

¹⁾ Über die theoretische Bedeutung dieser von G. Wiedemann eingeführten Größe s. w. u. § 211.

²⁾ Wied. Ann. 35, 137 (1888).

³⁾ Wied. Ann. 50, 485 (1893).

⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 24, 931 (1907).

⁵⁾ Diss. Halle 1909.

⁶⁾ Compt. rend. 115, 1292 (1892).

⁷⁾ Nach Königsberger, Ann. d. Phys. (4) 6, 506 (1901).

Wegen seiner Wichtigkeit als Vergleichskörper ist namentlich das Wasser mit besonderer Sorgfalt gemessen worden. Nach Königsberger (a. a. O.) soll obiger Wert (bei 22°) auf etwa $\frac{1}{3}$ Proz. sicher sein. Mit wachsender Temperatur nimmt κ ab, und zwar für Wasser bei etwa 15° um etwa $\frac{1}{4}$ Proz. pro Grad nach du Bois¹⁾. [Nach dem Curieschen Gesetz müßte die Abnahme $1/(273 + 15) = 0,35$ Proz. betragen. Die Differenz liegt wohl innerhalb der Messungsfehler.]

Flüssiger Sauerstoff hat die Dichte 1,13, es ist also $\kappa' = 324 \cdot 1,13 = 356$. Seine Temperatur ist -183° oder $273 - 183 = 90^{\circ}$ absolut. Rechnet man für gasförmigen Sauerstoff den Wert von κ' für diese Temperatur nach dem Curieschen Gesetz aus, so erhält man aus dem für die absolute Temperatur von etwa 290° geltenden Wert 84 für die Temperatur 90° den Wert $84 \cdot \frac{290}{90} = 268$, was mit dem obigen Werte 356 wenigstens der Größenordnung nach übereinstimmt. Es ist also κ' nur wenig abhängig vom Aggregatzustand. Ähnliches fand auch R. Bernstein²⁾ für eine Reihe von Dämpfen und Flüssigkeiten.

Für Kristalle sind absolute Messungen von Voigt und Kinoshita mittels der in § 209 beschriebenen Methode ausgeführt worden. Die Tabelle enthält die Zahlen für einige leicht erhältliche Kristalle.

a) Reguläres System.

	$\kappa \cdot 10^6$		$\kappa \cdot 10^6$
Steinsalz	- 0,82	Bleiglanz	- 2,63
Alaun	- 1,01	Pyrit	+ 3,36
Flußspat	- 2,00		

(b) Magnetisch einachsige Kristalle.

	$\kappa \cdot 10^6$	
	parallel der Achse	senkrecht zur Achse
Kalkspat	- 1,10	- 0,99
Dolomit	+ 3,50	+ 2,26
Beryll	+ 1,04	+ 2,23
Turmalin	+ 2,32	+ 3,47

Auch magnetisch dreiachsige Kristalle wurden untersucht, doch waren die Unterschiede der κ meist für zwei von den drei Achsenrichtungen sehr klein, so daß sich die Kristalle fast wie einachsige verhielten.

§ 211. Zusammenhang zwischen Magnetisierbarkeit von Lösungen und anderen Eigenschaften. Für Salzlösungen sind zuerst von G. Wiedemann³⁾ einfache Gesetze gefunden worden; die Formulierung dieser Gesetze

¹⁾ Wied. Ann. 35, 167 (1888).

²⁾ Diss. Halle 1909.

³⁾ Pogg. Ann. 126, 1 (1865); 135, 177 (1868).

wurde später von J. Königsberger¹⁾ verbessert. Wir müssen uns hier auf die Mitteilung der wichtigsten Beziehungen beschränken²⁾.

Die Lösung möge derart zusammengesetzt sein, daß in 1 g Lösung m_w g Wasser und m_s g Salz enthalten sind. Es ist also $m_w + m_s = 1$.

Ferner mögen κ'_i , κ'_w und κ'_s die auf die Masseneinheit bezogenen Suszeptibilitäten für Lösung, Wasser und Salz bedeuten. Dann gilt, wenn bei der Lösung keine chemischen Umsetzungen stattfinden:

$$\kappa'_i = \kappa'_w \cdot m_w + \kappa'_s \cdot m_s \dots \dots \dots (1)$$

Hierbei ist jedoch κ'_s nicht immer der für das feste Salz geltende Wert, sondern manchmal auch ein anderer. Ist aber an einer Lösung bestimmter Konzentration κ'_s aus den übrigen beobachteten Größen κ'_i , κ'_w , m_w und m_s errechnet, so kann man damit nunmehr für jede beliebige Konzentration desselben Salzes κ'_i berechnen. Man bezeichnet κ'_s als den

„Spezifischen Magnetismus“

des gelösten Salzes. Gleichung (1) besagt also:

A) Der spezifische Magnetismus einer Salzlösung ist gleich der Summe der spezifischen Magnetismen der in 1 ccm enthaltenen Anteile an Wasser und gelöstem Salz.

Bezeichnet man ferner mit M das Molekulargewicht des Salzes und mit $\kappa'_A = \kappa'_s \cdot M$ den

„Molekularmagnetismus“

des Salzes, so ergibt sich nach Wiedemann, daß κ'_A fast nur vom Kation und dessen Wertigkeitsstufe, fast gar nicht dagegen vom Anion des Salzes abhängt. So fand Wiedemann z. B. für Eisenoxydulsulfat, -Nitrat und Chlorür, also für Salze des zweiwertigen Ferroions (Fe^{++}) in willkürlichem Maße die Zahlen 3900, 3861, 3858.

Dagegen ergaben sich für die Oxydsalze, d. h. die Salze des dreiwertigen Ferriions (Fe^{+++}) beträchtlich höhere Werte.

Folgende Tabelle enthält einige von Wiedemann gefundene Zahlen in relativem Maße, indem der Wert für Fe^{+++} -Salze gleich 100 gesetzt wurde:

	κ'_A		κ'_A
Manganoxydulsalze	100,4	Eisenoxydsalze	100,0
Eisenoxydulsalze	83,1	Didymoxydsalze	22,6
Kobaltoxydulsalze	67,2	Kupferoxydsalze	10,8
Nickeloxysalze	30,5	Chromoxydsalze	41,9
Ceriumoxydulsalze	10,3		

Spätere Untersuchungen von du Bois, Liebknecht und Wills³⁾ haben die Wiedemannschen Schlüsse im wesentlichen bestätigt. Die Abweichungen der einzelnen Salze desselben Metallions betragen höchstens 5 Proz. Für eine Anzahl stark paramagnetischer Salze ergaben sich die folgenden Werte:

¹⁾ Wied. Ann. 66, 698 (1898).

²⁾ Ausführlicheres bei: Wiedemann, Galvanismus, Bd. III. Winkelmanns Handb. 5 [2], 278 ff., sowie J. Königsberger, a. a. O.

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 1, 178 (1900).

	κ'_A absolut	$^{+++}$ Fe = 100 gesetzt		κ'_A absolut	$^{+++}$ Fe = 100 gesetzt
$^{+++}$ Cr.	6 155. 10 ⁻⁶	42,2	$^{++}$ Co.	10 390. 10 ⁻⁶	71,4
$^{++}$ Mn	15 210. 10 ⁻⁶	104,5	$^{++}$ Ni	4 410. 10 ⁻⁶	30,2
$^{++}$ Fe.	12 740. 10 ⁻⁶	87,5	$^{++}$ Cu.	1 620. 10 ⁻⁶	11,1
$^{+++}$ Fe.	14 570. 10 ⁻⁶	100			

Die Zahlen der letzten Spalte weichen von denen Wiedemanns nur unwesentlich ab. Es ist bemerkenswert, daß Eisen im Ionenzustand gar kein so extrem abweichendes Verhalten zeigt, wie als festes Metall und sogar vom Mangan übertroffen wird.

Auffällig ist ferner der beträchtliche Paramagnetismus der Kupferoxydsalze, während das metallische Kupfer und seine Oxydulsalze schwach diamagnetisch sind (nach G. Wiedemann, a. a. O.).

Normallösungen (vgl. § 208, Artikel c): Zur Bestimmung magnetischer Felder mittels Steighöhen eignen sich nach du Bois Eisensalzlösungen wegen ihrer leichten Zersetzlichkeit nicht. Dagegen sind Nickellösungen sehr geeignet. Am bequemsten ist es offenbar, wenn in der Gl. (5) des § 208, die den Zusammenhang zwischen Feldstärke und Steighöhe angibt, die erste Wurzel

$$\sqrt{\frac{2gD}{\kappa}} = \sqrt{\frac{2g}{\kappa'}}$$

einen runden Zahlenwert annimmt.

Setzt man $g = 981 \text{ cm/sec}^2$, so wird für $\kappa' = 3,14 \cdot 10^{-6} H = 25000 \cdot \sqrt{h}$, die Steighöhe wird also gleich 1 cm in einem Felde von 25000 Gauss.

Nun fand Königsberger für Nickelsulfatlösungen die der Gl. (1) entsprechende Beziehung:

$$10^6 \cdot \kappa'_i = 32,7 \cdot m_s - 0,80 \cdot m_w.$$

Daraus berechnet sich $\kappa' \cdot 10^6 = 3,14$ für eine Lösung von

$$\underline{11,75 \text{ Proz. wasserfreien Salzes}}$$

oder

$$\underline{1,143 \text{ spez. Gewicht.}}$$

Einfluß der Temperatur: G. Wiedemann fand bei allen von ihm untersuchten Salzlösungen, daß sich die Temperaturabhängigkeit von κ durch die Formel ausdrücken ließe:

$$\kappa = (1 - 0,00325 \cdot t).$$

Der Temperaturkoeffizient 0,00325 ist nur wenig verschieden von dem Wärmeausdehnungskoeffizienten der Gase, so daß man auch schreiben kann, mit T die „absolute“ Temperatur bezeichnend:

$$\underline{\kappa \text{ ist proportional } 1/T \text{ (Curiesches Gesetz).}}$$

Einfluß der Feldstärke: Da bei den ferromagnetischen Körpern die Magnetisierung nicht dem Felde proportional ansteigt (s. w. u. § 211), so hat man auch untersucht, ob etwa bei den anderen para- und diamagnetischen Körpern eine irgendwie merkliche Abhängigkeit des κ von der Feldstärke bestehe. Die älteren Angaben über diesen Punkt lauteten sehr widersprechend.

Neuere Untersuchungen von A. Heydweiller¹⁾ scheinen zu zeigen, daß eine geringe Zunahme von κ mit wachsender Feldstärke nicht ausgeschlossen ist, doch macht sich dieselbe erst bei Feldern von etwa 1000 Gauss an bemerkbar. Bei FeSO_4 soll die Zunahme von den schwächsten bis zu den stärksten Feldern etwa 30 bis 40 Proz. betragen.

Fig. 641 a.

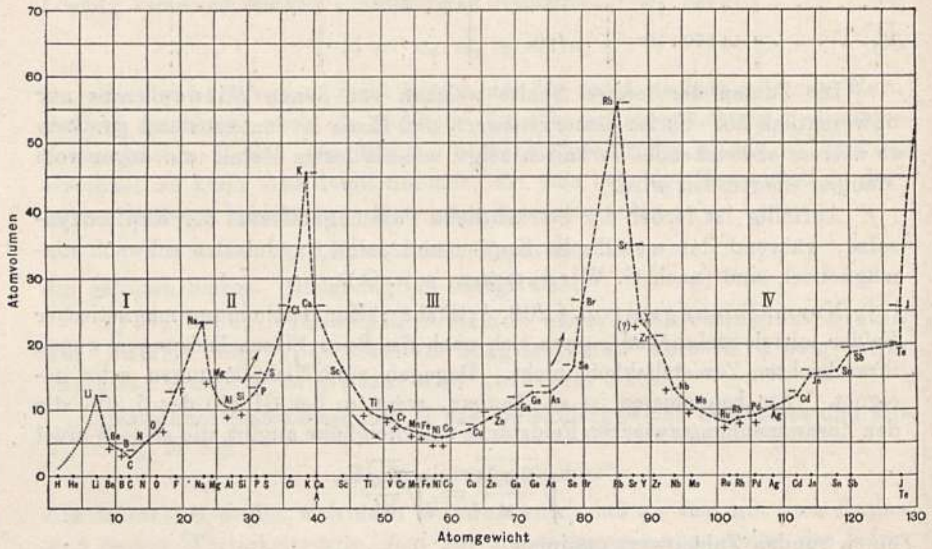
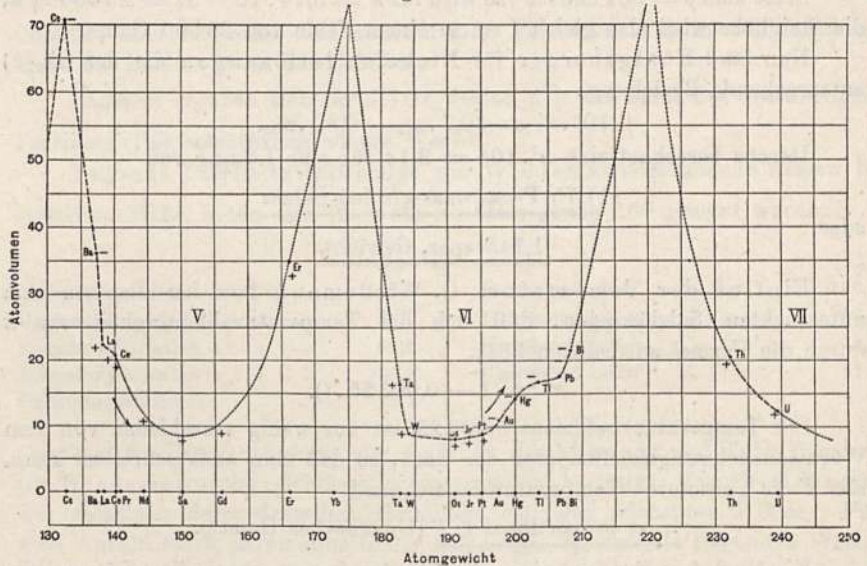


Fig. 641 b.



Beziehungen zum periodischen System der Elemente: Andeutungen über einen möglichen Zusammenhang zwischen den magnetischen

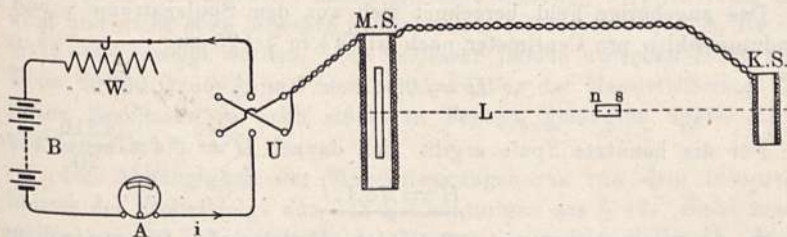
¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 12, 608 (1903).

Eigenschaften der Elemente und ihrer Stellung im periodischen System finden sich zuerst bei L. Meyer und Th. Carnelley. Dann hat J. Königsberger¹⁾ auf einen wahrscheinlichen Zusammenhang mit dem Atomvolumen (spez. Volumen mal Atomgewicht) hingewiesen. Der Zusammenhang wird am klarsten durch die Betrachtung einer von St. Meyer²⁾ herrührenden Kurve (Fig. 641). Die Kurve stellt das Atomvolumen als Funktion des Atomgewichtes dar. Man sieht, daß das Atomvolumen in ganz gesetzmäßiger Weise zu- und abnimmt. Gleichzeitig sind die para- oder diamagnetischen Elemente an der ihnen zukommenden Stelle auf der Kurve durch $+$ - oder $-$ -Zeichen kenntlich gemacht. Mit vereinzelt Ausnahmen findet nun eine Abwechslung von para- und diamagnetischen Elementen in der Weise statt, daß die Übergänge von $+$ zu $-$ etwas rechts von den tiefsten Einbuchtungen und die Übergänge von $-$ zu $+$ etwas rechts von den höchsten Spitzen der Kurve erfolgen.

§ 212. Ferromagnetische Körper; Grundtatsachen; Meßmethoden für Stäbe und Ellipsoide. Das Verhalten der ferromagnetischen Körper ist in seinen Grundzügen bereits in den §§ 37 bis 45 besprochen worden. Hier sollen die quantitativen Beziehungen eingehender dargestellt werden. Wir beginnen mit der Beschreibung der Meßmethoden:

Magnetometrische Methode: Die Versuchsanordnung ist schematisch in Fig. 642 dargestellt. Von einer Akkumulatorenbatterie B geht ein Strom i durch einen Regulierwiderstand W , ein Amperemeter A , einen Umschalter U , eine Spule MS (Magnetisierungsspule) und eine zweite Spule KS (Kompensationsspule).

Fig. 642.



Die beiden Spulen sind so aufgestellt, daß ihre Wirkungen auf ein zwischen beiden befindliches Magnetometer ns sich gerade aufheben. Wenn man in die Magnetisierungsspule einen Eisenstab hineinsteckt, so entsteht ein Ausschlag φ am Magnetometer, derart, daß $tg \varphi$ dem magnetischen Moment des in dem Stabe induzierten „scheinbaren Magnetismus“ (vgl. § 36) proportional ist. Da ferner das induzierende Feld H dem Strom i proportional ist, so erhält man eine für das Verhalten des Eisenstabes charakteristische Kurve, wenn man i als Abszisse und $tg \varphi$ als Ordinate in einem rechtwinkligen Koordinatensystem aufträgt.

Geignete Apparatdimensionen: $B = 30$ Volt. $W = 200$ Ohm, am besten zwei in Reihe geschaltete Schiebewiderstände, von denen der eine 200 Ohm mit Maximalbelastung bis 1 Amp., der andere 20 Ohm mit Belastung bis 15 Amp. hat. Der Übergang vom schwächsten bis zum stärksten Strom muß ohne Unterbrechung

¹⁾ Wied. Ann. 66, 731 (1898).

²⁾ Wied. Ann. 69, 236 (1899).

und ohne Rückwärtsbewegung ausführbar sein. A ein Drehspulamperemeter mit einem Meßbereich bis zu 15 Amp. Spule MS hatte bei den vom Verfasser ausgeführten Versuchen 20 cm Länge, 1,6 cm innere Weite und war mit 10 Lagen von je 121 Windungen 1 mm starken Drahtes bewickelt. Die Spule konnte für kurze Zeit bis zu 15 Amp. belastet werden, was einem Felde von 1140 Gauss entsprach. Die Kompensationsspule hat am besten etwa dieselben Dimensionen, doch ist dies nicht unbedingt nötig, da man durch Entfernungsänderung immer Kompensation erreichen kann. Als Magnetometer wurden Nadel und Teilkreis einer Tangentenbussole benutzt.

Für genauere Messungen kann man natürlich auch Spiegelablesung anwenden; eventuell kann irgend ein nicht astasiertes Nadelgalvanometer benutzt werden. Die Spulen des Galvanometers bleiben entweder unbenutzt, oder man bedient sich ihrer als Kompensationsspulen, indem man einen durch passende Abzweigungen und Vorschaltwiderstände einregulierten, vom Hauptkreise abgezweigten Strom durch sie hindurchschickt. Natürlich muß bei jeder Entfernungsänderung von MS auch die Kompensation neu einreguliert werden.

Die gezeichnete Lagebeziehung zwischen Eisenstab und Magnetometer ist die zweite Gauss'sche Hauptlage (vgl. § 23, Fig. 46). Dann gilt die Beziehung:

$$M = L^3 \cdot H_0 \cdot \operatorname{tg} \varphi \quad \dots \dots \dots (1)$$

Die Bedeutung der Zeichen ist: L = Entfernung von Stabmitte bis zur Achse des Magnetometers, H_0 = Horizontalintensität des Erdfeldes, M = magnetisches Moment des induzierten scheinbaren Magnetismus.

Ist ferner V das Volumen des Stabes, so erhält man unter der Annahme homogener¹⁾ Magnetisierung als Moment der Volumeinheit oder „Intensität der Magnetisierung“ (vgl. § 45):

$$J = M/V = \operatorname{tg} \varphi \cdot L^3 H_0 / V \quad \dots \dots \dots (2)$$

Das zugehörige Feld berechnet sich aus dem Spulenstrom i und der Windungszahl n pro Centimeter nach Gl. (3') in § 195 zu:

$$H = 0,4 \cdot \pi \cdot n \cdot i \quad \dots \dots \dots (3)$$

Für die benutzte Spule ergibt sich danach $H = 0,4 \pi \cdot \frac{1210}{20} \cdot i$ oder:

$$\underline{H = 76,1 \cdot i} \quad \dots \dots \dots (3')$$

Es wurden drei Stäbe aus Walzeisen von folgenden Dimensionen untersucht:

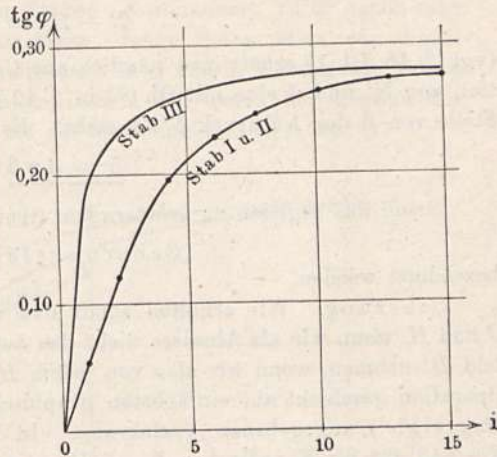
Stab Nummer	Länge mm	Dicke mm	Länge Dicke mm	Volum ccm
I	130	13,0	10,0	17,2 = 8.2,15
II	65	6,5	10,0	2,15
III	130	4,6	28,3	2,15

Stab I und II hatten also gleiches „Dimensionsverhältnis“ (vgl. § 42) bei einem Volumverhältnis von 8:1, während II und III gleiche Volumina, aber verschiedenes Dimensionsverhältnis hatten.

¹⁾ Daß diese Annahme für Stäbe nicht zutrifft und nur für Ellipsoide genau gilt, ist bereits in § 42 erörtert. Über die hierdurch entstehenden Abweichungen zwischen Beobachtung und Rechnung s. w. u.

Es wurde nun mit Stab II eine Messungsreihe bei $L = 41,25$ cm Entfernung, mit I eine solche bei der doppelten Entfernung $L = 81,5$ cm gemacht, so daß für beide Stäbe der Faktor $L^3 H_0 / V$ derselbe war. Die gemessenen Ausschläge stimmten innerhalb der Fehlergrenzen genau überein, so daß ihr Verlauf in Fig. 643 durch eine einzige Kurve dargestellt werden konnte.

Fig. 643.



Der viel länglicher gestaltete Stab III ergab dagegen bei gleicher Entfernung wie Stab II für kleine Feldstärken eine viel steiler verlaufende Kurve, während bei größeren Feldstärken beide Kurven sich näherten.

Aus den Kurven geht folgendes hervor:

1. Die Magnetisierung steigt zunächst dem äußeren Felde proportional, dann aber langsamer an und nähert sich schließlich einem Grenzwert, der sogenannten „Sättigung“ (vgl. § 45).

2. Die Größe der Sättigung ist unabhängig von der Gestalt des Stabes.

3. Der Anstieg der Magnetisierung und die Erreichung der Sättigung erfolgen um so schneller, je gestreckter der Stab ist.

Daß in sehr starken Feldern die Magnetisierung wirklich völlig konstant wird und nicht etwa langsam weiter steigt, ist zuerst von J. A. Ewing und W. Low¹⁾ gezeigt worden. Die Verfasser fanden zwischen $H = 1500$ und $H = 20000$ Gauss keinen merkbaren Anstieg der Magnetisierung. Zu ähnlichen Resultaten in noch stärkeren Feldern gelangten später du Bois²⁾ und Gumlich³⁾.

Die Abhängigkeit der Magnetisierungskurve von dem Dimensionsverhältnis des Stabes folgt aus den Betrachtungen des § 42. Sieht man einseitigen von der Inhomogenität der Magnetisierung der Stäbe ab, denkt man sich diese also etwa durch Ellipsoide von gleichem Volumen ersetzt, so ist das Feld im Innern des Stabes überall das gleiche und wegen der Stetigkeit der Tangentialkomponenten (vgl. § 38, Gl. 6') gleich dem Werte des Feldes außerhalb des Stabes im Punkte A (Fig. 78 in § 42). Dieses ist aber gar nicht das ursprüngliche Feld der Spule, sondern es ist durch das Hineinziehen der Kraftlinien in den Stab um einen gewissen Betrag geschwächt. Wir können uns nun dieses geänderte Feld H' (Innenfeld des Stabes) zusammengesetzt denken aus dem ursprünglichen Felde H und einem von dem induzierten Magnetismus herrührenden Felde, das jedenfalls der Magnetisierung J proportional ist und H entgegenwirkt. Wir setzen also:

$$H' = H - SJ \dots \dots \dots (4)$$

¹⁾ Proc. Roy. Soc. März 1887; Phil. Trans. 1889, A, 221.

²⁾ Phil. Mag. April 1890, 293.

³⁾ Elektrotechn. Zeitschr. 30, 1065 u. 1096 (1909).

wo S ein noch näher zu bestimmender Faktor, der von der Gestalt des Stabes abhängt. S hängt in einfacher Weise mit dem in § 42 erwähnten Entmagnetisierungsfaktor β zusammen; mittels der beiden Beziehungen

$$B = \mu \cdot H' \dots \dots \dots (5)$$

und

$$B - H' = 4\pi J \dots \dots \dots (6)$$

(vgl. § 45, Gl. 1) erhält man nämlich aus Gl. (4), (5) und (6) durch Elimination von H' und J eine mit Gl. (7) in § 42 identische Gleichung, nur daß an Stelle von β der Ausdruck $S/4\pi$ steht. Es ist also:

$$\underline{S = 4\pi\beta} \dots \dots \dots (7)$$

S soll aus sogleich zu erörterndem Grunde als

„Scherungsfaktor“

bezeichnet werden.

Scherung. Wir erhalten somit den wahren Zusammenhang zwischen J und H , wenn wir als Abszisse nicht das äußere Feld H , sondern das Innenfeld H' nehmen, wenn wir also von jedem H die Größe SJ abziehen. Diese Operation geschieht am einfachsten graphisch mittels eines zuerst von Lord Rayleigh¹⁾ angegebenen Verfahrens. In Fig. 644 sind die Kurven von Fig. 643 für die Koordinaten J und H aufgetragen, die sich aus $tg\varphi$ und i mittels der Gl. (2) und (3') berechnen.

Nun ist nach der Tabelle der Entmagnetisierungsfaktoren in § 42 für einen Stab vom Dimensionsverhältnis 10 der Wert von $\beta = 0,017$, also:

$$S = 4\pi \cdot 0,017 = 0,214.$$

Trägt man nun eine Gerade OS in die Figur ein, die vom Nullpunkt ausgehend für $J = 1000$ durch die Abszisse -214 geht, so stellt ihr Abstand von der Ordinatenachse an jeder Stelle $-SJ = -0,214 \cdot J$ dar. Man erhält somit die richtige, vom Einfluß der Stabenden befreite Kurve, indem man zu jedem gemessenen J -Wert den zugehörigen gemessenen H -Wert nicht von der Ordinatenachse, sondern von einem Punkte Q der Geraden OS , der

„Scherungslinie“

aus aufträgt. Dann stellen die von der Ordinatenachse selbst ab gemessenen Abszissen JP die Werte des wirklich im Innern des Stabes herrschenden Feldes H' dar.

Für den Stab III läßt sich S aus den in § 42 angegebenen Werten zu etwa 0,044 interpolieren; die entsprechende Scherungslinie und die Kurve für Stab III sind ebenfalls in der Figur eingetragen.

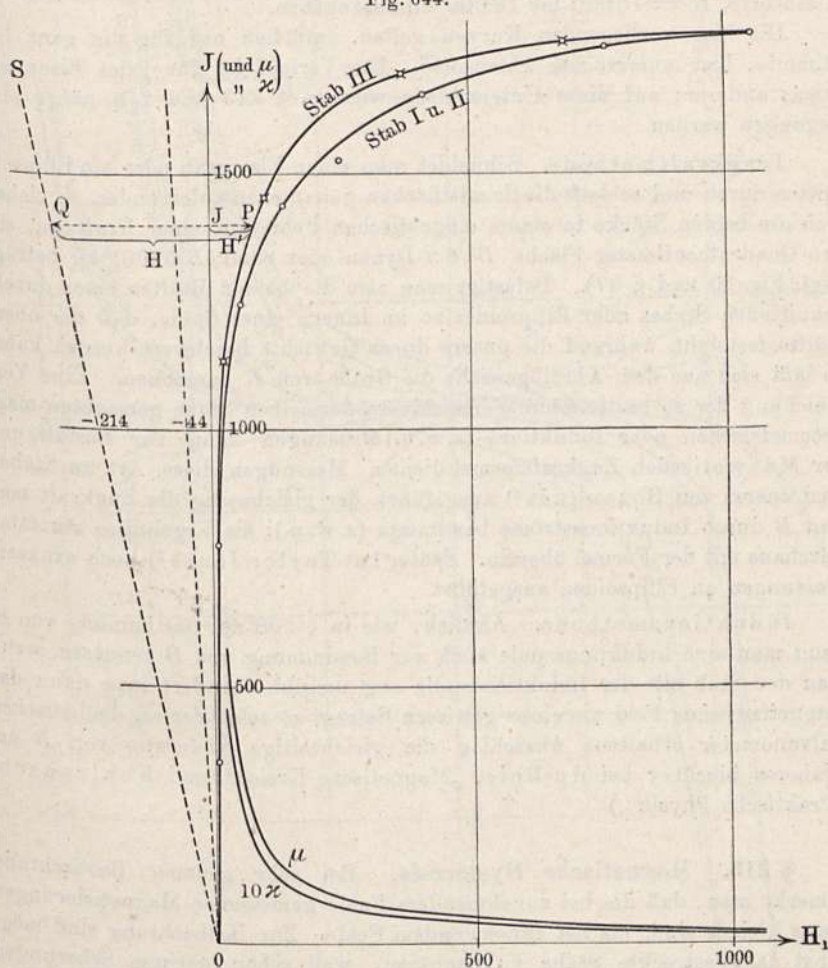
Wenn unsere Betrachtungen genau gälten, so müßten nunmehr die Kurven für Stab III und die für I und II genau zusammenfallen. Die Figur zeigt, daß dies nur für das erste annähernd geradlinige Stück der Fall ist. Der Grund für die Abweichung liegt in der inhomogenen Magnetisierung der Stäbe. Theoretisch vorzuberechnen ist eben S nur für Ellipsoide; für solche ergibt die Scherung auch genau übereinstimmende Kurven. Für Stäbe ist S lediglich empirisch durch Vergleichung mit Ellipsoiden zu erhalten

¹⁾ Phil. Mag. (5) 22, 175 (1886).

und hat überhaupt keinen ganz konstanten, sondern einen von der Magnetisierung selbst abhängigen Wert¹⁾.

Da die Einwirkung der Scherung offenbar um so geringer ist, je kleiner S , so folgt ohne weiteres, daß die an längeren Stäben gewonnenen Ergebnisse nach Ausführung der Scherung mit der wahren Magnetisierungskurve besser übereinstimmen, als die an kurzen Stäben gewonnenen. Für technische Zwecke würde es also offenbar ausreichen, lange Stäbe etwa von einem Dimensionsverhältnis > 30 zu untersuchen. In § 215 ff. werden wir jedoch noch gänzlich andere Methoden kennen lernen, bei denen der Einfluß der Enden teils ganz unterdrückt, teils auf ein Minimum reduziert ist.

Fig. 644.



In Fig. 644 ist ferner noch $\mu = B/H = (H + 4\pi J)/H$ und $\varkappa = J/H$, letzteres im zehnfachen Ordinatenmaßstab, aufgetragen. Der Charakter der Kurven stimmt durchaus mit denen in Fig. 89 und 90 überein. Nur die

¹⁾ Über Messungen an Stäben verschiedener Länge siehe: Ewing, Phil. Trans. 176 (II), 535 (1885), und Tanakadaté, Phil. Mag. (5) 26, 450 (1888).

Werte für die allerschwächsten Felder sind hier nicht feststellbar, da sie bedeutend größere Meßgenauigkeit erfordern.

Für die praktisch wichtige Frage nach der zur Erregung eines stabförmigen Elektromagneten nötigen Feldstärke kommt natürlich der Umstand in Betracht, daß J zuletzt nur noch sehr langsam wächst, so daß z. B. bei der vorliegenden Eisensorte ein Hinausgehen in der Feldstärke über etwa 200 Gauss kaum noch Gewinn bringen würde. Die zu $H = 200$ und $J =$ etwa 1600 gehörige „Induktion“ würde betragen:

$$B = 4\pi \cdot 1600 + 200 = 20300 \text{ oder rund } 20000.$$

In der Elektrotechnik pflegt man nicht über etwa $H = 150$ und, je nach der Eisensorte, $B = 10000$ bis 18000 hinauszugehen.

Die hier vorliegenden Kurven gelten natürlich nur für die ganz bestimmte, hier untersuchte Eisensorte. Der Verlauf ist für jedes Eisen ein etwas anderer; auf diese Unterschiede wird in § 213 und 216 näher eingegangen werden.

Tragkraftmethode. Schneidet man einen Eisenstab oder ein Ellipsoid mitten durch und schleift die Schnittflächen genau eben aufeinander, so ziehen sich die beiden Stücke in einem magnetischen Felde mit einer Kraft an, die pro Quadratcentimeter Fläche $B^2/8\pi$ Dynen oder rund $(B/5000)^2$ kg beträgt (vgl. Fig. 70 und § 37). Befestigt man also die beiden Hälften eines durchschnittenen Stabes oder Ellipsoides so im Innern einer Spule, daß die obere Hälfte feststeht, während die untere durch Gewichte beschwert werden kann, so läßt sich aus dem Abreißgewicht die Größe von B berechnen. Eine Vergleichung der so bestimmten Werte mit an demselben Stabe gemachten magnetometrischen oder Induktions-(s. w. u.) Messungen kann zur Bestätigung der Maxwellschen Zugkraftformel dienen. Messungen dieser Art an Stäben sind zuerst von Bosanquet¹⁾ ausgeführt, der gleichzeitig die Zugkraft α und B durch Induktionsströme bestimmte (s. w. u.); die Ergebnisse stimmten durchaus mit der Formel überein. Später hat Taylor Jones²⁾ noch exaktere Messungen an Ellipsoiden ausgeführt.

Induktionsmethode. Ähnlich, wie in § 208 zur Bestimmung von H , kann man eine Induktionsspule auch zur Bestimmung von B benutzen, wenn man den Stab mit der Induktionsspule eng umgibt. Ändert man dann das magnetisierende Feld um einen gewissen Betrag, so zeigt der am ballistischen Galvanometer erhaltene Ausschlag die gleichzeitige Änderung von B an. (Näheres hierüber bei du Bois, „Magnetische Kreise“ und Kohlrausch, „Praktische Physik“.)

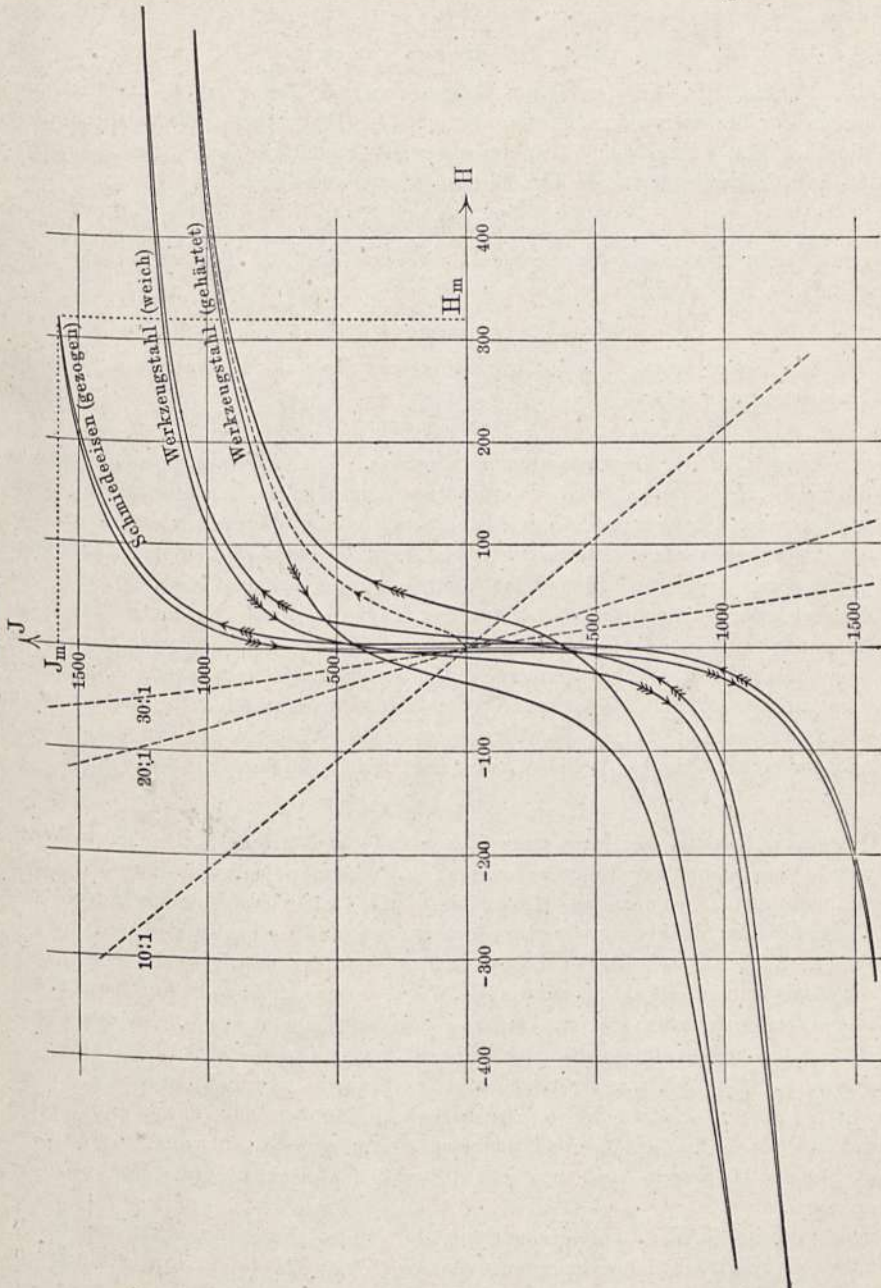
§ 213. Magnetische Hysteresis. Bei sehr genauer Beobachtung bemerkt man, daß die bei zunehmendem Felde gemessenen Magnetisierungen etwas kleiner sind, als bei abnehmendem Felde. Zur Beobachtung sind möglichst langgestreckte Stäbe zu benutzen, weil schon geringe Scherungen den Effekt, namentlich in der Nähe des Nullpunktes, stark verringern. In Fig. 645 ist der Verlauf für drei verschiedene Eisensorten dargestellt. Die Kurve für Schmiedeeisen ist an dem im vorigen Paragraphen bereits be-

¹⁾ Phil. Mag. (5) 22, 535 (1886).

²⁾ Wied. Ann. 54, 641 (1895); 57, 258 (1896).

nutzten Stab III gewonnen. (Die Kurve in Fig. 643 stellt die Mittelwerte zwischen den hier gezeichneten beiden Ästen dar.) Der Stab wurde zuerst durch Kommutieren des stärksten benutzten Feldstromes ein paarmal um-

Fig. 645.



magnetisiert, und dann nach letztvorhergegangener Magnetisierung in negativer Richtung mit dem aufsteigenden Kurvenast begonnen. Man vermehrt das Feld in kleinen Abstufungen bis zu dem willkürlich gewählten Maximal-

wert H_m , geht dann wieder herunter bis zu Null und weiter zu negativen Feldern (durch Umwenden des Spulenstromes) bis zu einem gleich großen negativen Maximalwert, endlich von diesem wieder herauf bis zu Null. Auf diese Weise wird ein ganzer

„Magnetisierungszyklus“

durchlaufen. Die in der Figur eingezeichneten Pfeile zeigen die Richtung an, in der die Kurve durchlaufen wurde. Der Magnetismus hat also offenbar die Tendenz, hinter den Veränderungen der Feldstärke zurückzubleiben. Deshalb hat man für diese Erscheinung den Namen

„Hysterésis“

(griechisch: hystereó = zurückbleiben) eingeführt¹⁾. Die zu einem vollständigen Zyklus gehörige Kurve heißt

„Hysteresisschleife“.

Die Figur zeigt, daß für die Feldstärke Null noch eine „remanente“ Magnetisierung oder

„Remanenz“

von etwa $J = 500$ vorhanden sein müßte. Die Kurve ist jedoch bereits durch die Scherung auf einen unendlich langen Stab korrigiert. An dem untersuchten Stabe vom Längenverhältnis 28,3 ist dagegen von einem derartig starken remanenten Magnetismus, der ja etwa ein Drittel der Sättigungsstärke betragen würde, fast nichts zu bemerken. Es liegt dies an dem außerordentlich steilen Verlauf der Kurve in der Nähe des Feldes Null. Es genügt nämlich, wie deutlich zu sehen, ein dem vorhergegangenen entgegengesetztes Feld von wenigen Einheiten, um den remanenten Magnetismus zu zerstören. Dieses zur Vernichtung des remanenten Magnetismus nötige Gegenfeld, das in der Kurve durch die Abszisse des Schnittpunktes mit der Abszissenachse gegeben ist, nennt man nach Hopkinson²⁾ die

„Koerzitivkraft“

des Eisens; sie beträgt für weiches Eisen 0,8 bis 2,5 Gauss. Der letzte Wert wurde bei dem der Fig. 645 zugrunde liegenden Versuch für Walzeisen beobachtet. Eine derartige Gegenkraft wird aber fast bereits durch die Wirkung der Stabenden hervorgebracht, so daß selbst bei einem so gestreckten Stabe, wie der vorliegende, nur eine ganz schwache remanente Magnetisierung beobachtet wird; ihr Wert entspricht dem Schnittpunkt des absteigenden Kurvenastes mit der zugehörigen Scherungslinie. In der Figur sind die Scherungslinien für die Dimensionsverhältnisse 30, 20 und 10 eingetragen. Für 30, was dem vorliegenden Stabe ja ziemlich entspricht, liegt der Schnittpunkt etwa in der Ordinatenhöhe 60, so daß knapp ein Achtel der wahren Remanenz beobachtet wird. Für einen Stab vom Dimensionsverhältnis 10 würde man nur etwa $J = 10$ als remanenten Magnetismus erhalten.

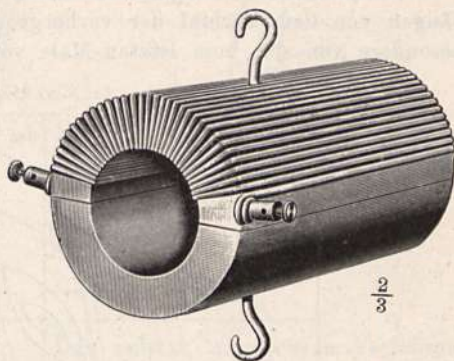
Daß in der Tat bei Vermeidung der Endwirkung auch im weichsten Eisen eine beträchtliche Remanenz vorhanden ist, läßt sich durch folgenden einfachen Versuch leicht demonstrieren (Fig. 646):

¹⁾ Ewing, Proc. Roy. Soc, 23, 21 (1881).

²⁾ Phil. Trans. 176, II, 465 (1885).

Ein Stück dickwandiges Eisenrohr ist der Länge nach in zwei Teile zerschnitten und die Schnittflächen sind genau aufeinander geschliffen; die eine Hälfte ist mit Draht derart bewickelt, daß die Windungen der Achse parallel verlaufen. Dann werden bei Erregung des Elektromagneten die Schnittflächen zu Polen. Legt man nun aber die andere Hälfte als „Anker“ vor, so laufen die Kraftlinien im wesentlichen in Gestalt geschlossener Kreislinien, oder in der Sprache der Fernwirkungstheorie: die Wirkung der Pole im Elektromagneten wird durch diejenige der im Anker influenzierten Pole fast völlig neutralisiert. Dann bleibt auch nach Unterbrechung des erregenden Stromes der Anker haften und vermag noch ein beträchtliches Gewicht zu tragen; wird er aber gewaltsam abgerissen, so ist nachher kaum eine Spur von Anziehungskraft mehr nachweisbar.

Fig. 646.



Aus den in Fig. 645 ebenfalls dargestellten beiden Kurven für weichen und gehärteten Stahl geht hervor, daß die zunächst ja recht auffallenden Unterschiede im magnetischen Verhalten des Stahls und des weichen Eisens, wie sie ja bereits in Kap. I qualitativ beschrieben wurden, weniger in der verschiedenen Größe der Remanenz, als vielmehr in der Verschiedenheit der Koerzitivkraft beruhen.

Während die Remanenz für die untersuchten Proben weichen und harten Stahls nämlich fast genau gleich groß ist, nämlich etwa 400, beträgt die Koerzitivkraft in einem Falle etwa 10, im anderen 35. Beim weichen Eisen ist sogar die Remanenz größer als beim Stahl. Gleichwohl würde man für einen kurzen Stab, etwa vom Längenverhältnis 10, die an der Scherungslinie ohne weiteres ablesbaren remanenten Momente 10, 40, 120 für weiches Eisen, weichen und gehärteten Stahl erhalten. Zusammenfassend:

Für die Stärke des remanenten Magnetismus ist bei sehr langen Stäben oder bei völlig geschlossenen Eisenkörpern nur die Remanenz, dagegen bei kürzeren Stäben oder nicht völlig geschlossenen Körpern, d. h. bei allen in der Praxis in Betracht kommenden Formen permanenter Magnete auch die Koerzitivkraft von wesentlicher Bedeutung.

Innerhalb der Kurve für harten Stahl ist noch eine punktierte Kurve eingezeichnet, die folgende Bedeutung hat: Beginnt man die Beobachtung mit einem frisch gehärteten (oder in weiter unten zu beschreibender Weise entmagnetisierten) Stahlstück, so erhält man von Null zu positiven Feldern ansteigend zuerst die punktierte Kurve, die demnach als „Kurve der erstmaligen Magnetisierung“ oder kurz als

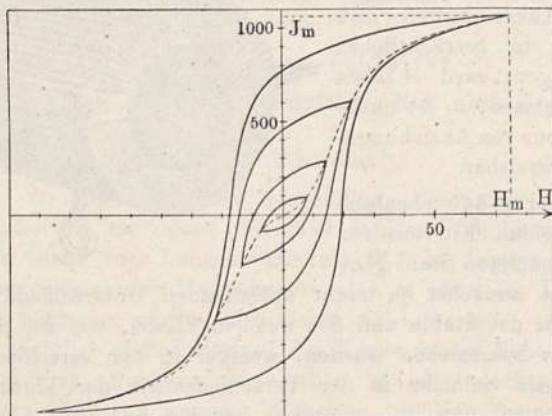
„Neukurve“

bezeichnet werde. Auf diese Neukurve, die in ganz ähnlicher Weise natürlich auch bei den anderen beiden Eisenproben erhalten werden kann, bezieht sich der in Fig. 90 und 642 dargestellte Verlauf von μ und α .

Im übrigen folgt aus der Tatsache der magnetischen Hysterese, namentlich bei Berücksichtigung der weiter unten noch zu besprechenden Abhängigkeit der Schleifenform vom Maximalwert H_m , daß Permeabilität μ und Suszeptibilität χ gar keine eindeutigen Funktionen von H , B oder J sind. Für die praktische Berechnung von Elektromagneten u. dgl. in der Elektrotechnik kann man jedoch, da es sich dabei stets um weiches Eisen handelt, einfach die Neukurve einsetzen. Für das Verhalten von permanenten Magneten gegen schwache äußere Felder (beim Telephon, polarisiertem Relais u. a.) ist eine weiter unten zu besprechende Größe, die „differentielle“ Permeabilität, maßgebend.

Veränderliche Zyklen. Sowohl Remanenz, als auch Koerzitivkraft hängen von dem Verlauf der vorhergegangenen Magnetisierungen ab, insbesondere von den zum letzten Male vorher erreichten Maximalwerten H_m

Fig. 647.



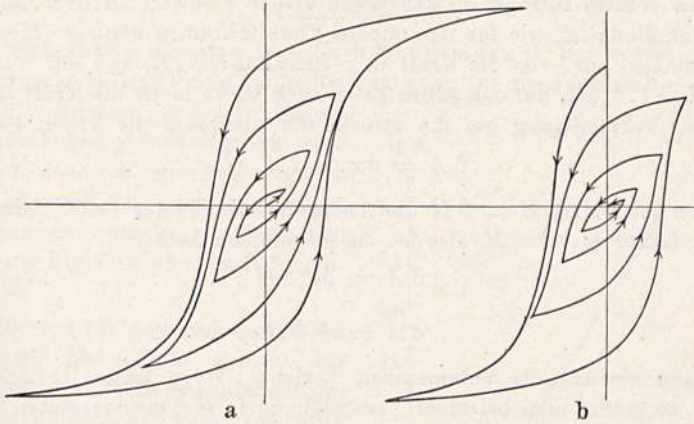
und J_m . Trägt man zu jedem H_m die zugehörige Remanenz als Ordinate auf, so erhält man eine der Magnetisierungskurve ganz ähnliche Kurve; nur wird die „Sättigung“ für die Remanenz viel rascher erreicht, als für die „temporäre“ Magnetisierung J_m .

In Fig. 647 ist die Gestalt der Hysteresschleife für verschiedene Werte des Maximums dargestellt, wie sie sich etwa für ungehärteten Stahl ergeben würde. Eine die Spitzen der Schleifen verbindende Kurve stimmt mit der „Neukurve“ überein. Einen ganz ähnlichen Verlauf erhält man auch, wenn man bei einer Reihe aufeinanderfolgender Zyklen H_m allmählich steigert oder allmählich zu Null herabsinken läßt. Im ersten Falle erhält man Kurven ähnlich Fig. 648 a, im zweiten Falle ähnlich Fig. 648 b, so daß hiermit ein bequemes Verfahren zur Beobachtung der Neukurve gegeben ist. Da nämlich die Geschwindigkeit, mit welcher der Zyklus durchlaufen wird, nur ziemlich geringen Einfluß auf die Kurve hat¹⁾, so genügt es für die meisten Zwecke, wenn man einfach dem Magnetisierungsstrom abwechselnd positive und

¹⁾ Außer der beschriebenen Hysterese existiert noch ein zeitliches Zurückbleiben des Magnetismus (magnetische Nachwirkung oder viskose Hysterese), darin bestehend, daß nach einer angenommenen Feldänderung die zugehörige Änderung des Magnetismus nicht sofort, sondern allmählich erfolgt. Die Dauer der Änderung kann von Bruchteilen einer Sekunde (bei starken Feldern) bis zu mehreren Minuten (bei sehr schwachen Feldern) betragen. Wir müssen uns hier mit einem bloßen Hinweis auf diese sehr verwickelten Erscheinungen begnügen. Näheres in Winkelmanns Handbuch Bd. V und bei Ewing „Magnetische Induktion usw.“

negative Werte gibt und vor jedem Neueinschalten den Regulierwiderstand etwas verringert. — Man kann deshalb die Neukurve auch als „Kommütierungskurve“ bezeichnen.

Fig. 648.



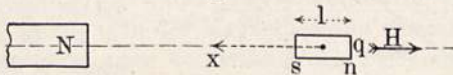
Völlige Entmagnetisierung. Das zuletzt angegebene Verfahren kann dazu dienen, ein Eisenstück in den zur Neukurve gehörigen unmagnetischen Anfangszustand zurückzuführen, wenn es vorher beliebigen magnetischen Kräften ausgesetzt war:

Man unterwerfe das Eisenstück einer Reihe von allmählich abnehmenden positiven und negativen Feldern, indem man mit einem Maximalfelde beginnt, das mindestens gleich dem stärksten Felde ist, das vorher einmal eingewirkt hat, und gehe dann in möglichst kleinen Abstufungen allmählich herunter bis zu Feldstärken von weniger als 1 Gauss.

Hat man elektrischen Wechselstrom (s. w. u. Kap. XI) zur Verfügung, so sendet man diesen durch die Spule und mindert mittels eines Regulierwiderstandes die Stromstärke allmählich bis zu möglichst kleinem Werte herab oder zieht das Eisenstück langsam aus der Spule heraus.

Energieverbrauch durch Hysterese. Wie zuerst von E. Warburg¹⁾ gezeigt wurde, bedingt die Hysterese einen Energieaufwand für jeden durchlaufenen Magnetisierungszyklus, dessen Betrag in Erg pro Cubikcentimeter Eisen gleich dem Flächeninhalt der Hysteresschleife ist, wenn man die Ordinaten im Maßstabe von J und die Abszissen im Maßstabe von H rechnet²⁾.

Fig. 649.



Zum Beweise denken wir uns ein kleines Stück Eisen von der Länge l und dem Querschnitt q , also dem Volumen $V = l \cdot q$, aus großer Entfernung allmählich dem Nordpol N eines permanenten Magneten genähert (Fig. 649).

¹⁾ Wied. Ann. 13, 141 (1881).

²⁾ Die Ausmessung derartiger Flächen geschieht, wenn kein Planimeter (vgl. Bd. I, § 25) zur Verfügung steht, am einfachsten durch Ausschneiden der Kurve und Wägung.

Ist das Eisenstück gleichmäßig magnetisiert, so können wir es an seinen Endflächen mit den Magnetismummengen $+m$ und $-m$ belegt denken, derart, daß $m \cdot l = M = J \cdot V$. Das Eisenstück sei so klein, daß die Differenz der H -Werte an seinen beiden Enden nur einen geringen Bruchteil des mittleren Wertes betrage, so daß, wenn H der Feldwert an dem näher zu N gelegenen Ende ist, wir für das andere Ende schreiben können: $H - l \cdot \delta_x H$. Es wirkt also auf $-m$ die Kraft in x -Richtung: $m \cdot H$, und auf $+m$ wirkt: $-m(H - l \cdot \delta_x H)$, auf das ganze Eisenstück wirkt somit die Kraft $m \cdot l \cdot \delta_x H$. Bei einer Verschiebung um die Strecke δx wird also die Arbeit gewonnen:

$$\delta A = \delta x \cdot m \cdot l \cdot \delta_x H \dots \dots \dots (1)$$

Nun ist $\delta x \cdot \delta_x H = \delta H$ die Änderung des Feldes beim Fortschreiten um δx , ferner $m \cdot l = M$, also ist die gewonnene Arbeit:

$$\delta A = M \cdot \delta H \dots \dots \dots (2)$$

oder

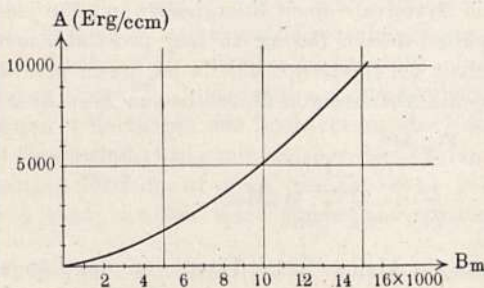
$$\delta A = J \cdot \delta H \dots \dots \dots (2')$$

wenn man sie auf die Volumeinheit bezieht. Wäre keine Hysterese vorhanden, so müßte man bei einer Verschiebung in entgegengesetzter Richtung zur Überwindung der Anziehung die gleiche Arbeit aufwenden. Wegen der Hysterese ist aber beim Rückgang J größer als beim Hingang, so daß ein Arbeitsüberschuß aufzuwenden bleibt:

$$\delta A = (J_2 - J_1) \cdot \delta H \dots \dots \dots (3)$$

wo J_2 und J_1 die beiden zu gleichem H gehörigen J -Werte des absteigenden und aufsteigenden Astes der Hysteresekurve bedeuten. Nun ist aber $(J_2 - J_1) \cdot \delta H$ gleich dem Flächeninhalt eines schmalen Streifens der Hysterese-schleife von der Breite δH und der Höhe $(J_2 - J_1)$. Die gesamte Arbeit bei einer Verschiebung aus unendlicher Entfernung bis zu einem Maximalfelde H_m und zurück wieder bis ins Unendliche ist also gleich dem Flächeninhalt der einen Hälfte der Hysterese-schleife. Denkt man sich nach Entfernung des Eisenstückes ins Unendliche den permanenten Magneten umgekehrt, und dann den Prozeß wiederholt, so erhält man auch die andere Hälfte der Schleife.

Fig. 650.



Trägt man nicht J , sondern $B = H + 4\pi J$ als Ordinaten auf, so ist an jeder Stelle der Kurve $B_1 - B_2 = 4\pi(J_1 - J_2)$; der Flächeninhalt der $B_1 H$ -Kurve ist also gleich der 4π -fachen Hysteresearbeit.

Da in der Elektrotechnik meistens die maximale Induktion B_m die für die Konstruktion und Berechnung maßgebende Größe ist, so pflegt man die Hysteresearbeit als Funktion von B darzustellen. Fig. 650 zeigt nach Ewing¹⁾ den Verlauf der Hysteresearbeit A in Erg/ccm in ihrer Abhängigkeit von B_m . In Fig. 651 ist dieselbe Kurve noch einmal in logarithmischem

¹⁾ Magnetische Induktion in Eisen usw. Berlin 1892.

Maßstabe aufgetragen. Man sieht aus dem geradlinigen Verlauf, daß man schreiben kann:

$$\log A = \log C + n \cdot \log B \dots \dots \dots (4)$$

oder

$$A = C \cdot B^n \dots \dots \dots (5)$$

wobei C und B zwei Konstanten. Nach Steinmetz¹⁾, der zuerst diese — rein empirische — Beziehung aufstellte, hat n den für alle Eisensorten gleichen Wert 1,6. Spätere genauere Untersuchungen haben jedoch ergeben, daß Gl. (5) nur innerhalb gewisser Grenzen richtig ist und daß auch n gewissen Schwankungen unterliegt. Aus dem Beispiel der Fig. 651 würde z. B. folgen: $n = 1,55$.

C beträgt für gewöhnliches Eisen etwa 0,002 bis 0,003, woraus für $B_m = 10000$ ein Energieaufwand pro Zyklus und Cubikcentimeter von etwa 9000 bis 13000 Erg folgt.

Wärmeentwicklung. Die durch Hysteresis vergeudete Energie kommt als Wärmeentwicklung im Eisen wieder zum Vorschein; da 1 g-Calorie gleich $42 \cdot 10^6$ Erg, die Dichte des Eisens gleich 7,7 und seine spezifische Wärme gleich 0,11, so ist die durch einen Zyklus hervorgebrachte Temperaturerhöhung des Eisens gleich:

$$\frac{A}{42 \cdot 10^6 \cdot 7,7 \cdot 0,11} = 2,81 \cdot 10^{-8} \cdot A \dots \dots \dots (6)$$

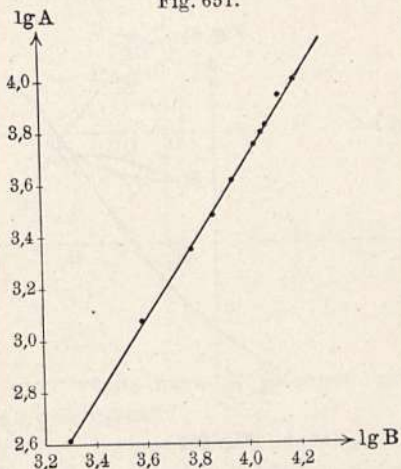
Das ergibt für weiches Eisen 25 bis $37 \cdot 10^{-5}$ Grad pro Zyklus.

Bei rascher Ummagnetisierung durch Wechselstrom von etwa 50 Perioden pro Sekunde, wie sie z. B. im Eisenkern eines Transformators statthat, würde man in einer Minute bereits etwa 1° Temperaturzuwachs erhalten. Ähnliches findet im Anker einer Dynamomaschine statt, sowie im Eisenkern eines Induktionsapparates. Natürlich wird die Temperatur schließlich stationär, wenn die Wärmeabgabe nach außen gleich der neu entstehenden Wärme ist. Messungen der Hysteresiswärme sind u. a. ausgeführt von F. A. Weihe²⁾.

Reversible Änderungen der Magnetisierung. Unter „reversiblen“, d. h. umkehrbaren Änderungen der Magnetisierung versteht man solche, die nach Rückgängigmachung einer vorgenommenen Feldänderung auch wieder dieselbe Magnetisierung ergeben, also hysteresisfrei verlaufen.

Am längsten bekannt ist die von Lord Rayleigh³⁾ gefundene Tatsache, daß innerhalb sehr schwacher Feldgrenzen ($H_m < \pm 0,04$) die Magnetisierungskurve eine durch den Nullpunkt gehende Gerade, daß also μ konstant

Fig. 651.



¹⁾ Trans. of the Americ. Inst. of electr. eng. 9, 8 (1892).

²⁾ Wied. Ann. 61, 578 (1877).

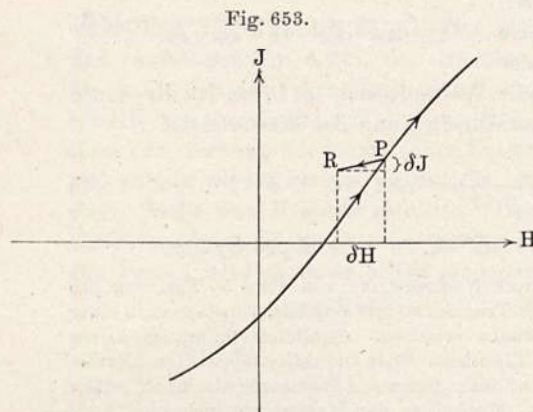
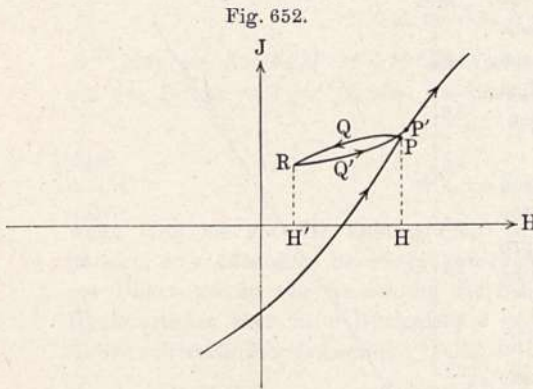
³⁾ Phil. Mag. (5) 23, 225 (1887).

und die Hysteresis Null ist. W. Schmidt¹⁾ hat die Beobachtungen Rayleighs bestätigt und für den Anfangswert von μ , die sogenannte „Initialpermeabilität“,

Werte von 156 bis 170 für Stahl und 102 bis 123 für Eisen gefunden.

Eine andere Art von reversibler Permeabilität ist neuerdings von R. Gans²⁾ eingehend untersucht worden.

Unterbricht man einen Magnetisierungszyklus an einer beliebigen Stelle, etwa bei P (Fig. 652) entsprechend einem Felde H , und läßt H sich in rück-



läufigem Sinne um einen gewissen Betrag, etwa bis H' ändern, so durchläuft J eine Kurve PQR ; geht man dann nach H zurück, so durchläuft J eine andere Kurve $RQ'P'$, wobei P' nur sehr wenig von P verschieden. Ist nun der Abstand $H-H'$ sehr klein, so fallen PQR und $RQ'P'$ in eine einzige schwach geneigte Gerade PR zusammen (Fig. 653). Setzt man die kleine Feldänderung $H-H' = \delta H$, die zugehörige Änderung von J gleich δJ , von B gleich δB , so kann man nach Gans die Größen

$$\kappa_r = \frac{\delta J}{\delta H} \quad \text{und} \quad \mu_r = \frac{\delta B}{\delta H} \quad \text{als}$$

„reversible Suszeptibilität“
und

„reversible Permeabilität“

bezeichnen³⁾. Eingehende experimentelle Untersuchungen von Gans haben ergeben, daß μ_r und κ_r , wenn man sie als Funktion der Magnetisierung und nicht wie gewöhnlich, des Feldes auf-

trägt, nur wenig abhängig von der magnetischen Vorgeschichte und bis zu etwa $J = 300$ auch ziemlich konstant sind. Für höhere Magnetisierungen fallen die Werte ziemlich rasch ab. Gans fand für ausgeglühtes weiches Eisen etwa $\mu_r = 160$, für Remy-Stahl in gehärtetem Zustand 36, in geglühtem 58.

Für die Herstellung permanenter Magnete von möglichst vollständiger Konstanz ergibt sich aus obigem nach Gans folgendes Verfahren (Fig. 654):

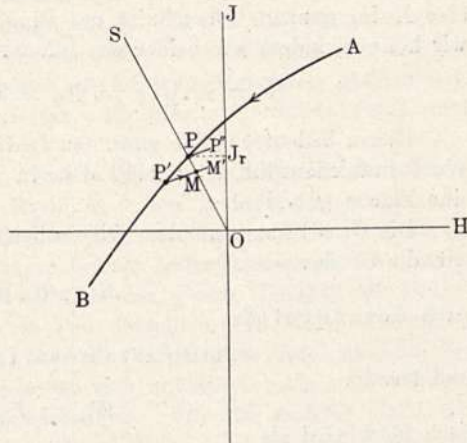
¹⁾ Wied. Ann. 54, 655 (1895).

²⁾ Ann. d. Phys. (4) 27, 1 (1908); (4) 29, 301 (1909).

³⁾ In der Literatur findet sich für diese Größen meist die Bezeichnung „differentielle“ Suszeptibilität bzw. Permeabilität.

Es sei APB ein Stück der absteigenden Hysteresiskurve der benutzten Stahlorte. Ist OS die Scherungslinie des zu magnetisierenden Stabes, so wird nach Unterbrechung des magnetisierenden Stromes ein remanenter Magnetismus J_r vorhanden sein, der dem Schnittpunkt P der Magnetisierungskurve mit der Scherungslinie entspricht. In diesem Zustande würde der Stab sich störenden Feldern gegenüber ganz verschieden verhalten, je nachdem diese seinen Magnetismus verstärken (positive Felder) oder schwächen (negative Felder). Ein positives Feld würde eine Verschiebung nach P'' bewirken, die nach Erlöschen des Feldes wieder vollständig zurückgehen würde. Der Magnet ist also positiven Feldern gegenüber stabil. Ein negatives Feld dagegen würde auf dem absteigenden Ast nach P' schieben und nach Erlöschen des Feldes würde diese

Fig. 654.



Änderung nicht zurückgehen, sondern man würde nach M gelangen und der remanente Magnetismus wäre dauernd geschwächt.

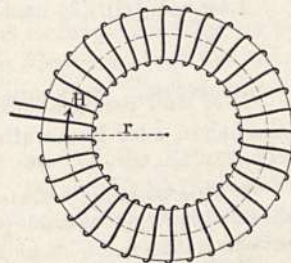
Von nun an aber ist der Stab völlig stabil gegen kleine Änderungen in beiden Richtungen, da diese dann beide auf der Geraden $P'MM'$ verlaufen.

Man hat also bei Herstellung des Magneten nach Unterbrechung des erregenden Stromes noch einen ganz schwachen entgegengerichteten Strom einzuschalten, um den Magneten, allerdings ein wenig auf Kosten seiner Stärke, völlig konstant zu machen.

Bezüglich weiterer Angaben über Hysteresis sei auf die Spezialliteratur verwiesen ¹⁾.

§ 214. Der magnetische Kreis. a) Geschlossener Kreis, ²⁾. Wir betrachten einen Eisenring von beliebig geformtem Querschnitt q , der auf seinem ganzen Umfang gleichmäßig mit Draht bewickelt sein soll; N sei die Windungszahl (Fig. 655).

Fig. 655.



Dann ist offenbar das Feld überall tangential gerichtet und seine Stärke H nur vom Abstände r vom Mittelpunkt abhängig. Nach Gl. (20) in § 193 gilt für die längs eines Kreisumfanges, also längs einer Induktionsröhre genommene Summe $\sum H_s \delta s$, wenn der Weg innerhalb des Eisens liegt:

$$\sum H_s \delta s = 2 \pi r H = 0,4 \cdot \pi N i \dots (1)$$

¹⁾ Ewing, Magnet. Induktion in Eisen usw. Berlin 1892. Warburg, Sur Phystérésis. Rapport du Congr. intern. de physique. Paris 1900. Maurain, Le magnetisme du fer. Collection „Scientia“. Paris. Winkelmanns Handb. d. Physik 5.

²⁾ Die Theorie der Magnetisierung eines geschlossenen Ringes ist zuerst von Kirchhoff, Ges. Abhandl., S. 223, behandelt.

wo i die Stromstärke im Drahte in Ampere, oder:

$$H = 0,4 \pi Ni / L \quad \dots \dots \dots (2)$$

wo $L = 2 \pi r$ die Länge der betrachteten Induktionsröhre.

Ist der mittlere Ringradius groß gegen seinen größten Querschnittsdurchmesser, so können wir für L einen Mittelwert \bar{L} einsetzen. Dann ist also H im ganzen Querschnitt des Ringes als konstant zu betrachten und wir können, indem wir beiderseits mit $\mu \cdot q$ multiplizieren, schreiben:

$$\underline{G} = H \cdot \mu \cdot q = Bq = 0,4 \pi Ni / (\bar{L} / \mu q) \quad \dots \dots \dots (3)$$

Hierin bedeutet G den gesamten Induktionsfluß durch den Ring. Das Wort Induktionsfluß ist analog dem in § 28 erwähnten „Kraftfluß“ durch eine Fläche gebildet.

Die Gl. (3) hat eine dem Ohmschen Gesetz ganz analoge Form, wenn wir die Größe:

$$M = 0,4 \pi Ni \quad \dots \dots \dots (4)$$

nach Bosanquet als

„magnetomotorische Kraft“

und ferner:

$$W_m = L / \mu q \quad \dots \dots \dots (5)$$

nach Rowland als

„magnetischen Widerstand“

bezeichnen, dann wird nämlich:

$$G = M / W_m \quad \dots \dots \dots (6)$$

Der Faktor Ni wird in der Elektrotechnik meist als

„Amperewindungszahl“¹⁾

bezeichnet.

μ entspricht in dieser Auffassung des magnetischen Kreises offenbar der „Leitfähigkeit“, $1/\mu$ dem „spezifischen Widerstande“.

Diese im folgenden noch weiter auszubauende Analogie zwischen elektrischen und magnetischen Kreisen ist zurückzuführen auf Faraday. Ihren spezielleren Ausbau verdankt sie namentlich den Arbeiten folgender Forscher: Maxwell²⁾, W. Thomson (Lord Kelvin³⁾, Rowland⁴⁾, Bosanquet⁵⁾, Siemens⁶⁾, Kapp⁷⁾, Pisati⁸⁾. [Näheres bei du Bois, „Magnetische Kreise“].

Löst man Gl. (3) nach μ auf, so erhält man:

$$\underline{\mu} = \bar{L} \cdot G / (0,4 \pi Ni q) \quad \dots \dots \dots (7)$$

Hier sind rechts alle Größen direkt meßbar; G läßt sich durch den beim Ausschalten oder Kommutieren von i in einer auf den Ring aufgewickelten

¹⁾ Man beachte, daß hier und im folgenden N die gesamte Windungszahl bedeutet. Die Windungszahl pro Centimeter soll auch fernerhin mit n bezeichnet werden.

²⁾ Elektr. u. Magn. 2, § 428.

³⁾ Repr. of papers on Electr. and Magn.

⁴⁾ Electrician 13, 536 (1884).

⁵⁾ Phil. Mag. (5) 15, 205 (1883); 19, 73 (1885).

⁶⁾ Wied. Ann. 24, 93 (1885).

⁷⁾ Electrician 14, 15, 16 (1885).

⁸⁾ Rend. Linc. 6, 82, 168, 487 (1890).

kleinen Induktionsspule induzierten Stromstoß messen. Ein solcher geschlossener Ring ist also zur exakten Bestimmung von Magnetisierungskurven unter Fortfall jeglicher Scherung geeignet, und zwar wird hierbei — wie überhaupt bei allen auf dem Prinzip des magnetischen Kreises beruhenden Methoden — nicht J , sondern B als Funktion von H bestimmt. Einer allgemeinen Anwendung der Methode des geschlossenen Ringes steht allerdings die schwierige Herstellung des Ringes entgegen, so daß die Methode im wesentlichen nur zur Bestätigung der theoretischen Voraussetzungen und zur Ermittlung empirischer Korrektionsgrößen an anderen Apparaten gedient hat. Derartige Versuche sind unter anderem ausgeführt von Stoletow¹⁾, und von Rowland²⁾.

b) Unvollständiger Kreis. Von praktisch hervorragender Bedeutung ist der unvollständige magnetische Kreis, d. h. ein solcher, in welchem die Induktionslinien nur auf einem Teil ihrer Erstreckung im Eisen, auf einem anderen Teil in einem mehr oder weniger breiten Luftzwischenraum verlaufen. Ferner ist auch in der Praxis fast niemals der ganze Umfang mit Drahtwindungen versehen, sondern nur ein Teil desselben. In einem derartigen unvollkommenen oder offenen Kreise sind die Verhältnisse einer exakten Berechnung gar nicht zugänglich und lassen sich nur durch mehr oder weniger komplizierte Annäherungsmethoden berechnen. Für die meisten Fälle der Praxis genügt jedoch eine verhältnismäßig einfache Methode, die zuerst von J. und E. Hopkinson³⁾ entwickelt wurde und seitdem namentlich in der elektrotechnischen Praxis allgemein in Gebrauch gekommen ist.

Fig. 656 zeigt schematisch die Abweichungen des Kraftlinienverlaufs in einem unvollständig bewickelten und mit einem engen Schlitz versehenen

Fig. 656.

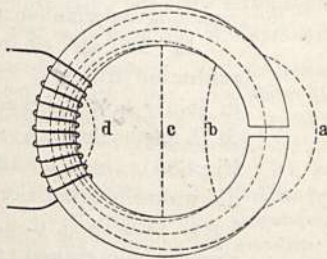
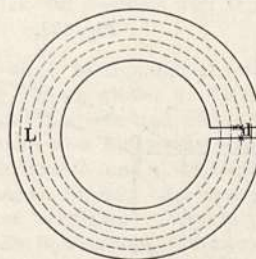


Fig. 657.



Ringe. Zunächst ist die Induktion im Ringe nicht mehr gleichmäßig, da ein Teil der Röhren (a, b, c) durch die Mantelfläche des Ringes austritt und einen größeren Weg in der Luft zurücklegt. Man nennt diese Erscheinung die „Streuung“

der Induktionslinien. Ferner wird auch (bei d) ein Teil der Röhren nicht alle Windungen der erregenden Spule umschließen. Bei der Hopkinson'schen Methode wird nun zuerst von der Streuung abgesehen und angenommen, daß sämtliche Röhren das Eisen seiner ganzen Länge nach durchsetzen und nur an den Stirnflächen des Schlitzes austreten, so daß der in Fig. 657 skizzierte Verlauf entsteht. Ferner wird angenommen, daß die Induktion B im ganzen

¹⁾ Pogg. Ann. 146, 442 (1872).

²⁾ Phil. Mag. (4) 46, 140 (1878).

³⁾ Phil. Trans. 177, 331 (1886).

Querschnitt gleichmäßig verteilt sei. Letztere Annahme trifft meist ziemlich genau zu, die vernachlässigte Streuung wird zum Schluß als Korrektionsglied eingeführt¹⁾.

Wir nehmen nun zunächst an, daß die Magnetisierungskurve des Eisens bekannt sei und ermitteln die zu einer bestimmten Induktion B nötige Amperewindungszahl auf graphischem Wege. Es sei längs der Mitte des Ringquerschnittes gemessen L die Länge des Kraftlinienweges im Eisen und d die Weite des Schlitzes. Ferner seien H' und H die Feldstärken im Eisen und im Schlitz; dann gilt zunächst (vgl. Gl. 1 und 4):

$$0,4 \pi Ni = M = H' \cdot L + H \cdot d \quad \dots \dots \dots (8)$$

Nach Gl. (3') in § 38 ist aber $H = B$, wo B die Induktion im Eisen, also:

$$\underline{M/L = H' + B \cdot d/L} \quad \dots \dots \dots (9)$$

Hierin ist nun H' das zu einem gegebenen B zugehörige, aus der Magnetisierungskurve zu entnehmende wirkliche Feld im Eisen. Wäre der Ring geschlossen und die Windungen bei ungeänderter Zahl gleichmäßig über dem Ringe verteilt, so wäre $M/L = H'$. Wegen des Schlitzes muß zur Erreichung desselben B die magnetomotorische Kraft größer gewählt werden, und zwar um so viel, daß sie bei geschlossenem Ringe ein Feld

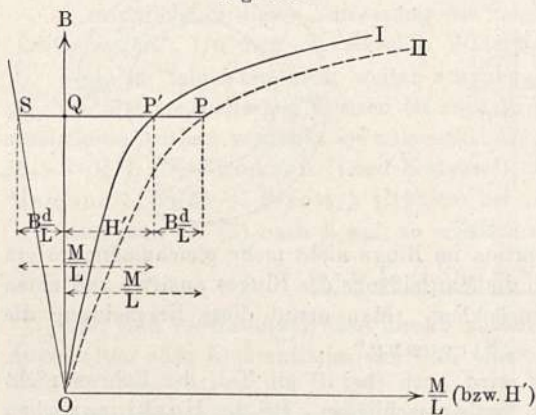
$$H = H' + B \cdot d/L \quad \dots \dots \dots (10)$$

erzeugen würde.

Gleichung (9) gestattet bei bekannter Magnetisierungskurve die zur Erzielung eines vorgeschriebenen B nötige Amperewindungszahl $Ni = M/0,4 \pi$ zu berechnen.

Die Lösung der umgekehrten Aufgabe, aus den Beobachtungen an einem unvollständigen Kreise die wahre Magnetisierungskurve zu finden, gestaltet sich folgendermaßen:

Fig. 658.



Es sei an einem geschlitzten Ringe $B = G/q$ in seiner Abhängigkeit von M/L beobachtet (Kurve II, Fig. 658). Dann erhält man die wahre Magnetisierungskurve (Kurve I), d. h. B in seiner Abhängigkeit von H' , wenn man von jedem M/L den Betrag $B \cdot d/L$ abzieht. Dies geschieht aber am einfachsten durch eine Scherung, indem man die beobachteten Abszissen M/L nicht von der Ordina-

tenachse, sondern von einer Scherungslinie OS aus aufträgt, die so geneigt ist, daß für $B = 1$ ihr Abstand von der B -Achse d/L beträgt.

Die Hopkinsonsche Methode läßt sich auf beliebig gestaltete magnetische Kreise erweitern, die aus mehreren Stücken von verschiedenen Quer-

¹⁾ Bezüglich der Streuungskorrektion muß auf die Spezialliteratur verwiesen werden; z. B.: du Bois „Magnetische Kreise“.

schnitten, Längen und Eigenschaften zusammengesetzt sind, wie dies namentlich bei den Feldmagneten elektrischer Maschinen, bei Elektromagneten, sowie bei den weiter unten zu beschreibenden Meßapparaten der Fall ist. Plötzliche Querschnittsänderungen sind natürlich bei genauerer Rechnung durch entsprechende Korrekturen zu berücksichtigen. Vorgeschrieben ist meist der gesamte Induktionsfluß G , gesucht das hierzu nötige M . Wir unterscheiden die einzelnen Teile eines zusammengesetzten Kreises (Fig. 659) durch die Indices 1, 2, 3, ..., dann gilt:

$$\left. \begin{aligned} G &= B_1 q_1 = B_2 q_2 = \text{usw.}, \\ \text{oder} \\ B_1 &= G/q_1, \quad B_2 = G/q_2 \text{ usw.} \end{aligned} \right\} (11)$$

und ferner nach Gl. (1): $M = H_1 L_1 + H_2 L_2 + \text{usw.} \dots \dots (12)$

Jedes einzelne H ist hier aus der dem betreffenden Stück zugehörigen Magnetisierungskurve zu dem aus Gl. (11) ermittelten B zu entnehmen¹⁾, und danach schließlich das zu einem vorgeschriebenen G gehörige M zu berechnen.

Setzt man $H = B/\mu = G/\mu q$, so nimmt Gl. (12) die Form an:

$$M = G \left(\frac{L_1}{\mu_1 q_1} + \frac{L_2}{\mu_2 q_2} + \text{usw.} \right) = G \cdot W_m \dots \dots (13)$$

Diese Gleichung ist wieder analog dem Ohmschen Gesetz in der Form $E = J \cdot W$, indem das Klammerglied den magnetischen Widerstand der „hintereinander geschalteten“ Teile des magnetischen Kreises in derselben Weise darstellt, wie der entsprechende Ausdruck im Nenner von Gl. (1) in § 122 den elektrischen Widerstand.

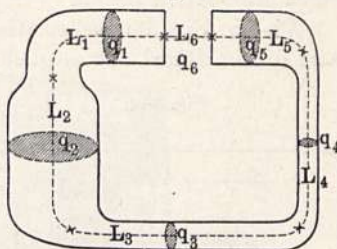
Aus Gl. (13) folgt, daß man zur Erreichung eines bestimmten G mit um so kleinerem M auskommt, je kleiner die einzelnen L und je größer q . Deshalb die gedrungene Form der in § 197 beschriebenen Kranlastmagnete und der in Kap. XI zu beschreibenden Feldmagnete der Dynamomaschinen und Elektromotoren.

Bei gegebenem $M = 0,4 \pi Ni$ kann man noch über N und i willkürlich verfügen, also entweder viele Windungen und schwachen Strom, oder wenige Windungen und starken Strom anwenden. Nun ist der verfügbare „Wicklungsraum“ meist durch die Konstruktion gegeben. Ändert man die Bewicklung, indem man etwa die doppelte Windungszahl eines Drahtes vom halben Querschnitt aufwickelt, so bleibt Ni dasselbe, wenn man i halbiert. Da aber der Widerstand der vierfache geworden, so hat man für den halben Strom die doppelte EMK nötig; der Energieaufwand bleibt also derselbe. Es ist deshalb die Wicklung bei vorgeschriebener Amperewindungszahl so zu bemessen, daß man den Elektromagneten bei voller Erregung ohne Vorschaltwiderstand gerade an die verfügbare Stromquelle anlegen kann.

§ 215. Schlußjochapparate zur Bestimmung von Magnetisierungskurven. a) Theorie. Zur raschen und bequemen Bestimmung von Magnetisierungskurven sind eine Reihe von Apparaten konstruiert worden, die bei aller Verschiedenheit in ihren Einzelheiten doch das Gemeinsame haben, daß der zu untersuchende Stab nach dem Vorschlage von J. Hopkinson²⁾ durch ein eisernes

„Schlußjoch“

Fig. 659.



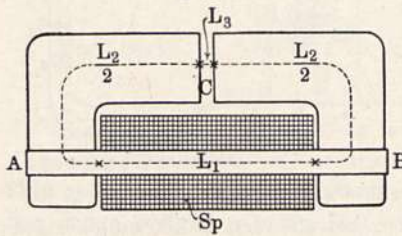
¹⁾ Für etwaige Luftstrecken ist $H = B$.

²⁾ Phil. Trans. 176, 455 (1885).

zu einem magnetischen Kreise ergänzt wird, und daß an irgend einer Stelle dieses Kreises der gesamte Induktionsfluß G oder eine diesem proportionale Größe gemessen wird. Der wesentliche Vorteil der Schlußjochapparate ist, abgesehen von der Bequemlichkeit der Messung selbst, die Verminderung der Scherung auf ein Minimum, so daß dieselbe nur noch die Bedeutung einer kleinen Korrektur behält.

Wie in Fig. 660 schematisch dargestellt, besteht das Schlußjoch aus einem dicken Bügel aus möglichst weichem Eisen, dessen Schenkel mit zwei

Fig. 660.



Durchbohrungen versehen sind, in welche der zu untersuchende Stab AB möglichst genau hineinpaßt. Der Stab ist auf seiner ganzen freien Länge von einer Magnetisierungsspule Sp umgeben. Bei einigen Apparaten ist das Joch an einer oder auch zwei Stellen durch einen Luftspalt C unterbrochen. Es sollen im folgenden die auf den Probestab, auf das Joch und

den Spalt bezüglichen Größen durch die Indices 1, 2 und 3 unterschieden werden.

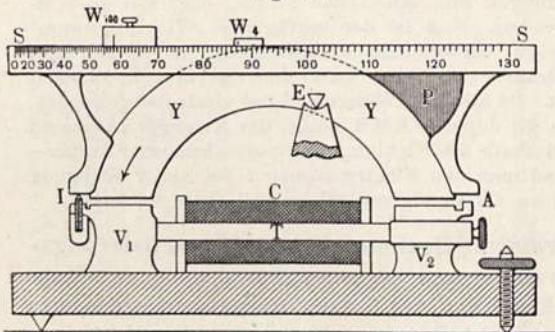
Wir gehen aus von Gl. (13) in § 214. Für den idealen Grenzfall, daß der Querschnitt des völlig geschlossenen Joches sowie seine Permeabilität so groß sind, daß das zweite Glied der Gleichung gegen das erste vernachlässigt werden kann, erhält man, indem man für das erste Glied wieder seinen Wert aus Gl. (12) einsetzt:

$$M = H_1 L_1 \text{ oder } H_1 = M/L_1 \dots \dots \dots (1)$$

d. h. das Feld hat denselben Wert, als wären Spule und Stab unendlich lang. Die Wirkung der Enden ist durch das Joch völlig beseitigt. In Wirklichkeit bleibt eine mehr oder weniger große Wirkung der Enden übrig, die wieder durch eine Scherung zu korrigieren ist.

Die Lage und Gestalt der Scherungslinie muß an den fertigen Apparaten empirisch bestimmt werden, indem man die an einem Probestück erhaltene

Fig. 661.



Magnetisierungskurve mit derjenigen eines aus demselben Material gedrehten Ringes, oder noch besser eines aus demselben Stück nachher gedrehten Ellipsoides vergleicht. Genau genommen ist sogar die Scherungslinie von den Eigenschaften der Eisenprobe selbst abhängig.

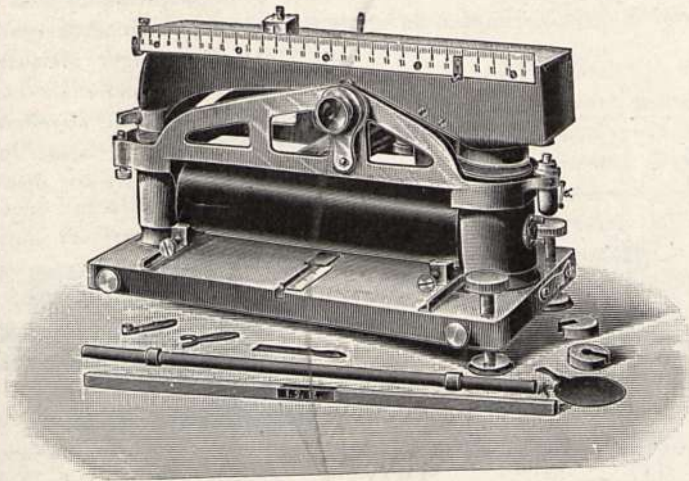
b) Die magnetische Wage von du Bois ¹⁾.

Fig. 661 zeigt die Wage im schematischen Durchschnitt, Fig. 662 in Ansicht. T ist der Probestab, C die Spule. Das Schlußjoch besteht aus zwei

¹⁾ Verhandl. d. phys. Ges. zu Berlin 11, 54 (1892); Ann. d. Phys. (4) 2, 317 (1900). Fabrikanten: Siemens u. Halske, Charlottenburg.

festen Teilen V_1 und V_2 und dem um die Schneide E drehbaren Bügel YY , dessen Bewegungen durch die Anschläge I und A begrenzt werden. Wird der Apparat magnetisiert, so werden die Endflächen des Bügels nach unten gezogen, und wegen des größeren Hebelarmes an der linken Seite entsteht ein Drehmoment, das den Bügel an der linken Seite zu senken

Fig. 662.



sucht, was aber durch den Anschlag I verhindert wird. Mit Hilfe zweier Laufgewichte wird das Drehmoment kompensiert, was man daran erkennt, daß der Bügel gerade nach rechts herüberkippen will. Die Dimensionen der Spule, der Probestäbe und die Einteilung der Skala S sind so bemessen, daß man aus den mit 100 multiplizierten Ablesungen ohne weiteres B erhält. Ebenso ergibt die Stromstärke in der Spule durch Multiplikation mit 100 direkt die (unkorrigierte) Feldstärke H' . Eine Scherungstabelle wird dem Instrument beigegeben. Wegen Einzelheiten muß auf die Originalabhandlung verwiesen werden. Eine genaue Untersuchung über die Eigenschaften der Wage hat E. Orlich¹⁾ ausgeführt.

c) Der Apparat von A. Köpsel²⁾. Der von Köpsel erdachte, später von H. Kath³⁾ verbesserte Apparat ist eine Art Umkehrung eines Spulenamperemeters; es wird nämlich ein konstanter Hilfsstrom durch eine bewegliche Spule geschickt, deren Ablenkungen somit dem Kraftlinienfluß durch das Eisenjoch proportional sind. Man denke sich also den Luftspalt in Fig. 660 so gestaltet, wie in Fig. 587, und eine Drehspule darin angebracht. Bei geeigneter Abgleichung des Stromes in der Drehspule geben deren Ausschläge direkt B an. Untersuchungen über die bei Anwendung des Apparates zu beachtenden Vorsichtsmaßregeln und seine Genauigkeitsgrenze siehe E. Orlich⁴⁾.

¹⁾ Zeitschr. f. Instrumentenkunde 16, 353 (1896).

²⁾ Zeitschr. f. Instrumentenkunde 14, 391 (1894); Elektrotechn. Zeitschr. 15, 214 (1894). Fabrikanten: Siemens u. Halske, Charlottenburg.

³⁾ Elektrotechn. Zeitschr. 19, 411 (1898).

⁴⁾ Zeitschr. f. Instrumentenkunde 18, 39 (1898).

d) Demonstrationsapparat von A. Wehnelt¹⁾. Fig. 663 zeigt den schematischen Durchschnitt; der Apparat ist dem Köpselschen nachgebildet, nur ist die Spule durch eine Oszillographenschleife (vgl. Fig. 595) ersetzt. Man läßt einen Lichtstrahl auf den um eine wagerechte Achse drehbaren Spiegel fallen, so daß die senkrechten Ausschläge des Lichtzeigers mit B proportional sind. Bringt man nun in den Strahlengang zwischen dem Spiegel und dem Auffangschirm den Spiegel eines Drehspulgalvanometers, der von einem vom Magnetisierungsstrom abgezweigten Strome durchflossen wird, so wird der Lichtzeiger gleichzeitig um eine mit H proportionale Strecke in wagerechter Richtung abgelenkt. Der Lichtzeiger zeichnet also direkt die Magnetisierungskurve auf dem Schirme auf.

Fig. 663.

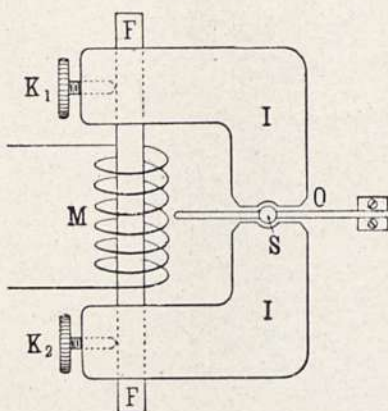
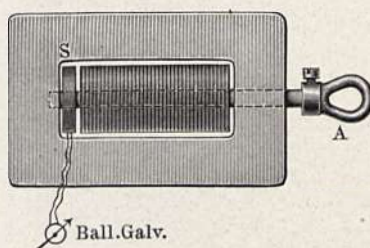


Fig. 664.



e) Apparate zur Messung von B mittels Induktionsspule. Die schematische Fig. 664 zeigt (ein wenig modifiziert) eine Anordnung von Hopkinson.

Zieht man den magnetischen Probestab an der Handhabe A plötzlich heraus, so wird die Induktionsspule S durch eine Feder zur Seite geschleudert und es entsteht ein B proportionaler Ausschlag im ballistischen Galvanometer.

Eine andere Möglichkeit, die den Vorteil bietet, die Magnetisierungskurve nicht bei jeder Messung unterbrechen zu müssen, besteht darin, daß man in einer Anordnung ähnlich der schematischen Fig. 660 eine Induktionsspule aus dem Luftschlitz plötzlich herauszieht.

f) Messung mit Lenardscher Wismutspirale. Bei der zuletzt beschriebenen Anordnung kann man das Feld im Luftspalt auch mit einer Wismutspirale messen. Ein auf diesem Prinzip beruhender Eisenprüfungsapparat wird von Hartmann u. Braun in Frankfurt a. M. hergestellt.

g) Zugkraftapparate. Zu diesen gehört die oben beschriebene du Boissche Wage. Außerdem sei hier noch das sogenannte „Permeameter“ von S. Thompson²⁾ erwähnt. Man denke sich in Fig. 664 an A eine Federwage befestigt, mit welcher man die Zugkraft P mißt, die nötig ist, um den Stab abzureißen. Wie bereits am Schlusse von § 212 erwähnt, besteht die Beziehung $P = (B/5000)^2$.

Das Permeameter hat nächst der in § 212 beschriebenen magnetometrischen Anordnung den Vorzug, mit verhältnismäßig einfachen Mitteln herstell-

¹⁾ Verhandl. d. D. phys. Ges. 11, 109 (1909). Fabrikanten: Siemens und Halske, Charlottenburg.

²⁾ Dynamo-electric Machinery. 4. Aufl. S. 138. London 1892.

bar zu sein, doch ist seine Genauigkeit aus verschiedenen Gründen nicht sehr groß.

Bezüglich sonstiger Anordnungen sei auf du Bois „Magnetische Kreise“ und Winkelmanns Handbuch, Bd. V, verwiesen.

§ 216. Spezielle Eigenschaften der ferromagnetischen Körper.

Der in den Paragraphen 212 bis 214 dargelegte allgemeine Typus der Magnetisierungskurve findet sich bei allen ferromagnetischen Körpern wieder, jedoch in mehr oder weniger verschobenem Maßstabe.

Für die Praxis am wichtigsten ist natürlich das Verhalten der verschiedenen Eisensorten, die oft große Unterschiede schon bei Zusatz geringfügiger Beimengungen zeigen. Ferner ändern mechanische Prozesse, wie z. B. das Strecken im Drahtzug, oder thermische, wie das Ausglühen und Härten, das magnetische Verhalten. Die große Anzahl der in der Technik gebräuchlichen Eisensorten verbietet es, deren Eigenschaften hier ausführlich mitzuteilen; eine allgemeine Übersicht für einige typische Sorten muß genügen.

In der folgenden Tabelle, deren Zahlen einer Arbeit von E. Gumlich¹⁾ entnommen sind, sind die abgerundeten Werte von B für die technisch in Frage kommenden Feldgrenzen $H = 50$ und 150 angegeben; ferner der Remanenzwert der Induktion B_r , die Koerzitivkraft H_c und die Sättigung J_m . Die Remanenz der Magnetisierung beträgt $J_r = B_r/4\pi$.

Sättigung J_m	B für $H =$		B_r	H_c	Eisensorte
	50	150			
1720	17 150	19 160	11 440	2,82	} Elektrolytisches Eisen
1720	17 100	18 870	10 850	0,375	
—	15 720	17 450	12 250	2,58	} Dasselbe gegläht
1705	16 830	18 750	10 600	1,46	} Chemisch reines Eisen gegläht ²⁾
1690	17 100	19 100	11 050	0,37	
1685	16 900	17 120	11 400	1,06	} Dynamostahl [0,044 Proz. C; 0,004 Proz. Si; 0,40 Proz. Mn; 0,044 Proz. P; 0,027 Proz. S]
1685	18 700	18 850	9 850	0,76	
1575	13 970	15 700	13 000	16,7	} Derselbe gegläht
1415	4 280	11 670	7 460	52,4	
1305	7 520	10 500	5 100	11,4	} Schwedisches Holzkohleneisen
1335	8 620	11 020	5 300	4,6	
					} Dasselbe gegläht
					} Stahl [0,99 Proz. C, 0,10 Proz. Si; 0,40 Proz. Mn 0,04 Proz. P; 0,07 Proz. S]
					} Derselbe gehärtet
					} Gußeisen [3,1 Proz. C; 3,3 Proz. Si; 0,56 Proz. Mn; 1,06 Proz. P; 0,06 Proz. S]
					} Dasselbe gegläht

Das in der Tabelle angeführte „chemisch reine“ Eisen ist nach Überwindung außerordentlicher Schwierigkeiten von H. Kreuzler²⁾ hergestellt und von E. Gumlich³⁾ untersucht worden. Eine tabellarische Darstellung der ganzen Magnetisierungskurven findet man in der oben genannten Arbeit von Gumlich.

Der Einfluß metallischer oder nichtmetallischer Beimengungen auf die magnetischen Eigenschaften des Eisens geht aus obiger Tabelle deutlich hervor. Nach Hopkinson⁴⁾ wird durch Zusatz von Nickel bis zu etwa

¹⁾ Elektrot. Zeitschr. 30, 1067 und 1096 (1909).

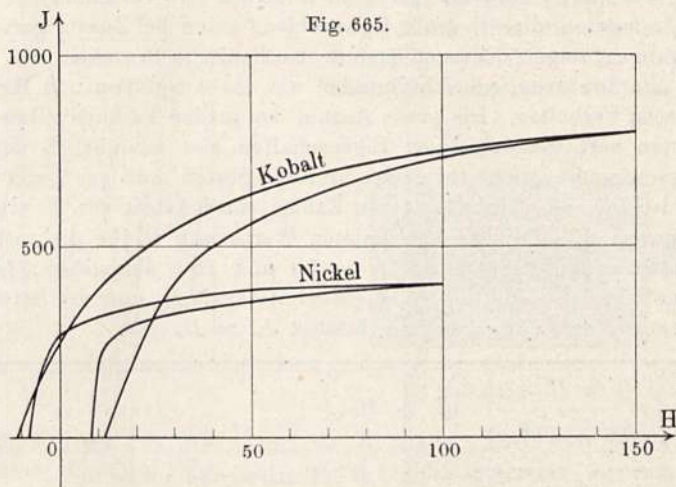
²⁾ Verhandl. d. D. phys. Ges. 10, 344 (1908).

³⁾ Ebend. 10, 371 (1908).

⁴⁾ Proc. Roy. Soc. 1889 und 1890. Über den Einfluß der Temperatur s. weiter unten, § 217.

5 Proz. die Magnetisierbarkeit etwas erhöht, um bei weiterem Nickelzusatz bis zu etwa 25 Proz. bis fast auf Null ($\mu = 1,08$) abzunehmen. Von da ab tritt wieder Zunahme ein. Mangan wirkt nach Hopkinson schon bei kleinen Mengen vermindernd ein; bei 12,4 Proz. Mangan Gehalt besteht nur noch eine Permeabilität $\mu = 1,3$. Dies ist um so auffälliger, wenn man die weiter unten zu besprechenden Eigenschaften des Mangans und der Mangan-Kupfer-Aluminiumbronzen berücksichtigt.

Nickel und Kobalt. Die Fig. 665 zeigt die oberen Hälften zweier Hysteresisschleifen für Nickel und Kobalt nach Ewing¹⁾. Kobalt hat danach



etwa die Eigenschaften des Gußeisens; Nickel hat bedeutend geringere Sättigung, hat jedoch eine große Koerzitivkraft und relativ große Remanenz.

Mangan. Nach Untersuchungen von Seckelson²⁾ und P. Weiss u. Kamerlingh-Onnes³⁾ ist reines Mangan schwach ferromagnetisch. Die spezifische Sättigung ist etwa 100mal kleiner als die des Eisens; die Koerzitivkraft dagegen außerordentlich groß, fast 1000 Gauss.

Zu den Legierungen der magnetischen Metalle können auch ihre Amalgame gerechnet werden, von denen einige verdünnte bei gewöhnlicher Temperatur flüssige von H. Nagaoka⁴⁾ untersucht worden sind.

Fig. 666 zeigt das Verhalten von Eisenamalgam. Als Ordinate ist nicht J selbst, sondern J dividiert durch die Konzentration c , d. h. den Eisengehalt in g/cm angegeben, da sich Proportionalität zwischen beiden Größen ergab. Besonders auffällig war es, daß bei der enormen Feldstärke von 3000 Gauss noch keine völlige Sättigung erreicht war und daß die Koerzitivkraft ebenfalls einen sehr großen Wert von etwa 250 Gauss besaß. Der Sättigungswert von J/c dürfte etwa 200 betragen; er unterscheidet sich also jedenfalls nur wenig von dem für ein mittleres Eisen geltenden Wert: $1700/7,8 = 218$. ($7,8 =$ Dichte des Eisens.)

¹⁾ Phil. Trans. 1885, p. 462.

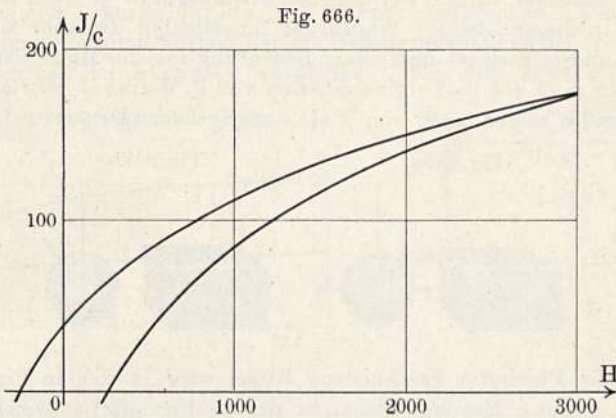
²⁾ Wied. Ann. 67, 37 (1899).

³⁾ Compt. rend. 150, 687 (1910).

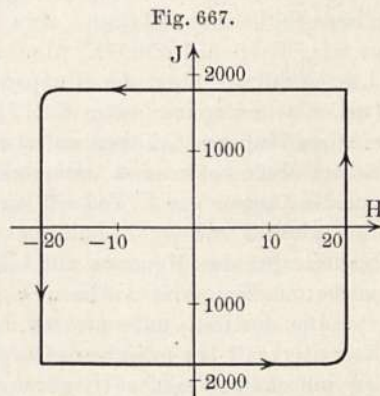
⁴⁾ Wied. Ann. 59, 66 (1896).

Für Kobaltamalgam wurde die Sättigung erreicht; es betrug $J/c = 115$, während für festes Kobalt gilt: $800/5,7 = 140$. Die Koerzitivkraft betrug 150 Gauss.

Von ganz besonderem Interesse, namentlich mit Rücksicht auf die weiter unten zu besprechenden Molekulartheorien sind die Resultate, die Ch. Maurain¹⁾ an elektrolytischen Eisenniederschlägen erhalten hat, die schon



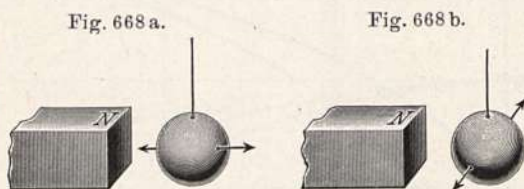
während ihrer Bildung einem Magnetfelde ausgesetzt waren. Der Niederschlag erfolgte auf einer Kathode aus Messingdraht, die sich in der Achse einer stromdurchflossenen Drahtspule befand. Die Magnetisierung des sich im Felde bildenden Niederschlages stieg mit zunehmender Feldstärke rasch an und war bei etwa $H = 14$ Gauss bereits gesättigt. Der Sättigungswert überstieg nur wenig den bei gewöhnlichem Eisen erreichbaren Wert von etwa 1700. Dagegen zeigte sich ein höchst sonderbares Verhalten, wenn man den im Felde fertig gebildeten Niederschlag nachträglich einem Magnetisierungszyklus unterwarf. Die Remanenz war eine fast absolute, und erst bei einem negativen Felde von etwa 20 Gauss klappte die Magnetisierung plötzlich in einen gleich großen entgegengesetzten Wert um, der dann bei umgekehrter Feldänderung wieder bis zu $H = +20$ Gauss beibehalten wurde. Fig. 667 stellt die Maurainsche Hysteresis-schleife dar.



Maurain fand ferner, daß eine im Felde erzeugte Eisenschicht auf weitere ohne Feld niedergeschlagene Schichten einen richtenden Einfluß ausübte, so daß diese Schichten bis zu einer gewissen Dicke sich ebenfalls magnetisch niederschlugen; diese Einwirkung fand sogar durch dünne Zwischenschichten anderer Metalle hindurch statt.

¹⁾ Journ. de phys. (3) 10, 123 (1901); (4), 1, 90 (1902); ältere Beobachtungen ähnlicher Art bei Beetz, Pogg. Ann. 111, 107 (1860).

Ferromagnetische Kristalle. Am genauesten sind die beiden eisenhaltigen Kristalle Magnetit und Pyrrhotin — Zusammensetzung des letzteren: $\text{FeS} + \text{wenig Fe}_2\text{S}_3$ oder FeS_2 — untersucht. Der Pyrrhotin hat die auffällige Eigenschaft, in Richtung seiner kristallographischen Hauptachse fast gar nicht magnetisierbar zu sein. Dagegen ist eine beträchtliche Magnetisierbarkeit in einer zu dieser Achse senkrechten Ebene vorhanden, jedoch mit ganz verschiedenem Verlauf der Magnetisierungskurve je nach der Richtung des Feldes in dieser Ebene. Wegen der Einzelheiten des sehr komplizierten Verhaltens dieses Körpers und seiner Bedeutung für die Molekulartheorie des Magnetismus muß auf die Originalarbeiten von P. Weiss ¹⁾ verwiesen werden. Fig. 668a und b zeigen einen von Weiss angegebenen Demonstrationsversuch.



Eine aus Pyrrhotin geschnittene Kugel wird in der in Fig. 668a gezeichneten Stellung fast gar nicht, in der in Fig. 668b gezeichneten sehr stark angezogen. (Der Doppelpfeil deutet die Achsenrichtung an.)

Heuslersche Mangan-Kupfer-Bronzen. Im Jahre 1901 machte Fr. Heusler ²⁾ die auffällige Entdeckung, daß die gänzlich unmagnetische Legierung von 30 Proz. Mangan und 70 Proz. Kupfer durch Zusatz von Aluminium stark ferromagnetisch wurde. Die stärkste Wirkung war durch einen etwa 15proz. Aluminiumzusatz zu erzielen; für diesen erhielt man in einem Felde von 150 Gauss etwa $B = 5500$. Wurde noch Blei hinzugefügt, so stieg B bis auf 6500 ³⁾. Ähnlich wie beim Eisen ein vorheriges Ausglühen, d. h. Erhitzen über die Temperatur des Verlustes der Magnetisierbarkeit (vgl. § 5 und weiter unten § 217), die Magnetisierbarkeit erhöht, so wirkte hier ein längeres Erhitzen auf etwa 110° mit darauf folgender Abkühlung in hohem Maße befördernd. Oberhalb dieser Temperatur wird in der Tat, wie aus Messungen von E. Take ³⁾ hervorgeht, die Magnetisierbarkeit gleich Null.

Ähnlich wie ein Aluminiumzusatz wirkt auch Zinn. Ferner sind auch Legierungen des Mangans mit bloß einem anderen Metall magnetisch, z. B. solche mit Zinn oder Antimon ⁴⁾.

Die meisten untersuchten Legierungen zeigten auch Hysteresis; die Koerzitivkraft lag zwischen etwa 2 und 7 Gauss, die — relative — Remanenz lag innerhalb ähnlicher Grenzen, wie bei Eisen. Um so merkwürdiger ist das Verhalten einer Legierung von 74,1 Proz. Cu, 16,9 Proz. Mn und 9 Proz. Al, die von P. Asteroth ⁵⁾ näher untersucht wurde. Diese Legierung konnte durch eine geeignete Behandlung, die im wesentlichen in kräftigem Durchschmieden bei Rotglut, Abschrecken in kaltem Wasser, darauf Erhitzen auf

¹⁾ Journ. d. phys. (4) 4, 469, 829, 847 (1905).

²⁾ Verhandl. d. D. phys. Ges. 5, 219 (1903).

³⁾ E. Take, Verhandl. d. D. phys. Ges. 7, 134 (1905).

⁴⁾ H. Faßbender, Verhandl. d. D. phys. Ges. 10, 256 (1908).

⁵⁾ Verhandl. d. D. phys. Ges. 10, 21 (1908).

über 220° , Abschrecken in Quecksilber und endlich wieder längerem Erhitzen auf etwa 140° bestand, fast völlig hysteresisfrei gemacht werden. Für $H = 150$ betrug B etwa 2000. Die Koerzitivkraft betrug höchstens etwa 0,1 Gauss, die Remanenz der Induktion B_r war 9,25.

§ 217. Einfluß der Temperatur auf den Ferromagnetismus. Daß bei Erhitzung auf Rotglut die Magnetisierbarkeit des Eisens ziemlich plötzlich verschwindet, wurde bereits in § 5 kurz besprochen. Umfangreiche Untersuchungen über den Verlauf der Magnetisierungskurve bei verschiedenen Temperaturen hat Hopkinson¹⁾ ausgeführt. Fig. 669 zeigt die Magneti-

Fig. 669.

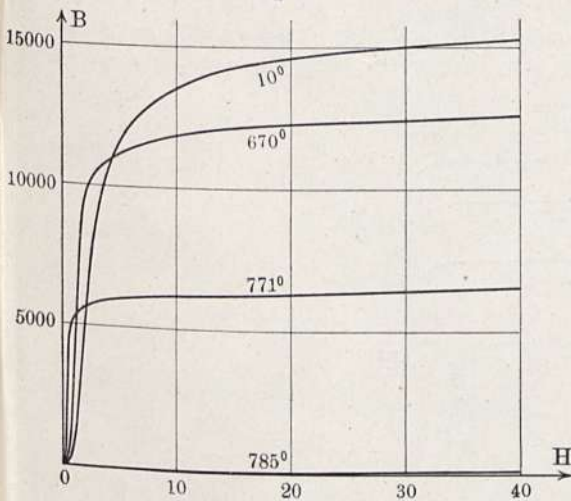
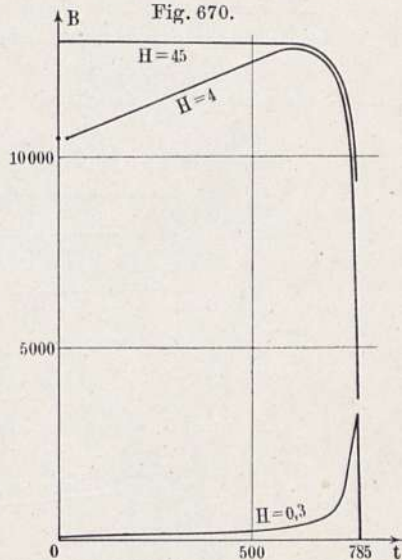


Fig. 670.



sierungskurve eines weichen Eisenstabes bei verschiedenen Temperaturen. Fig. 670 zeigt die Änderung von B mit der Temperatur für drei verschiedene Feldstärken. Aus den Kurven folgt, daß in schwachen Feldern die Magnetisierung mit der Temperatur zunächst zunimmt, um dann bei einer von der Zusammensetzung des Eisens abhängigen „kritischen“ Temperatur ziemlich plötzlich abzufallen. Für das den Kurven zugrunde liegende Eisen beträgt diese Temperatur etwa 785° . Bei größeren Feldern nimmt die Magnetisierung von vornherein mit wachsender Temperatur zuerst sehr langsam, in der Nähe der kritischen Temperatur immer rascher ab. Ganz ähnliche Kurven ergeben sich auch für die anderen ferromagnetischen Körper.

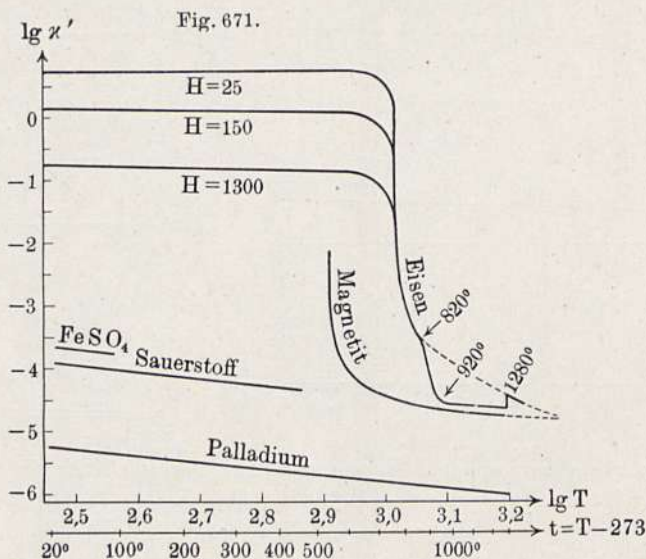
Die kritische Temperatur des Eisens fällt, wie gleichzeitige Untersuchungen der sonstigen Eigenschaften des Eisens deutlich gezeigt haben, mit einer physikalisch-chemischen Umwandlung in eine andere Modifikation zusammen. Da solche Umwandlungen bei Wiederabkühlung nicht immer bei derselben Grenztemperatur zurückgehen, sondern häufig auch unterhalb der „Umwandlungstemperatur“ bestehen bleiben (man denke an die Unterkühlung geschmolzener Körper u. dgl.), so ist es erklärlich, daß auch das Wiederauftreten des Magnetismus bei Abkühlung meist bei etwas niedriger Temperatur erfolgt,

¹⁾ Phil. Trans. 1889, A, p. 443.

als das Verschwinden beim Erhitzen. Ferner läßt eine Erwärmung vielfach dauernde Änderungen entstehen, die auch nach Abkühlung auf Zimmertemperatur bestehen bleiben. Beispiele sind die bekannten Wirkungen des Ausglühens und des Abschreckens auf Eisen und Stahl. Übrigens haben neuere Untersuchungen gezeigt, daß die Wirkung des Ausglühens auch mit der Austreibung okkludierter Gase zusammenhängt.

Oberhalb der kritischen Temperatur ist die Magnetisierbarkeit übrigens nicht völlig Null, sondern sie ist von ähnlicher Größenordnung, wie die des Eisens in seinen Salzen; auch hat die Magnetisierungskurve für solch hohe Temperaturen geradlinige Gestalt, so daß χ von der Feldstärke unabhängig ist. P. Curie¹⁾ hat die Verhältnisse oberhalb der kritischen Temperatur des Eisens genauer untersucht.

Fig. 671 zeigt die Abhängigkeit der auf die Masseneinheit bezogenen Suszeptibilität χ' des Eisens von der Temperatur nach P. Curie, zusammen



mit noch einigen anderen Kurven anderer Beobachter. Um trotz der ungeheuren Veränderungen der Suszeptibilität des Eisens, die oberhalb der Umwandlungstemperatur etwa $1/100\,000$ derjenigen bei Zimmertemperatur beträgt, alles auf eine Kurve bringen zu können, ist eine logarithmische Darstellung gewählt, indem als Abszissen die Logarithmen der absoluten Temperatur und als Ordinaten die Logarithmen der spezifischen, d. h. der auf die Masseneinheit bezogenen Suszeptibilitäten aufgetragen sind. Man sieht aus dem Verlauf der Eisenkurve zunächst, daß außer zwischen 700 und 800° auch noch bei etwa 900 und etwa 1300° Umwandlungen stattfinden, und zwar nach Ansicht von Curie derart, daß der Zustand des Eisens oberhalb der letzten Umwandlung anscheinend mit demjenigen unterhalb der ersten übereinstimmt; es geht dies aus dem punktierten Kurvenstück hervor, durch welches sich die beiden Gebiete zu einer einzigen

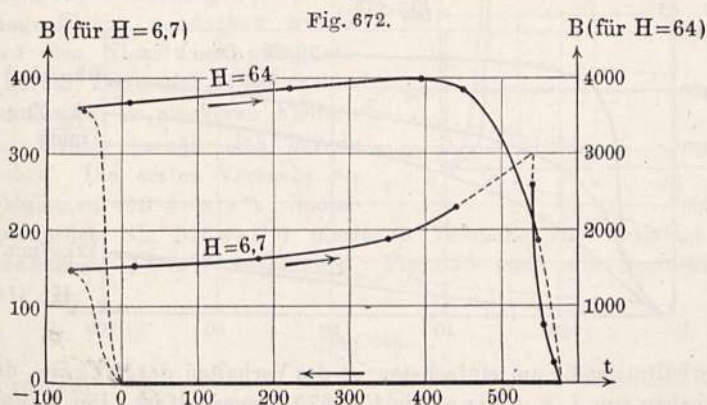
¹⁾ Compt. rend. 118, 1134 (1894).

stetigen Kurve vereinigen lassen. Oberhalb der Grenze des Messungsbereiches dürfte wohl die Eisenkurve ähnlich derjenigen des Magnetits in eine geneigte Gerade übergehen, deren Neigungswinkel bei Gleichheit des Abszissen- und Ordinatenmaßstabes gleich 45° sein würde. Denselben Neigungswinkel haben die den Verlauf für Palladium, Sauerstoff und Eisensulfat darstellenden Geraden. Es entspricht dies dem schon oben (§ 211) erwähnten Curieschen Gesetz für die paramagnetischen Körper, daß nämlich $\kappa = A/T$, wo A eine Konstante des betreffenden Körpers. Logarithmiert lautet diese Beziehung:

$$\log \kappa = \log A - \log T.$$

Das ist aber die Gleichung einer unter 45° geneigten geraden Linie. Ferner ist offenbar für das metallische Eisen oberhalb der letzten Umwandlung κ' nicht allzusehr von demjenigen des Ferro-Ions für dieselbe Temperatur verschieden, wie sich ergibt, wenn man die für FeSO_4 gefundene Gerade bis zu den hohen Temperaturen verlängert.

Sehr kompliziert ist das Verhalten des im § 216 erwähnten 25 proz. Nickelstahls, der bei gewöhnlicher Temperatur zunächst unmagnetisch ist. Fig. 672 zeigt die von Hopkinson gefundenen Resultate. Bei Abkühlung



in einer Kältemischung wurde die Legierung magnetisierbar und behielt diese Eigenschaft bei Erwärmung bis auf etwa 580° , wo ein ähnlicher Abfall erfolgte, wie ihn das Eisen bei 785° zeigte. Bei Abkühlung auf Zimmertemperatur blieb das Metall jedoch unmagnetisch und konnte erst durch eine Kältemischung wieder magnetisch gemacht werden.

Daß die obere Umwandlungstemperatur des Nickelstahls tiefer liegt als die entsprechende des Eisens, ist eine allgemeine Wirkung von Zusätzen zum Eisen und läßt sich aus allgemeinen Gesetzen der Wärmelehre in ähnlicher Weise ableiten, wie die Erniedrigung des Gefrierpunktes einer Flüssigkeit durch Zusatz löslicher Körper¹⁾.

Abkühlung auf sehr tiefe Temperaturen (in flüssiger Luft oder flüssigem Wasserstoff²⁾) bewirkt eine Abnahme der Magnetisierung in schwachen, eine Zunahme in stärkeren Feldern, doch ist die Änderung nicht sehr bedeutend.

Über die Temperaturabhängigkeit der para- und diamagnetischen Körper s. § 220.

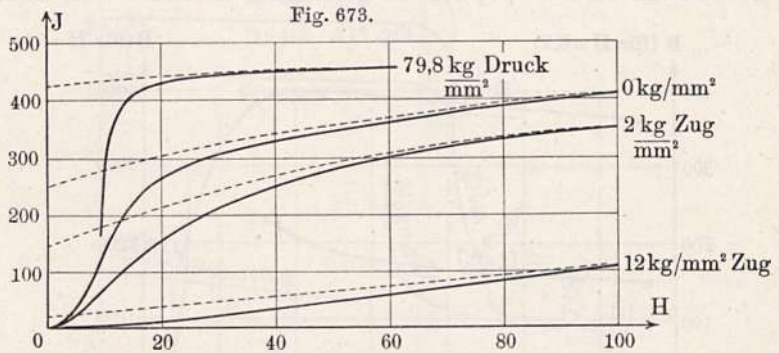
¹⁾ Näheres s. bei Bruce-Hill, Verhandl. d. D. phys. Ges. 4, 194 (1902).

²⁾ P. Weiß u. Kamerlingh-Onnes, Compt. rend. 150, 686 (1910).

§ 218. Einfluß mechanischer Einwirkungen auf den Magnetismus.

Am längsten bekannt ist die bereits in § 4 erwähnte Wirkung mechanischer Erschütterungen; die Wirkung besteht in einer Verminderung der Hysterisis, so daß auf- und absteigende Magnetisierungskurve sich der Neukurve annähern. Gleichzeitig ändert sich der Verlauf des Anfangsstückes der Kurve. Der flache Verlauf in den allerschwächsten Feldern verschwindet, und die Kurve steigt sofort steil an, so daß selbst das Erdfeld genügt, um eine ziemlich kräftige Magnetisierung zu erzeugen. Es war schon Gilbert vor 300 Jahren bekannt, daß ein senkrecht gehaltener Eisenstab unter dem Einfluß des Erdmagnetismus kräftig magnetisiert wurde. Aus dem gleichen Grunde ist fast alles stählerne Werkzeug magnetisch. Messungen über den Einfluß der Erschütterungen hat I. A. Ewing¹⁾ ausgeführt.

Komplizierter ist der Einfluß elastischer Deformationen. Matteucci²⁾ beobachtete als erster eine Zunahme der Magnetisierbarkeit des Eisens durch Dehnung. Später fand Villari³⁾, daß in stärkeren Feldern die Wirkung sich umkehre. Eingehende Messungen hat zuerst W. Thomson (Lord Kelvin⁴⁾) ausgeführt und festgestellt, daß Druck die umgekehrte Wirkung hat wie Zug.



Verhältnismäßig am einfachsten ist das Verhalten des Nickels, das nach den Angaben von I. A. Ewing⁵⁾ in Fig. 673 dargestellt ist. Der Magnetismus nimmt durch Zug ab, durch Druck zu. Eine Änderung im umgekehrten Sinne beobachtete Heydweiller⁶⁾ bei äußerst schwachen Feldern. Die Kurve für die Druckwirkung ist an einem anderen Stück Metall gewonnen als die Zugkurve und deshalb nicht ganz genau mit den anderen vergleichbar. Man sieht jedoch deutlich den allgemeinen Charakter der Einwirkung: Durch Zug nähert sich das Nickel dem Verhalten eines gewöhnlichen paramagnetischen Körpers mit konstanter Permeabilität und ohne Remanenz. Durch Druck dagegen nähert sich die Kurve immer mehr einer Form, wie sie etwa den in Fig. 667 dargestellten Maurainschen elektrolytischen Eisenniederschlägen entspricht. Die Remanenz beträgt bei 19,8 kg/qmm bereits 96 Proz. Der absteigende Teil der Hysterisischleife für positive Felder ist gestrichelt; für negative Felder ist er nicht angegeben.

¹⁾ Phil. Trans. 1885, p. 564. „Magnet. Induktion usw.“, S. 112.

²⁾ Compt. rend. 1847. Ann. d. chim. et phys. 53, 416 (1858).

³⁾ Pogg. Ann. 126, 87 (1868).

⁴⁾ Reprint of papers II, 332.

⁵⁾ „Magnet. Induktion usw.“, S. 184 ff.

⁶⁾ Wied. Ann. 52, 462 (1894).

Die Wirkung eines Zuges auf Eisen ist, ebenfalls nach Ewing, in Fig. 674 dargestellt. Bei etwa $J = 700$ und $H = 3$ liegt der von Villari entdeckte Umkehrpunkt, der übrigens mit der Belastung veränderlich ist.

Kobalt endlich zeigt nach Chree¹⁾ gerade das umgekehrte Verhalten wie das Eisen, indem eine Zugwirkung die Magnetisierbarkeit in schwachen Feldern vermindert, in starken vermehrt.

Magnetische Längenänderungen. Mit dem soeben beschriebenen Einfluß elastischer Deformationen ist ein reziprokes Phänomen eng verknüpft, nämlich eine Längenänderung beim Magnetisieren. Es tritt, wie W. Thomson²⁾ theoretisch voraussagte, stets eine solche Längenänderung ein, welche bei Erzeugung durch Zug oder Druck den Magnetismus verstärken würde. Es wird also Nickel beim Magnetisieren kürzer, Eisen wird in schwachen Feldern länger, in stärkeren Feldern kürzer. Kobalt verhält sich gerade umgekehrt. Die ersten Versuche an Eisen stammen von Joule³⁾. Später hat namentlich Sh. Bidwell⁴⁾ messende Versuche zur Bestätigung der Thomsonschen Theorie ausgeführt. Fig. 675 stellt die Resultate nach Bidwell dar.

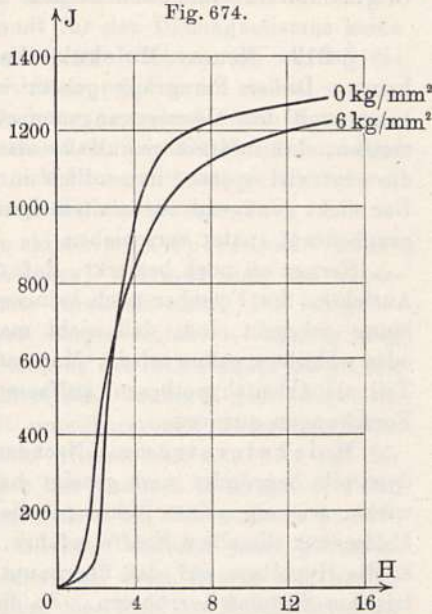
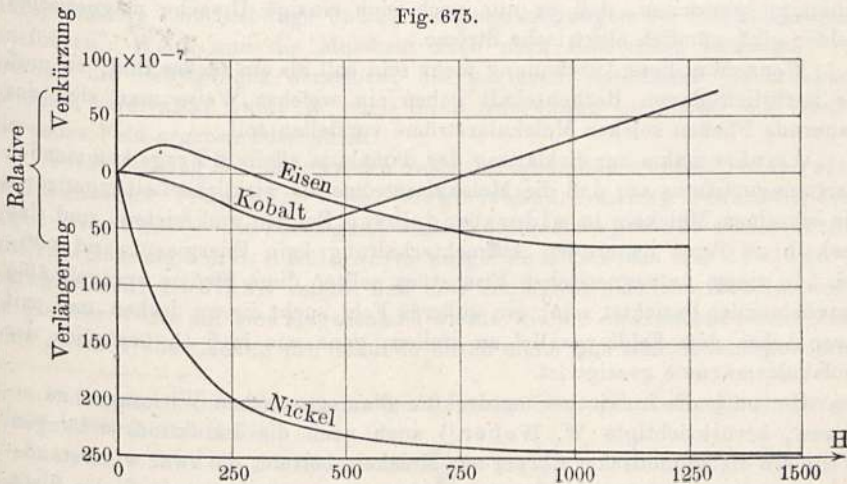


Fig. 675.



¹⁾ Phil. Trans. 1890, A, p. 329.

²⁾ A. a. O.

³⁾ Phil. Mag. 30, 76 u. 225 (1847).

⁴⁾ Phil. Trans. 1888, A, p. 205.

Auf die Beziehungen zur Torsion, Änderungen des Elastizitätsmoduls und anderes kann hier nicht näher eingegangen werden; es muß auf die Darstellungen bei Ewing, in Winkelmanns Handbuch, sowie auf die neuere Originalliteratur verwiesen werden.

§ 219. Neuere Molekulartheorien des Magnetismus. Vorbemerkung. Dieser Paragraph gehört wegen seines unmittelbaren Zusammenhanges mit dem Vorangegangenen zwar hierher, doch läßt es sich nicht vermeiden, daß in stärkerem Maße als sonst auf Dinge verwiesen werden muß, die erst viel später, namentlich in Kap. XIII, besprochen werden können. Der nicht genügend vorbereitete Leser möge also das Studium dieses Paragraphen auf später verschieben.

Ferner sei noch bemerkt, daß über die hier zu behandelnden Dinge die Ansichten der Forscher noch keineswegs so sehr geklärt und in Übereinstimmung gebracht sind, daß nicht manches möglicherweise bald als überholt oder widerlegt gelten wird. Man möge also die folgenden Darlegungen zum Teil als Arbeitshypothesen auffassen, die aufgestellt sind um zu weiteren Forschungen anzuregen.

Molekularströme. Nachdem Ampère die Gesetze der Elektrodynamik begründet und gezeigt hatte, daß jeder Kreisstrom nach außen wirke, wie ein seiner Achse paralleler Magnet und in einem magnetischen Felde auch dieselben Kräfte erfahre, wie der ihm äquivalente Magnet, stellte er die Hypothese auf, daß überhaupt alle magnetischen Wirkungen von elektrischen Strömen herrührten. Zu diesem Zwecke nahm er an, daß jede Molekel eines Magneten der Sitz eines dauernden, in sich geschlossenen elektrischen Stromes sei. Denkt man sich die in § 45 erwähnten Molekularmagnete durch die Ampèreschen Molekularströme ersetzt, so ist in der Tat die Wirkung genau dieselbe, und man hat nunmehr den Vorteil für die Anschauung gewonnen, daß es nur noch eine einzige Ursache magnetischer Felder gibt, nämlich elektrische Ströme.

Wenn nun diese Anschauung mehr sein soll als ein bloßes Bild, so muß sie natürlich davon Rechenschaft geben, in welcher Weise man sich das dauernde Fließen solcher Molekularströme vorstellen soll.

Ampère nahm zur Erklärung des damals ja allein in Frage kommenden Ferromagnetismus an, daß die Molekularströme als wirkliche Leitungsströme die einzelnen Molekeln in widerstandslosen Bahnen umkreisten, und daß deshalb zu ihrer dauernden Aufrechterhaltung kein Energieaufwand nötig sei. In einem unmagnetischen Eisenstück sollten diese Ströme unregelmäßig durcheinander gerichtet sein; ein äußeres Feld sucht sie zu drehen und mit ihrer Achse dem Felde parallel zu stellen, ganz wie in § 45 bezüglich der Molekularmagnete gezeigt ist.

Um auch die inzwischen entdeckten diamagnetischen Wirkungen zu erklären, berücksichtigte W. Weber¹⁾ auch noch die Induktionswirkungen. Wenn ein diamagnetischer Körper aus Molekeln besteht, die zwar widerstandslose Strombahnen enthalten, in denen aber für gewöhnlich kein Strom fließt, so muß ein entstehendes Magnetfeld in diesen Bahnen Ströme induzieren, deren Feld dem induzierenden Felde gerade entgegengesetzt gerichtet

¹⁾ Elektrodynam. Maßbestimmungen III.

und deren Stärke proportional der schließlich entstandenen Feldstärke¹⁾ ist; diese induzierten Ströme bringen also die Erscheinungen des Diamagnetismus hervor. Wenn das äußere Feld wieder verschwindet, so findet eine genau ebenso große Induktionswirkung im umgekehrten Sinne statt, und die Ströme verschwinden wieder. Es gibt somit für den Diamagnetismus keine Remanenz. Sind die Bahnen der Molekularströme drehbar, so werden die Ströme sich mit ihren Achsen der Feldrichtung parallel zu stellen suchen, und es entsteht je nach dem Grade der Drehung ein schwächerer Diamagnetismus oder auch Paramagnetismus. Bestehen endlich die Molekularströme bereits vor der Einwirkung des Feldes in erheblicher Stärke, so wird durch ihre Drehung lediglich Para- oder Ferromagnetismus erzeugt.

Elektronentheorie. Bei den oben skizzierten Ampère- und Weber'schen Theorien blieb die Schwierigkeit bestehen, wie man sich das widerstandslose Fließen eines elektrischen Stromes vorstellen sollte. Die jetzige — übrigens ebenfalls schon von W. Weber ausgearbeitete — Anschauung beruht auf dem Begriff der atomistischen Struktur der Elektrizität (vgl. § 148), wonach nicht bloß die Leitung im Elektrolyten, sondern ganz allgemein jede Elektrizitätsleitung in dem Transport unteilbarer und unveränderlicher Elementarquanta oder Elektronen besteht. Nimmt man nun an, daß das neutrale Atom sich vom elektrolytischen Ion nur dadurch unterscheidet, daß dieses je nach seinem Vorzeichen und seiner Valenz ein oder mehrere positive oder negative Elektronen im Überschuß enthält, während jenes gleichviel Elektronen beider Art enthält, die mit dem Atom durch Kräfte elektrischer oder anderer Natur verbunden sind, so kann man sich die Molekularströme durch Bewegungen der Elektronen ersetzt denken.

Die kinetische Theorie der Wärme (vgl. Bd. III, Kap. VII) nimmt ja bekanntlich an, daß die Wärmeenergie der Körper gleich der Summe aus potentieller und Bewegungsenergie der Molekeln sei, die mehr oder weniger unregelmäßige Verschiebungs- und Drehungsschwingungen um ihre Ruhelagen ausführen. Wenn nun die Molekeln auch noch Elektronen enthalten, so werden die Bewegungen derselben, die in ihren Wirkungen elektrischen Strömen äquivalent sind, je nach ihrer Anordnung im Mittel ein resultierendes Feld ergeben oder nicht.

Voraussetzung bei dieser ganzen Anschauung ist, daß wirklich jeder rein mechanische Transport einer elektrischen Ladung einem Strom äquivalent sei²⁾. Die Richtigkeit dieser Voraussetzung wurde zuerst durch auf Veranlassung von H. v. Helmholtz ausgeführte Versuche von Rowland³⁾ nachgewiesen; Rowland zeigte, daß eine rotierende geladene Metallscheibe in gleicher Weise auf eine Magnetnadel wirkte wie ein elektrischer Strom, der eine gleich große Ladung pro Sekunde durch einen Querschnitt transportiert.

¹⁾ Die allgemeine Gleichung für den in einem Kreise vom Radius r induzierten Strom lautet (s. w. u. § 229):

$$J \cdot W = -\pi r^2 \frac{\delta H}{\delta t} - L \cdot \frac{\delta J}{\delta t}.$$

Wird hierin $W = 0$, so wird:

$$\frac{\delta J}{\delta t} = -\frac{\pi r^2}{L} \cdot \frac{\delta H}{\delta t} \quad \text{oder} \quad J = -\frac{\pi r^2}{L} \cdot H.$$

²⁾ Faraday, Exper. Unters. XIII, 1657.

³⁾ Pogg. Ann. 158, 487 (1876).

Diamagnetismus. Eine elektronentheoretische Erklärung des Diamagnetismus ist von W. Voigt¹⁾ und von P. Langevin²⁾ entwickelt worden. Die folgenden Zeilen geben in vereinfachter Form die Grundzüge der Ideen der beiden Forscher wieder. Zur Erklärung des Diamagnetismus betrachten wir zunächst die Wirkung eines veränderlichen Magnetfeldes auf ein Elektron, welches wir uns als eine kleine geladene Kugel vorstellen wollen. Ob die Ladung des Elektrons als bloß auf seiner Oberfläche oder aber durch sein ganzes Volumen verteilt anzunehmen ist, bleibt für das Folgende gleichgültig, da sich dadurch nur ein Zahlenfaktor etwas ändert.

Zunächst denken wir uns aus dem Elektron einen schmalen Ring vom Radius r und dem Querschnitt q herausgeschnitten. Ist die Ladung mit der Dichte ρ über das Volumen gleichmäßig verteilt, so besitzt der Ring die Ladung:

$$e = 2\pi r q \rho \dots \dots \dots (1)$$

Aus den Induktionsgesetzen (s. Kap. IX) folgt, daß ein den Ring senkrecht durchsetzendes Magnetfeld, das sich in der Zeit δt um δH vermehrt, in dem Ringe, wenn er ein Leiter wäre, eine elektromotorische Kraft gleich $\pi r^2 \cdot \delta H / \delta t$ entwickeln würde; auf jeden Centimeter des Umfanges käme davon der $2\pi r$ te Teil, also $r/2 \cdot \delta H / \delta t$.

Dieser Ausdruck ist offenbar gleich der durch die Induktion erzeugten elektrischen Kraft, die eine elektrische Ladung e mit der Kraft $\frac{r}{2} \frac{\delta H}{\delta t} \cdot e$ zu verschieben sucht. Ist also m die Masse des Ringes, so erhält man die Beschleunigung:

$$\delta v / \delta t = er / 2m \cdot \delta H / \delta t \dots \dots \dots (2)$$

Wenn nun der Ring mit der Geschwindigkeit v rotiert, so tritt durch jeden Querschnitt in der Sekunde die Elektrizitätsmenge

$$i = ev / 2\pi r \dots \dots \dots (3)$$

hindurch. Folglich ist i die der Geschwindigkeit v des Ringes entsprechende Stromstärke. Ersetzt man also in Gl. (2) v durch i , so wird:

$$\delta i / \delta t = e / 2\pi r \cdot \delta v / \delta t = e^2 / 4\pi m \cdot \delta H / \delta t \dots \dots \dots (4)$$

Da sich δt beiderseits weghebt, so folgt, daß ein von Null bis H anwachsendes Feld eine Rotationsgeschwindigkeit des Ringes erzeugt, die einem Strome

$$i = e^2 H / 4\pi m \dots \dots \dots (5)$$

äquivalent ist. Da der Strom einen Kreis vom Radius r umfließt, so besitzt er ein magnetisches Moment vom Betrage:

$$M = \pi r^2 i = \frac{e^2 r^2}{4m} \cdot H \dots \dots \dots (6)$$

Zu einem ganz ähnlichen Resultate gelangt man auch durch eine etwas kompliziertere Rechnung für ein ganzes Elektron. Es bedeutet dann e die ganze Ladung, m die ganze Masse und r einen mittleren Wert des Radius, dessen Zahlenwert von den Annahmen abhängt, die man über die Ladungsverteilung macht.

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 9, 115 (1901).

²⁾ Ann. Chim. et Phys. (8) 5, 70 (1905).

Da, wie schon oben bemerkt, die Richtung des von einem wachsenden Felde induzierten Stromes derart ist, daß das Stromfeld dem äußeren Felde entgegenwirkt, so bedingen die in einem Körper verteilten, durch Induktion in Rotation versetzten Elektronen die Erscheinung des Diamagnetismus. Die Stärke des so erzeugten diamagnetischen Moments ist nur von der Zahl der in der Volumeinheit vorhandenen rotierenden Elektronen abhängig, sie ist unabhängig von bereits vorher vorhandenen Bewegungen der Elektronen, z. B. den Wärmeschwingungen. Sind also andere Ursachen des Diamagnetismus nicht vorhanden, so muß der auf die Masseneinheit bezogene Diamagnetismus unabhängig von der Temperatur sein, ein Resultat, das zuerst von P. Curie¹⁾ betont wurde. Durch die Beobachtungen wird dieses Gesetz nicht durchaus bestätigt, doch dürften bei manchen Körpern auch sekundäre Wirkungen, wie z. B. Umwandlungsvorgänge, eine Rolle spielen. So sind z. B. bei Wismut nach Fleming und Dewar²⁾ bei +15° bzw. —182° die Zahlen 13,7 bzw. 15,9 gefunden worden, also eine sehr geringfügige Änderung bei relativ bedeutender Änderung der absoluten Temperatur. Dagegen fand Curie bei einer Erwärmung von Zimmertemperatur bis zum Schmelzpunkt (273°) einen Abfall auf $\frac{1}{25}$ des Anfangswertes. Oberhalb des Schmelzpunktes, bis zu 400° hinauf, fand er wiederum Konstanz. Die starke Änderung rührte also offenbar von einer Änderung des molekularen Baues her.

Bei anderen diamagnetischen Körpern ist jedenfalls die Temperaturabhängigkeit, soweit sie überhaupt nachweisbar, viel kleiner als diejenige der paramagnetischen Körper (s. weiter unten).

Daß jedoch die soeben skizzierte Theorie allein nicht ausreicht, ergibt sich aus einem Versuche zahlenmäßiger Prüfung:

Es seien in einem Mol oder einem Grammäquivalent (d. i. das Äquivalentgewicht des Körpers in Grammen) N Molekeln und in jeder Molekel p Elektronen enthalten. Dann beträgt die „molekulare Suszeptibilität“ oder der „Atommagnetismus“ (vgl. § 210) offenbar:

$$\alpha_A = p \cdot Ne \cdot \frac{e r^2}{m 4} \dots \dots \dots (7)$$

Nun ist Ne gleich der Ladung eines Grammäquivalents, also gleich 96 540 Coulombs (vgl. § 148) oder rund 10 000 CGS. e/m beträgt für ein Elektron, wie in Kap. XII gezeigt werden soll, etwa $1,8 \cdot 10^7$ und r etwa 10^{-13} cm. Daraus ergibt sich:

$$\alpha_A = p / 2 \cdot 10^{-15} \dots \dots \dots (8)$$

Da p jedenfalls eine kleine Zahl, so folgt, daß die Rotation der Elektronen um ihre eigene Achse für die diamagnetischen Erscheinungen praktisch ganz bedeutungslos ist.

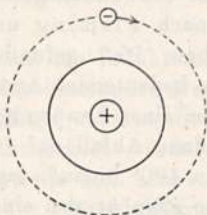
Größere Wirkungen ergeben sich bei Berücksichtigung solcher Bewegungen der Elektronen, bei welchen sie in einem Abstände R um den Kern des Atoms herumlaufen. Auch solche Bewegungen können durch ein entstehendes Magnetfeld erzeugt werden und führen nach Langevin zu demselben Ausdruck wie Gl.(7), nur daß R an Stelle von r tritt. Da nun R

¹⁾ Compt. rend. 116, 136 (1892).
²⁾ Proc. Roy. Soc. 63, 311 (1898).

wahrscheinlich von ähnlicher Größenordnung wie der aus anderen physikalischen Eigenschaften errechnete Molekularradius ist, also etwa von der Ordnung 10^{-8} cm, oder 10^5 mal größer als der Elektronenradius, so wird κ_A etwa 10^{10} mal größer als nach Gl. (8), d. h. gleich $p/2 \cdot 10^{-5}$. Für $p = 1$ würde das $5 \cdot 10^{-6}$ ergeben, ein Wert, der der Größenordnung nach den bekannten Werten entspricht.

Paramagnetismus. Paramagnetismus soll nach Curie und nach Langevin dann entstehen können, wenn die Molekeln eine solche Bauart haben, daß bei einer rotierenden Bewegung, wie sie ja infolge der Wärmebewegungen stets vorkommt, die negativen Ladungen einen größeren oder kleineren Flächenraum beschreiben, als die positiven. Dann hat die Molekel schon von vornherein ein magnetisches Moment. Das

Fig. 676.



wäre z. B. der Fall, wenn die positiven Ladungen sich in der Mitte und die negativen an der Oberfläche der Molekel befänden (Fig. 676). Eine solche Molekel muß sich offenbar ähnlich verhalten, wie die molekularen Kreisströme Ampères. Wenn dagegen etwa ein positives und ein negatives Elektron gleich große parallele Kreise in gleicher Zeit und im gleichen Sinne durchlaufen, so ist das Moment Null. Es kann ferner Null sein, wenn die engere Bahn eines von

beiden entsprechend rascher durchlaufen wird. Im Falle vorhandenen molekularen Momentes wird das Feld das Bestreben haben, die Achse der Drehbewegung den Kraftlinien des Feldes parallel zu stellen, d. h. Paramagnetismus zu erzeugen.

Hier kommt jedoch komplizierend hinzu, daß die richtende Wirkung des Feldes auf ein umlaufendes Elektron nicht dieselbe ist wie diejenige auf den äquivalenten Kreisstrom. Läuft bloß ein einzelnes Elektron um, so würde z. B., wie Voigt zeigte, keine Drehung der Bahn in die Feldrichtung, sondern eine Art Präzessionsbewegung, ähnlich wie beim Kreisel, entstehen. Eine mittlere Drehung resultiert erst durch die Zusammenstöße der Molekeln infolge ihrer Wärmeschwingungen, je öfter und heftiger jedoch diese Stöße erfolgen, mit anderen Worten, je höher die Temperatur, desto geringer ist, wie Langevin zeigte, die richtende Wirkung.

Der Paramagnetismus nimmt also mit steigender Temperatur ab, und zwar müßte er, wie Langevin zeigte, der absoluten Temperatur umgekehrt proportional sein, was dem von Curie gefundenen Gesetz entspricht¹⁾.

Wenn die paramagnetische Erregung auf einer Drehung der Molekularmagnete — d. h. der Elektronenbahnen — beruht, so ist natürlich eine Sättigung zu erwarten; in Wirklichkeit hat dagegen sich auch für die paramagnetischen Stoffe, wenn man von den ferromagnetischen zunächst noch absieht, die Suszeptibilität als konstant erwiesen. Dies ist aber kein Beweis gegen die Theorie, denn auf Grund von molekulartheoretischen Berechnungen findet Langevin, daß zur Erreichung einer Annäherung an die Sättigung Felder von einer Stärke erforderlich wären, die weit jenseits der praktisch erreichbaren Werte liegt.

¹⁾ Anm. während der Korrektur: Neueste Messungen von Honda [Ann. d. Phys. (4) 32, 1027 (1910)] an Elementen in reinem Zustande haben das Curiesche Gesetz nicht bestätigt.

Ferromagnetismus. Zur Erklärung des Ferromagnetismus, der ja nur bei relativ dichten Körpern vorkommt, also solchen, deren Molekeln sehr nahe beieinander liegen, muß noch die gegenseitige magnetische Beeinflussung der Molekularmagnete berücksichtigt werden. Betrachtet man etwa eine Kette von dicht hintereinander liegenden kleinen Magneten (vgl. Fig. 35 in § 19), so müssen sich diese, wenn sie gleiche Richtung haben, von selbst in dieser Richtung erhalten, da jeder von ihnen sich in einem Felde befindet, das der Hauptsache nach von seinen nächsten Nachbarn herrührt und ihn in seiner Lage zu halten sucht. Eine regelmäßige Anordnung von gerichteten Molekularmagneten erzeugt also ein molekulares Feld, das sich zu dem äußeren Felde addiert und unter Umständen vielemals stärker sein kann als dieses. Das äußere Feld gibt also gleichsam nur den Anfang der Drehung, das Weitere besorgt das molekulare Feld.

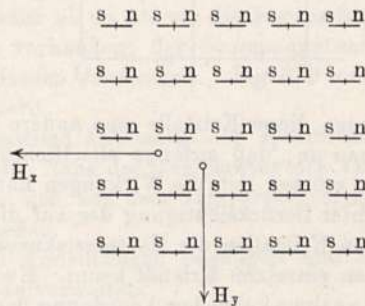
Diese Anschauung ist von verschiedenen Forschern weiter ausgebaut worden. Zunächst hat bereits im Jahre 1890 J. A. Ewing¹⁾ experimentell und theoretisch gezeigt, wie man die wesentlichsten Eigenschaften der Hysteresiskurve durch die gegenseitige Einwirkung der drehbaren Molekularmagnete erklären kann.

Ewing betrachtet zunächst eine solche Anordnung von Molekularmagneten, daß dieselben in den Ecken eines würfelförmigen Raumlitters verteilt sind und sämtlich dieselbe Richtung haben. Diese Anordnung hat die Eigenschaft eines völlig gesättigten permanent magnetischen Kristalls (Fig. 677).

Wirkt auf einen solchen nun ein Feld H_x in negativer Richtung ein, so wird sich an dem Moment des Kristalles nichts ändern, solange das äußere Feld schwächer ist als die Kraft, mit der die Molekeln selbst sich in ihrer Richtung festhalten. Sowie aber das Feld diesen Grenzwert überschreitet, müssen sämtliche Molekeln auf einmal in die entgegengesetzte Richtung umklappen, in welcher sie sich wieder im stabilen Gleichgewicht befinden.

Es entsteht also eine Hysteresiskurve, ähnlich der von P. Weiss an ferromagnetischen Kristallen beobachteten (s. weiter unten). Wirkt dagegen das äußere Feld senkrecht zur magnetischen Achse des Kristalles (H_y), so wird ein wachsendes Feld zunächst eine stetig wachsende Drehung der einzelnen Molekeln und damit ein Moment M_y parallel H_y bewirken, das beim Verschwinden des Feldes völlig wieder zurückgeht; in einem schwachen Felde ist also keine Hysteresis vorhanden (Stück OA in Fig. 678). Überschreitet jedoch die Drehung den Betrag von 45° , so wird das Gleichgewicht labil, und die Molekeln drehen sich plötzlich bis in die Y -Richtung, das Moment wächst also plötzlich bis zur Sättigung (Stück AD) und bleibt bei weiterem Wachsen des Feldes konstant (BC). Läßt man jetzt das Feld wieder abnehmen, so bleiben die Molekeln in ihrer neuen Lage stehen wie beim ersten Fall, solange das Feld größer als ein gewisser kritischer negativer Grenzwert OE ; es ist also

Fig. 677.



¹⁾ Phil. Mag. (5) 30, 205 (1890) und „Magnet. Induktion“ usw.

Hysteresis vorhanden, und der weitere Verlauf entspricht dem Viereck $DFGB$.

In ganz entsprechender Weise erhält man den Verlauf für beliebige andere Feldrichtungen. Jedesmal erhält man ein geneigtes Anfangsstück, innerhalb dessen der Verlauf hysteresisfrei, dann ein sprunghaftes Wachsen und eine geschlossene Hysteresisschleife. Es läßt sich ferner zeigen, daß bei kleinen periodischen Feldänderungen an irgend einer Stelle der Schleife die Vorgänge ebenfalls hysteresisfrei sein müssen.

Ein gewöhnliches Stück Eisen müssen wir uns nun, ganz im Einklang mit der mikroskopisch nachweisbaren Struktur desselben, als ein unregelmäßiges Konglomerat von nach allen möglichen Richtungen orientierten permanent magnetischen Kristallen vorstellen. Ein äußeres Feld hat also für

Fig. 678.

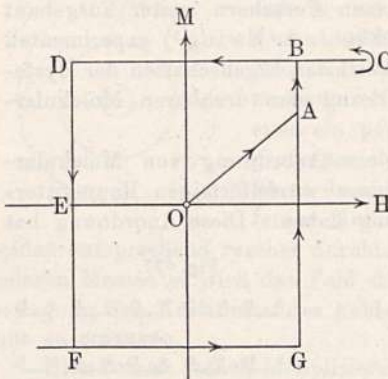
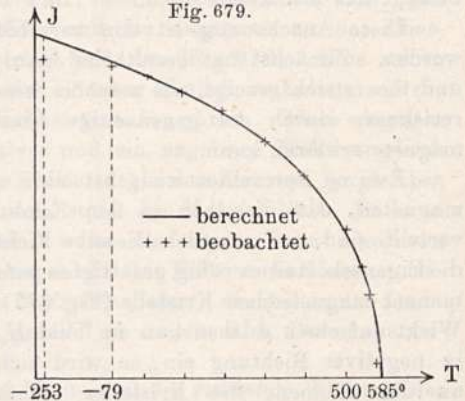


Fig. 679.



jeden dieser Kristalle eine andere Richtung in bezug auf seine Achse. Nimmt man an, daß anfangs alle Richtungen im Raume gleich wahrscheinlich sind, so müssen sich die Wirkungen nach außen hin aufheben, und man kann nun unter Berücksichtigung der auf die einzelnen Richtungen entfallenden Anzahl von Kristallen die Hysteresiskurve des Ganzen berechnen, wenn man sie für den einzelnen Kristall kennt. Ewing hat derartige Berechnungen unter der Annahme kubischer Anordnung der Molekularmagnete innerhalb jedes Kristalls durchgeführt und eine große Ähnlichkeit mit den wirklich beobachteten Kurven gefunden; die bei dieser Berechnung sich ergebende starke Remanenz von etwa 89 Proz. ist in der Tat bei manchen Eisensorten beobachtet worden.

Durch die Ewingsche Theorie werden also die wichtigsten Eigenschaften der Hysteresiskurve erklärt, ohne daß eine die Drehung hindernde Reibung angenommen zu werden braucht. Gleichwohl geht Energie verloren, weil die plötzlich umklappenden Molekeln Schwingungen um ihre neue Gleichgewichtslage ausführen, die durch Ausstrahlung, Induktion usw. gedämpft werden.

Neuerdings hat P. Weiss¹⁾ ähnliche Untersuchungen ausgeführt. Er zeigte, daß die Beobachtungen an wirklichen ferromagnetischen Kristallen (z. B. am Pyrrhotin) sich der skizzierten Anschauung durchaus fügen, indem die Hysteresiskurve eines einzelnen Kristallindividuums bis auf gewisse,

¹⁾ Kurzer Bericht des Autors nebst Angabe der Originalarbeiten in Phys. Zeitschr. 9, 358 (1908).

durch innere Unregelmäßigkeiten, Sprünge usw. bedingte Abweichungen etwa der Fig. 678 entspricht.

Eine neuere exaktere Durchführung und Erweiterung der Ewingschen Theorie durch R. Gans¹⁾ kann hier bloß erwähnt werden.

Ferner hat Weiss die Theorie im Anschluß an Langevin auf die Abhängigkeit des Ferromagnetismus von der Temperatur geprüft. Infolge der Wärmebewegungen stehen die Molekeln nicht in ihrer magnetischen Gleichgewichtslage still, sondern sie schwingen pendelartig um sie hin und her. Je stärker diese Schwingungen sind, desto geringer ist das mittlere Moment der Molekeln; denn da in jedem Augenblick die Abweichungen aus der Ruhelage im Durchschnitt nach allen möglichen Seiten gleichzeitig erfolgen, so werden sich die Wirkungen nach den Querrichtungen gegenseitig aufheben; für die Wirkung nach der Gleichgewichtsrichtung hin kommen aber nur die Projektionen auf diese in Betracht. Es nimmt also der Sättigungswert mit zunehmender Temperatur ab. Es nimmt aber ferner auch die dem jeweiligen Momente proportionale Einwirkung auf die Nachbarmolekeln in gleicher Weise ab, d. h. die Koerzitivkraft wird kleiner und die Permeabilität für schwache Felder größer. Die proportionale Änderung von Sättigung und Koerzitivkraft wurde in der Tat von Weiss am Pyrrhotin beobachtet. Wird endlich die Wärmebewegung so groß, daß die Amplituden der Schwingungen über die Grenzlagen labilen Gleichgewichts hinausgehen — bei einem kubischen Gitter z. B. über 45° Drehung hinaus —, so ist überhaupt keine Remanenz mehr möglich, und auch die temporäre Magnetisierung verläuft von dieser Temperatur ab so, als sei die gegenseitige Einwirkung der Molekeln gar nicht mehr vorhanden; der ferromagnetische Körper hat sich also in einen paramagnetischen verwandelt. Fig. 679 zeigt den Verlauf der Sättigungskurve für Magnetit.

Endlich zeigte Weiss auch, daß gewisse Anomalien der spezifischen Wärme der ferromagnetischen Körper in der Nähe der Temperatur des Verlustes der ferromagnetischen Eigenschaften sich aus dem Temperaturverlauf der magnetischen Sättigung voraussagen ließen.

Wir müssen uns mit diesen wenigen Andeutungen begnügen und im übrigen auf die Originalarbeiten von Weiss verweisen.

¹⁾ Göttinger Nachr., math.-physik. Klasse, S. 197 (1910).

Neuntes Kapitel.

Induktionsströme.

§ 220. **Entstehung von Induktionsströmen; Grundtatsachen der „Voltainduktion“.** Im Jahre 1831 entdeckte Faraday die Fähigkeit elektrischer Ströme, unter gewissen Umständen in benachbarten geschlossenen Leiterkreisen¹⁾ Ströme hervorzurufen; er gab den so entstandenen Strömen den Namen „Induzierte Ströme“ oder „Induktionsströme“.

Die Entdeckung der Induktionsströme ist nicht einem Zufall zu verdanken, sondern die Wirkungen der elektrostatischen und magnetischen Influenz, die magnetische Wirkung elektrischer Ströme und endlich auch gewisse Beobachtungen Aragos (siehe weiter unten § 227) ließen Faraday vermuten, daß ein elektrischer Strom vielleicht auch imstande wäre, in geeigneten Fällen einen anderen Strom zu erzeugen.

Die im folgenden beschriebenen Versuche entsprechen so ziemlich denjenigen, durch welche Faraday in der ersten Reihe seiner Experimentaluntersuchungen²⁾ seine Entdeckungen beschreibt. Der Apparat (Fig. 680) besteht aus zwei Holzrollen³⁾ von 25 cm Länge, die mit je vier Lagen 1 mm dicken isolierten Drahtes bewickelt sind und ineinander gesteckt werden können. Der Hohlraum der inneren Rolle habe etwa 6 cm Durchmesser. Die Spulen sind in der Figur mit I und II bezeichnet und werden im folgenden als „primäre“ und „sekundäre“ Spule unterschieden. Die Wickelungsrichtung sei in beiden Spulen dieselbe. Wir schalten die primäre Spule in einen Stromkreis, der außer der Stromquelle E — 6 bis 8 Volt — noch einen Regulierwiderstand, ein Amperemeter und einen Umschalter U enthält. Die sekundäre Spule ist mit einem Galvanometer, etwa dem in Fig. 593 beschriebenen Vorlesungsinstrument, verbunden; ein Ausschalter A gestattet den Sekundärkreis zu unterbrechen.

Erster Versuch: Wir schließen zuerst den primären Stromkreis und dann erst den sekundären. Das Galvanometer zeigt keinen Ausschlag.

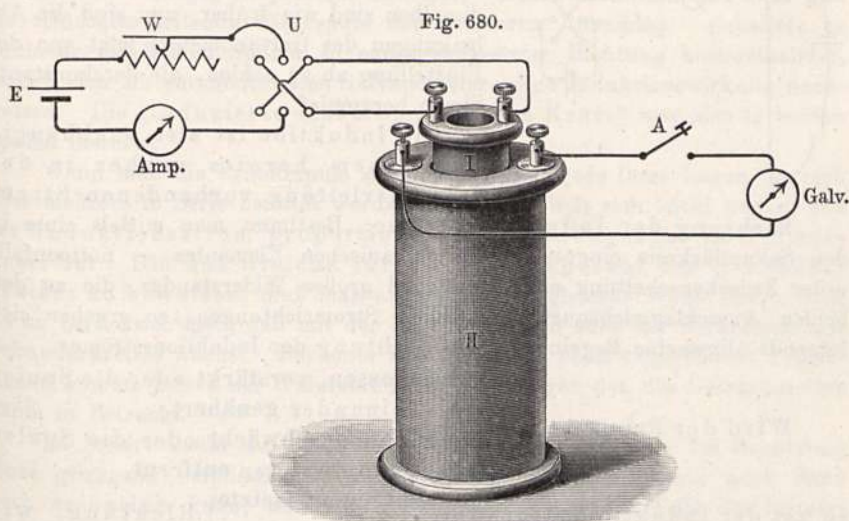
¹⁾ Das Wort Leiterkreis ist hier und im folgenden im gleichen Sinne gebraucht wie Stromkreis, bezieht sich also nur auf die in sich geschlossene Bahn, unabhängig von der Gestalt des Leiters.

²⁾ Ostwalds Klassiker, 81.

³⁾ Für die zunächst folgenden Versuche könnten die Rollen auch aus Metall bestehen; die Verwendung von Holz oder einer anderen isolierenden Substanz macht sie auch für spätere Versuche mit Wechselstrom brauchbar. Metallrollen sind dazu nur zu verwenden, wenn sie der Länge nach aufgeschlitzt sind. Ohne diese Vorsicht würden auch in der Rolle selbst Induktionsströme entstehen, wodurch die Erscheinungen gestört werden.

Eventuelle Wiederholung mit einem hochempfindlichen Spiegelgalvanometer gibt auch keinerlei Wirkung¹⁾.

Zweiter Versuch: Der Sekundärkreis sei von nun ab stets geschlossen. Es entsteht ein plötzlicher Ausschlag des Galvanometers, der aber sofort wieder verschwindet, wenn im Primärkreis der Strom geschlossen, unterbrochen, umgekehrt, oder überhaupt in seiner Stärke geändert wird. Die Richtung



des Ausschlages wechselt mit der Richtung der Stromänderung, die Größe ist der Stromänderung proportional, falls diese sehr rasch, d. h. in einer gegen die Schwingungsdauer des Galvanometers kleinen Zeit erfolgt; so bringt z. B. Stromumkehr die doppelte Wirkung hervor, wie Stromunterbrechung. Dagegen sind die Ausschläge dieselben, wenn etwa ein Strom von 1 Amp. plötzlich geschlossen oder ein beliebiger Strom plötzlich um 1 Amp. vermehrt wird. Gleichgroße, aber umgekehrte Ausschläge erhält man bei plötzlicher Verminderung um 1 Amp. oder bei Unterbrechung von 1 Amp.

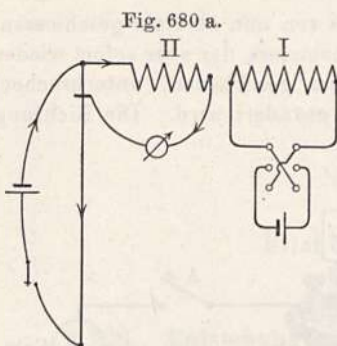
Dritter Versuch: Die beiden Spulen seien zunächst soweit auseinander gezogen, daß beim Schließen des Primärstromes keine merkliche Induktionswirkung mehr wahrnehmbar ist. Schieben wir nun bei unverändertem Primärstrom plötzlich die Spulen aufeinander, so entsteht ein Induktionsstrom von gleicher Größe und Richtung wie im zweiten Versuche beim Schließen des Primärstromes.

Ein gleichgroßer Strom im umgekehrten Sinne entsteht, wenn die Spulen wieder auseinander gezogen werden.

Es ist gleichgültig, welche der beiden Spulen bewegt wird; es kommt nur auf die Anfangs- und Endlage an.

¹⁾ Unruhiges Hin- und Herschwenken des Galvanometers tritt ein, wenn der Strom im Primärkreis nicht völlig konstant ist, wenn also schlechte Kontakte vorhanden, ferner, wenn Eisenteile in der Nähe bewegt werden. Man unterbreche den Sekundärkreis vor dem Ausschalten des Primärstromes.

Vierter Versuch: Wir schalten in die Sekundärleitung eine schwache konstante EMK ein, etwa durch Abzweigung von einem Gleitdraht mittels der



in Fig. 680 a skizzierten Schaltung, so daß das Galvanometer bereits zu Anfang um einige Skalenteile abgelenkt ist. Wenn wir jetzt die Versuche 1. bis 3. wiederholen, so finden wir, daß die Induktionswirkungen genau dieselben sind wie früher, nur sind die Ablenkungen des Galvanometers jetzt von der Einstellung ab zu zählen, die der konstante Strom hervorrief.

Die Induktion ist also unabhängig von einem bereits vorher in der Sekundärleitung vorhandenen Strom.

Richtung der Induktionsströme: Bestimmt man mittels eines in den Sekundärkreis eingeschalteten galvanischen Elementes — nötigenfalls unter Zwischenschaltung eines genügend großen Widerstandes, die zu den beiden Ausschlagsrichtungen gehörigen Stromrichtungen, so ergeben sich folgende allgemeine Regeln über die Richtung der Induktionsströme:

Wird der Primärstrom $\left\{ \begin{array}{l} \text{geschlossen, verstärkt oder die Spulen} \\ \text{einander genähert,} \\ \text{geöffnet, geschwächt oder die Spulen} \\ \text{voneinander entfernt,} \end{array} \right.$

so hat der Induktionsstrom die $\left\{ \begin{array}{l} \text{entgegengesetzte} \\ \text{gleiche} \end{array} \right.$ Richtung, wie der Primärstrom.

Über die Dauer der Induktionsströme geben die bisherigen Versuche nur insoweit Aufschluß, als aus ihnen folgt, daß der induzierte Strom nur sehr kurze Zeit fließen kann, da ja das Galvanometer sofort in seine Ruhelage zurückschwingt. Es liegt die Vermutung nahe, da ja nur Änderungen des Primärstromes induzierend wirken, daß der Induktionsstrom nur solange andauert, wie die Änderung des Primärstromes; also z. B. beim Schließen solange, wie der Primärstrom braucht, um seine volle Stärke zu erreichen. Über die Größe dieser Zeit können wir zunächst nichts weiter aussagen, als daß sie sehr kurz ist.

In höchst eigenartiger Weise ist es Faraday gelungen, zu zeigen, daß der plötzliche Galvanometerausschlag, der ja nach dem in § 119 über das „ballistische Galvanometer“ Gesagten ein Produkt aus Stromstärke mal Zeit mißt, einem sehr kurz dauernden, aber ziemlich starken Strome entspricht. Er ersetzte das Galvanometer durch eine enge Drahtspule, in deren Höhlung er eine Stahlnadel legte. Schickte er nunmehr einen Induktionsstrom hindurch, so erwies sich die Stahlnadel nachher als kräftig magnetisiert; die Magnetisierung hängt aber nur von dem Maximalwert des Stromes in der Spule und fast gar nicht von seiner Dauer ab. Die Anordnung läßt sich offenbar so treffen, daß man durch Vergleichung mit der magnetisierenden Wirkung eines konstanten Stromes die Größe des Maximalwertes des Induktionsstromes messen kann. Kennt man die ballistische Empfindlichkeit des Galvanometers, so kann man auch die ungefähre Dauer des Induktionsstromes berechnen.

Bei Benutzung eines sehr empfindlichen Galvanometers kann man übrigens leicht länger dauernde Induktionsströme erhalten. Man verstärke durch ganz allmähliches Verschieben des Regulierwiderstandes den Primärstrom. Dann fließt der Induktionsstrom solange, wie die Primärstromänderung andauert.

Daß die induzierende Wirkung vom Material der Sekundärspule unabhängig und die Verschiedenheit des Induktionsstromes in Spulen aus verschiedenem Metall, aber gleicher Größe nur durch deren verschiedenen Widerstand bedingt sei, bewies Faraday auf folgende Weise: Er stellte eine Sekundärspule mit zwei nebeneinander verlaufenden, ganz gleichen Wickelungen aus verschiedenartigem Draht, z. B. aus Kupfer und aus Eisen her. Die Ausschläge, die jede für sich gab, waren verschieden und zwar gab die schlechter leitende Eisenspule den kleineren Ausschlag. Schaltete er nunmehr die beiden Spulen in entgegengesetzter Richtung hintereinander, so ließ sich am empfindlichsten Galvanometer keine Induktionswirkung nachweisen. Die „induzierte elektromotorische Kraft“ war also in beiden Spulen dieselbe.

Wenn man die Primärspule so einrichtet, daß jede ihrer Lagen für sich oder mehrere in Serie benutzt werden können, so läßt sich leicht zeigen, daß der Induktionsstrom proportional der Windungszahl im Primärkreis ist. Um das Gleiche für die Windungszahl des Sekundärkreises zu beweisen, muß man auch diesen in gleicher Weise teilen, doch ist zu berücksichtigen, daß mit der Zahl der Lagen auch der Widerstand des Sekundärkreises wächst. Bei einer Spule von den oben angegebenen Dimensionen kommt jedoch der Widerstand der Spule gegen den des Galvanometers kaum in Betracht.

Es bedarf kaum der besonderen Erwähnung, daß man bei Benutzung eines genügend empfindlichen Galvanometers Induktionsströme auch dann noch nachweisen kann, wenn die aufeinander wirkenden Teile des Primär- und Sekundärkreises nur aus je einer einzigen Windung oder aus zwei parallel verlaufenden geraden Drahtstücken bestehen.

Wir wollen die eben beschriebenen durch elektrische Ströme hervorgerufenen Induktionswirkungen nach Faradays Vorschlag als

„Volta-Induktion“

bezeichnen, zur Unterscheidung von der im folgenden Paragraphen zu beschreibenden

„Magnet-Induktion“.

Doch sei bereits hier bemerkt, daß diese Unterscheidung lediglich praktische Bedeutung hat und das Wesen beider Erscheinungsgruppen das gleiche ist.

§ 221. Magnetinduktion. Erster Versuch¹⁾: Wir wiederholen die Versuche 2 und 3 des vorigen Paragraphen, schwächen jedoch den Primärstrom soweit, daß die Induktionswirkung kaum mehr merklich ist. Stecken wir jedoch vorher einen dicken Eisenstab oder ein Bündel aus Eisendrähten in die Höhlung der Primärspule, so wird die Wirkung ganz bedeutend verstärkt. Die Verstärkung kann, wenn das Eisenbündel die Höhlung ganz ausfüllt, mehr als hundertfach sein. Dieselbe Wirkung wie durch Schließen oder Öffnen des Primärstromes bei vorher eingestecktem Eisenkern erhalten wir auch durch Einstecken und Herausziehen des Eisens bei unverändertem Primärstrom.

¹⁾ Anordnung und Reihenfolge der Versuche entsprechen auch hier im wesentlichen den Ausführungen Faradays aus dem Jahre 1831 (Experimentalunters. I, 27 u. ff.).

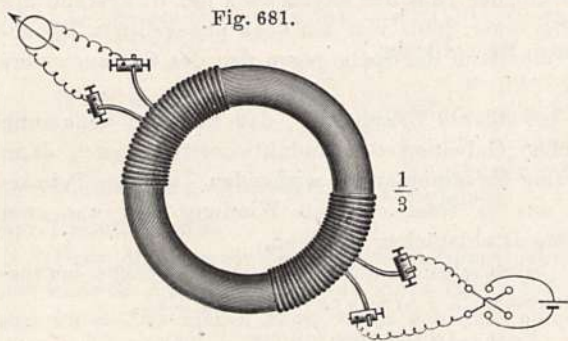
Ein Kontrollversuch mit einem Stabe aus unmagnetischem Metall ergibt keine Wirkung.

Zweiter Versuch: In eine mit dem Galvanometer verbundene Drahtspule (die Sekundärspule des vorigen Versuches) wird ein stabförmiger Stahlmagnet rasch hineingeschoben. Es entsteht ein Ausschlag, und zwar im gleichen Sinne, wie ihn im ersten Versuch ein durch den Primärstrom mit dem Stahlmagnet gleichsinnig magnetisierter Eisenkern erzeugt haben würde. Ein gleichgroßer umgekehrter Ausschlag entsteht beim Herausziehen des Magneten.

Für die Richtung des Ausschlages ist es gleichgültig, von welcher Seite her der Magnet hinein- oder herausgezogen wird. Läßt man also einen Magnet durch die Spule hindurchfallen, so entstehen unmittelbar hintereinander zwei entgegengesetzte Induktionswirkungen; die Nadel erhält nur einen kurzen Ruck zur Seite und kommt sofort wieder in der Nullage zur Ruhe.

Durch Umkehrung der Polrichtung des Magneten kehren sich die Ausschläge um.

Dritter Versuch: Die Induktionsspule wird mit einem Kerne aus weichem Eisen versehen, der beiderseits etwa 10 cm herausragt. Nähert man



einem Ende des Kernes plötzlich einen Magnetpol, so entsteht ein Ausschlag, offenbar, weil das Eisen durch Induktion selbst magnetisch geworden ist. Der Ausschlag ist genau derselbe, wenn man zunächst den Magneten an seine Stelle bringt und dann plötzlich den Eisenstab einschiebt.

Vierter Versuch: Ein eiserner Ring ist mit zwei Drahtspulen (von je etwa 200 Windungen) versehen, von denen die eine mit einer Stromquelle, die andere mit einem Galvanometer verbunden ist (Fig. 681). Wird in der einen ein Strom geschlossen, geöffnet oder umgekehrt, so entsteht in der anderen ein kräftiger Induktionsstrom.

§ 222. Maxwellsche, Lenzsche und Faradaysche Regel. Es gelingt leicht, eine gemeinsame Entstehungsbedingung für sämtliche bisher beschriebenen Fälle von Induktion anzugeben, wenn man von der Betrachtung des in § 221 zuletzt beschriebenen Falles ausgeht. Der ringförmige Elektromagnet besitzt überhaupt keine Pole, seine Wirkung nach außen ist Null, und es existiert außer der Induktionswirkung überhaupt kein Mittel rein elektrischer oder magnetischer Natur, den magnetischen Zustand des Eisens nachzuweisen ¹⁾.

¹⁾ Ein Nachweis auf optischem Wege ist mittels der von Kerr entdeckten Einwirkung auf polarisiertes Licht bei Reflexion an einer magnetisierten Eisensfläche möglich (vgl. Bd. IV, § 540 C.). Die Theorie des „magnetischen Kreises“ (vgl. § 214) zeigt übrigens, daß vollständige Wirkungslosigkeit nach außen hin nur dann vorhanden, wenn der ganze Ring gleichförmig mit der Primärspule bewickelt ist. Die Induktionswirkung wird dadurch jedoch nicht wesentlich geändert.

Es existiert aber eine vom Primärstrom erzeugte Zustandsänderung im Eisen, auf deren Existenz wir nach Analogie mit anderweitig Bekanntem schließen müssen: das sind die magnetischen Induktionslinien im magnetisierten Eisen. Jede Änderung der Primärstromstärke ändert die Zahl der das Eisen und damit auch den Sekundärkreis durchsetzenden Induktionslinien. Betrachtet man nun von diesem Gesichtspunkt aus die in § 220 und 221 beschriebenen Versuche, so findet man allgemein:

A. Ein Induktionsstrom entsteht, wenn der einen Leiterkreis durchsetzende Induktionsfluß sich ändert. Die Richtung des Stromes ist bezüglich des sich ändernden Induktionsflusses $\left\{ \begin{array}{l} \text{positiv} \\ \text{negativ} \end{array} \right\}$ (vgl. § 200), wenn dieser sich $\left\{ \begin{array}{l} \text{vermindert} \\ \text{vermehrt} \end{array} \right\}$. [Maxwellsche Regel.]

Wenn also z. B. das Kraftfeld von einem Strome (Primärstrom) herührt und der Strom geschlossen wird oder an Stärke zunimmt, so muß der Induktionsstrom so gerichtet sein, daß die Linien des Primärstromes für ihn negativ sind. Der Induktionsstrom ist also dem Primärstrom entgegen gerichtet. Wird dagegen der Primärstrom geöffnet oder geschwächt, so ist der Induktionsstrom dem Primärstrom gleichgerichtet. Bezeichnen wir die Induktionsströme in den beiden letzterwähnten Fällen als „Schließungsstrom“ und „Öffnungsstrom“, so erhalten wir die (in § 220 bereits enthaltene) Regel:

B. Der „Schließungsstrom“ hat entgegengesetzte, der „Öffnungsstrom“ gleiche Richtung wie der Primärstrom.

Das Einschieben eines Eisenkernes in die vom Primärstrom durchflossene Spule vermehrt den Induktionsfluß um den Betrag $q \cdot \mu \cdot H'$, wo q der Querschnitt des Kernes, μ seine Permeabilität und H' die Feldstärke im Eisen ist, die im allgemeinen wegen des Entmagnetisierungsfaktors (vgl. § 42 und 212) kleiner ist als die Feldstärke H in der Spule. Da für Eisen μ eine sehr große Zahl, so ist die Verstärkung sehr beträchtlich.

Vergleicht man die oben genannte Maxwellsche Regel mit dem in § 200, Satz D. gegebenen Grundgesetz der Elektrodynamik, so gelangt man leicht zu folgender Regel für die Richtung der Induktionsströme:

C. Wird durch irgendwelche gegenseitige Bewegungen von Leitern, Magneten oder Eisenkernen ein Strom induziert, so ist dessen Richtung derart, daß die auf ihn seitens des induzierenden Stromes oder Magneten ausgeübten elektrodynamischen oder elektromagnetischen Kräfte **hemmend** auf die Bewegung wirken [Lenzsche Regel¹⁾].

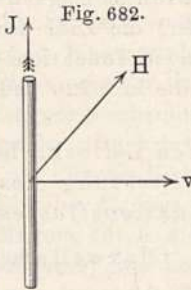
In § 200, Satz C. wurde gezeigt, daß die Änderung des einen Leiterkreis durchsetzenden Induktionsflusses gleich der Zahl der den Leiter selbst schneidenden Induktionslinien sei. Man kann deshalb auch die oben genannte Maxwellsche Regel durch folgenden Satz ersetzen:

D. Ein Induktionsstrom entsteht, wenn ein Leiter bei seiner Bewegung Induktionslinien durchschneidet, oder wenn ein ruhender Leiter von solchen durchschnitten wird [Faradaysche Regel²⁾].

¹⁾ Pogg. Ann. 31, 483 (1834).

²⁾ Experimentaluntersuchungen 1, 114.

Um auch den Fall der Induktion durch einen ruhenden, aber seine Stärke ändernden Strom mit in Satz D. einzubegreifen, muß man mit Faraday sich vorstellen, daß bei der Entstehung eines Stromes dessen Kraftlinien in den Raum hinausgepreßt werden, während sie sich bei Abnahme der Stromstärke in den Draht zusammenziehen (vgl. die Ausführungen am Schluß des § 196).

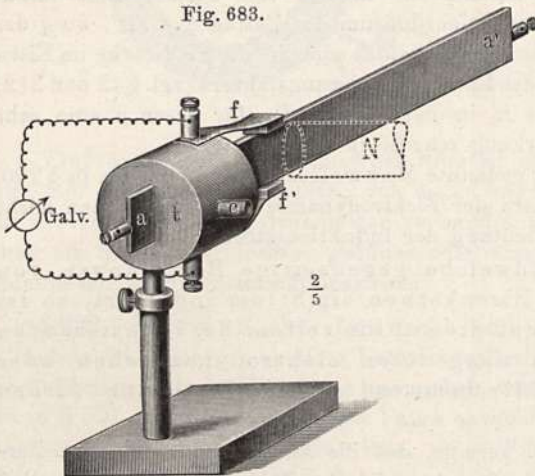


Die Richtung des Induktionsstromes J bei Verschiebung eines Leiters im Felde H ergibt sich durch Vergleichung mit Satz C. so, wie es Fig. 682 zeigt; v ist die Verschiebungsrichtung des Leiters.

Die beiden Sätze A. und D. sind, wie man sieht, ganz analog den Sätzen C. und D. in § 200. Fig. 682 geht aus Fig. 569 hervor, wenn man entsprechend der Lenzschen Regel die Richtung von v an Stelle derjenigen von $-\delta F$ setzt.

§ 223. Faradays Elementargesetz der Induktion. Die zuletzt genannte Faradaysche Form des Induktionsgesetzes gestattet eine Verteilung der an irgend einem Stromkreis im ganzen beobachteten Induktionswirkung auf die einzelnen Teile des Kreises, indem man den Anteil jedes einzelnen Teilstückes nach der Zahl der von ihm geschnittenen Induktionslinien bemißt. Daß eine solche Zerlegung mehr als bloß mathematische Bedeutung hat und vielmehr geradezu zu einem Elementargesetz der Induktion führt, zeigen die folgenden Versuche [nach Faraday¹⁾], durch welche nachgewiesen wird, daß in der Tat ein Strom induziert wird, sowie

Fig. 683.



irgend ein Teil eines Leiterkreises Induktionslinien schneidet, oder von sich bewegenden Induktionslinien durchschnitten wird.

Ein Kupfer- oder Messingstreifen aa' (Fig. 683) von etwa 2 cm Breite und 25 cm Länge kann zwischen zwei amalgamierten Schleifedern f und f' hindurchgezogen werden, von welchen Drähte zu einem empfindlichen Galvanometer²⁾ führen. Die Vorrichtung ist an einem Stativ so befestigt,

daß sie zwischen die Flachpole eines Elektromagneten gestellt werden kann.

a) Die Kraftlinien des Feldes mögen den Blechstreifen senkrecht durchsetzen, also so, wie in der Figur angedeutet, wo einer der Magnetpole punktiert gezeichnet ist. Bei einer gleichmäßigen Verschiebung des Streifens entsteht ein Induktionsstrom, der solange mit konstanter Stärke fließt, wie die

¹⁾ Experimentaluntersuchungen 1, 81 ff.

²⁾ Die Spannungsempfindlichkeit muß etwa gleich 10^{-6} Volt sein.

Verschiebung dauert. Die Stärke des Induktionsstromes wächst mit der Geschwindigkeit der Verschiebung und der Breite des Streifens. Sie ist unabhängig vom Material des Streifens — außer wenn dieser aus ferromagnetischem Material besteht und dadurch den Verlauf des Kraftfeldes verändert.

b) Der Streifen werde so gestellt, daß die Kraftlinien ihn in der Richtung ff' , also in seiner eigenen Ebene durchsetzen; der Messingstift c des hölzernen Trägers t wird zu diesem Zwecke in das Stativrohr gesteckt. Die Induktionswirkung ist Null.

c) Die Zuleitungen zum Galvanometer werden an den Enden des Streifens (bei a und a') befestigt; auch jetzt ist die Wirkung Null (solange die Enden sich praktisch außerhalb des Feldes befinden).

Aus diesen Versuchen folgt, daß in jedem Leiterstück, das sich in einem Magnetfelde bewegt, eine elektromotorische Kraft induziert wird; die Induktionswirkung hat keine Komponente in der Richtung des Feldes (Versuch b) und keine in der Richtung der Bewegung (Versuch c), d. h.:

A. Die in einem bewegten Leiter induzierte EMK steht senkrecht auf der Feld- und auf der Bewegungsrichtung.

d) Ganz ähnliche Wirkungen erhält man mittels eines jeden der in § 203 beschriebenen Rotationsapparate. Dort trat Bewegung ein, weil die beweglichen Stromteile bei ihrer Verschiebung Kraftlinien des festen Magneten durchschnitten. Es muß also auch ein Strom nachweisbar sein, wenn man die Stromquelle durch ein Galvanometer ersetzt und den Apparat mit der Hand dreht. Die Richtung des Induktionsstromes ist umgekehrt, wie diejenige eines von außen zugeleiteten Stromes, der eine Drehung im gleichen Sinne erzeugen würde (vgl. die Lenzsche Regel in § 222).

Die auf diese Weise erzeugten Induktionsströme sind, da die Kraftlinien dauernd in gleichem Sinne und in gleicher Anzahl geschnitten werden, kontinuierlich, bringen also einen dauernden Ausschlag des Galvanometers hervor.

Da bei den meisten der in § 203 genannten Apparate der Induktionsfluß durch den Stromkreis sich gar nicht bei der Bewegung ändert, so ist hier die Maxwellsche Fassung des Induktionsgesetzes nicht unmittelbar anwendbar. Die Faradaysche Fassung dagegen bewährt sich auch hier; sie ist also die bessere, da sie die andere mit umfaßt und auch dort brauchbar bleibt, wo jene versagt.

Das Induktionsgesetz gab Faraday die Veranlassung, die magnetischen Kraftlinien, die zunächst nur die Richtung der magnetischen Kraft darstellen, auch als ein Maß der magnetischen Kraft zu betrachten. Die weitere Ausführung dieses Gedankens durch Maxwell ist bereits im zweiten Kapitel beschrieben.

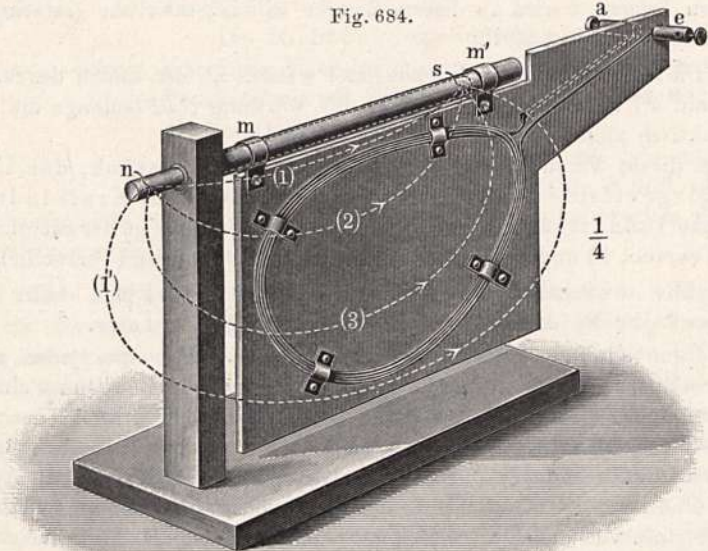
Bei den beiden in Fig. 599 und 600 dargestellten Rotationsapparaten war in § 203 die Frage erörtert worden, ob das Kraftfeld eines drehenden Magneten bei einer Rotation dieses um seine Achse mitrotiere oder nicht. Dieselben Betrachtungen, die dort angestellt sind, gelten auch hier. Es ist nach dem Faradayschen Gesetz ganz gleich, ob die als rotierend angenommenen Kraftlinien in den festen Leiterteilen induzieren, oder ob die Induktionswirkung in den an der Stromleitung beteiligten Teilen des rotierenden Magneten erfolgt, indem diese das als feststehend angenommene Kraftfeld durchschneiden.

Es sei noch nebenbei erwähnt, daß man für die ganze Gruppe der kontinuierlichen Induktionswirkungen durch Rotationsapparate den Namen „Unipolare Induktion“ eingeführt hat; diese Bezeichnung hat lediglich historische Bedeutung und entspricht nicht mehr der jetzigen Auffassung.

Wir wollen nunmehr den zahlenmäßigen Zusammenhang zwischen der induzierten EMK und den Variablen: Feldstärke, Geschwindigkeit und Drahtlänge untersuchen und uns dabei möglichst der von Faraday¹⁾ im Jahre 1851 entwickelten Methoden bedienen.

An einem Holzgestell (Fig. 684) ist eine Messingröhre mm' befestigt, in welche ein runder Stabmagnet ns genau hineinpaßt. An der Röhre ist ein

Fig. 684.



Holzbrett drehbar aufgehängt, an welchem mittels Heftnägeln ein mehrfach (50 bis 100 Windungen) gewundener Draht $abcde$ von beliebiger Form befestigt werden kann. Von den Enden a und e führt eine sorgfältig verseilte Leitung zu einem möglichst empfindlichen Galvanometer.

Wenn wir nun das Brett drehen, während der Magnet in der Röhre steckt, so erhalten wir nicht die Spur eines Induktionsstromes, obgleich sämtliche Teile des bewegten Drahtes Kraftlinien durchschneiden. Dagegen erhalten wir einen Strom, wenn wir dem Magneten irgend eine Stellung außerhalb der Drehungsachse geben²⁾.

Nun ist es klar, daß im ersten Falle jede Kraftlinie (in der Figur punktiert angedeutet) den Draht entweder gar nicht (1 und 1') oder aber gleichoft in entgegengesetztem Sinne (2 und 3) schneidet. Wenn also in solchem Falle die Wirkung bei jeder beliebigen Form des Drahtes Null ist, so bleibt nur eine Möglichkeit übrig, nämlich:

Die Stärke der induzierten EMK ist nur von der Zahl der pro Sekunde geschnittenen Kraftlinien abhängig.

Welcher Art diese Abhängigkeit, folgt aus den Versuchen der Paragraphen 220 und 221. Dort fand der ganze Induktionsvorgang in einer gegen die Schwingungsdauer des Galvanometers kleinen Zeit statt; die Wirkung

¹⁾ Experimentaluntersuchungen 28, 3091 u. ff.

²⁾ Nachtrag während der Korrektur: Es ist besser, die Achse des Apparates in die magnetische Inklinationsrichtung zu stellen, weil sonst der Erdmagnetismus induzierend wirkt (s. weiter unten § 226).

auf das Galvanometer ergab sich als unabhängig vom zeitlichen Verlauf der induzierenden Bewegung oder Stromänderung, so daß nur der Anfangs- und Endzustand maßgebend waren.

Das Galvanometer wirkt in den betrachteten Fällen als ballistisches, d. h. es mißt die Zeitsumme des Stromes: $\sum J \cdot \delta t$ oder was dasselbe ist, die Elektrizitätsmenge Q , die den Leiter durchflossen hat. Diese ist aber, da der Widerstand sich während des Vorganges nicht ändert, proportional der Zeitsumme der EMK, also: $\sum J \delta t = \frac{1}{W} \sum E \delta t = Q$.

Nehmen wir also etwa an, daß eine bestimmte Anzahl von Kraftlinien einmal in einer Sekunde, das andere Mal in zwei Sekunden geschnitten wird, so muß, wenn E_1 und E_2 die EMK in beiden Fällen bedeutet, die Zeitsumme in beiden Fällen dieselbe sein, also: $E_1 \cdot 1 = E_2 \cdot 2$ oder $E_1/E_2 = 2/1$; in Worten:

B. Die induzierte EMK ist proportional der pro Zeiteinheit geschnittenen Zahl von Kraftlinien (Faradaysches Gesetz).

Der Wert des Proportionalitätsfaktors wird im folgenden Paragraphen ermittelt werden.

Eine Abhängigkeit von der Schnelligkeit des Vorganges zeigt sich bei solchen Wirkungen, die von dem Momentanwert des Stromes abhängen, z. B. bei den magnetischen Wirkungen des Induktionsstromes (vgl. § 220).

Eine ebenfalls die momentane Stromstärke angehende Wirkung ist das Auftreten eines Funkens bei Unterbrechung eines Induktionsstromes im Augenblick seiner größten Stärke.

Ein einfacher Versuch nach Faraday (Experimentaluntersuchungen 2, 153) besteht darin, daß der Anker eines kräftigen Hufeisenmagneten (oder Elektromagneten) mit einer Drahtspule umgeben wird, deren amalgamierte Enden leicht gegeneinander federn. Beim plötzlichen Aufsetzen oder Abreißen des Ankers trennen sich die Enden und es entsteht ein heller Funke, ein Beweis, daß der Strom im Augenblick der Unterbrechung ziemlich kräftig sein mußte.

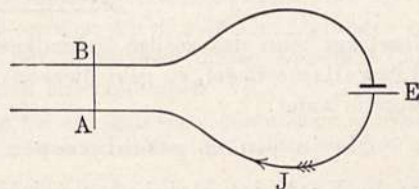
§ 224. Anwendung des Energiegesetzes [Helmholtz¹⁾]; Berechnung der induzierten EMK in absolutem Maß; Maxwells Elementargesetz. Ein Stromkreis vom Widerstande W (Fig. 685) enthalte ein galvanisches Element E , dann ist:

$$E = J W \text{ oder } EJ = J^2 W \dots \dots \dots (1)$$

$E \cdot J$ ist die pro Sekunde von dem Element gelieferte Arbeit; diese Arbeit wird völlig zur Erzeugung der Jouleschen Wärme $J^2 W$ verbraucht.

Ein beliebiger Teil AB des Stromkreises sei verschiebbar und befinde sich in einem Magnetfeld. Wenn bei einer Verschiebung pro Sekunde N Kraftlinien geschnitten werden und die Bewegung im Sinne der auf AB wirkenden elektromagnetischen Kräfte erfolgt, so wird pro Sekunde eine Arbeit $A = J \cdot N$ gewonnen.

Fig. 685.



Auch diese Arbeit kann keine andere Quelle haben, als die Vorgänge in dem stromliefernden Element. Dessen Arbeit ist aber nach wie vor gleich

¹⁾ „Über die Erhaltung der Kraft“ 1847. Ostwalds Klassiker Nr. 1.

$E \cdot J$; es kann also jetzt das Ohmsche Gesetz in der Form der Gl. (1) nicht mehr gelten, sondern es muß sein:

$$EJ = J^2 W + J \cdot N \dots \dots \dots (2)$$

oder

$$J = \frac{(E - N)}{W} \dots \dots \dots (3)$$

Der Strom wird also geschwächt, wenn ein Teil des Stromkreises sich unter dem Einfluß elektromagnetischer Kräfte bewegt; der Leiterkreis verhält sich so, als ob sich in ihm außer dem galvanischen Element noch eine diesem entgegenwirkende EMK befände, die wir als die

„Elektromotorische Kraft der Induktion“

oder kurz die „induzierte EMK“ bezeichnen wollen.

Würde man umgekehrt durch Antrieb von außen das Stück AB entgegen den elektromagnetischen Kräften bewegen, so würde der Strom verstärkt werden und wir erhielten:

$$J = (E + N)/W \dots \dots \dots (3')$$

Da nun Gl. (3) für jeden beliebigen Wert von E gelten muß, so muß sie auch für $E = 0$ gültig sein und wir erhalten als mathematischen Ausdruck des Induktionsgesetzes:

$$\underline{E_{\text{induziert}}} = -N \dots \dots \dots (4)$$

Hierin ist N die Zahl der pro Sekunde geschnittenen Induktionslinien. Das negative Vorzeichen soll die bewegungshemmende Richtung von E andeuten.

Der in § 223 noch unbestimmt gelassene Proportionalitätsfaktor des Faradayschen Gesetzes ist also gleich Eins zu setzen.

Wenn sich ein Draht von der Länge l mit der Geschwindigkeit v senkrecht zu seiner eigenen Längsrichtung in einem Magnetfeld H bewegt, das auf dem Drahte und auf der Bewegungsrichtung senkrecht steht (vgl. Fig. 682), so durchschneidet dabei jeder Zentimeter des Drahtes pro Sekunde vHl Kraftlinien. Die in jedem Zentimeter induzierte EMK ist also:

$$E = v \cdot H \cdot l \dots \dots \dots (5)$$

Die Gleichungen (3) bis (5) gelten zunächst nur für das absolute Maßsystem, für welches $E \cdot J$ die Stromarbeit in Erg darstellt. Da nun die praktische Spannungseinheit, das Volt, 10^8 mal größer ist als die absolute, so erhält man:

$$\underline{E_{\text{Volt}}} = -N \cdot 10^{-8} \dots \dots \dots (6)$$

Überträgt man das soeben gefundene Resultat auf die in § 222 abgeleitete Maxwellsche Regel, so geht diese in das Maxwellsche Gesetz über, das in Worten lautet:

Die in einem geschlossenen Kreise induzierte elektromotorische Kraft ist gleich der zeitlichen $\left. \begin{matrix} \text{Abnahme-} \\ \text{Zunahme-} \end{matrix} \right\}$ geschwindigkeit des $\left. \begin{matrix} \text{positiven} \\ \text{negativen} \end{matrix} \right\}$ „wirksamen Induktionsflusses“ durch den Kreis.

(Man vergleiche Satz D. in § 200, wobei jedoch gemäß § 201 das Wort Kraftfluß durch Induktionsfluß zu ersetzen ist.)

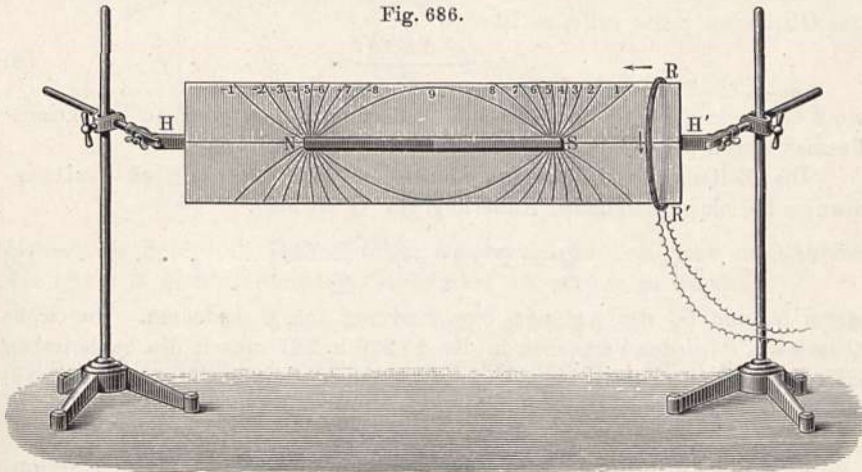
Umschlingt eine Kraft­röhre mehrere Windungen des Stromkreises, so ist sie bei Berechnung auch entsprechend mehrfach in Rechnung zu setzen, da sie ja jede Windung einmal geschnitten hat. Es gilt also:

$$\text{„Wirksamer Induktionsfluß“} = \text{„Induktionsfluß“} \\ \times \text{Umschlingungszahl,}$$

in diesem Sinne wird der Ausdruck auch fernerhin gebraucht werden.

Da die gegebenen Beweise dieses Satzes zwar durchaus streng, aber doch im ganzen mehr indirekter Natur sind, so sei hier noch ein Demonstrationsversuch (nach Pfaundler) angegeben. Ein Magnet NS ist, wie Fig. 686 zeigt, auf einem Holzbrett derart befestigt, daß eine mit einem Galvanometer verbundene Draht-

Fig. 686.



spule RR darüber geschoben werden kann. Die aufgezeichneten Kraftlinien sind entsprechend der Fig. 24, § 15 konstruiert, so daß durch ihre Rotation um die Magnetachse das Feld in 10 Räume geteilt wird, durch deren jede $\frac{1}{10}$ sämtlicher Kraftlinien geht. Verschieben wir den Magneten von rechts nach links ruckweise um den Abstand zweier Linien, so entsteht jedesmal ein Stromstoß gleicher Stärke und zwar in der Pfeilrichtung über der rechten Hälfte, entgegengesetzt über der linken Hälfte des Magneten. Bei gleichmäßiger Verschiebung erreicht der Strom ein Maximum bei 5, nimmt auf Null ab bei 9 und wächst bis zu einem zweiten negativen Maximum bei -5 .

Da die induzierte EMK sich als unabhängig vom Material ergab, so müssen wir mit Faraday¹⁾ annehmen, daß auch in einem Nichtleiter eine Induktionswirkung zustande kommt, natürlich kann in einem solchen kein eigentlicher Strom entstehen, sondern nur ein elektrostatisches Feld, von welchem Maxwell annimmt, daß es dem durch statische Ladungen erzeugten durchaus wesensgleich sei. Die Richtigkeit dieser Annahme folgt aus den im Kapitel XI zu besprechenden Erscheinungen.

In dem eben gefundenen Gesetze ist für den Fall eines Nichtleiters an Stelle der EMK der Begriff „Liniensumme“²⁾ aller elektrischen Kräfte längs eines geschlossenen Weges zu setzen.

Bezeichnet man die Komponenten der elektrischen Kraft an irgend einer Stelle mit E_x , F_y und E_z (in elektromagnetischem Maße), mit B_x , B_y und B_z die Komponenten des Induktionsflusses an derselben Stelle, und endlich mit $\oint (B_x)$ usw.

¹⁾ Experimentaluntersuchungen 28, 3173.

²⁾ Über die Bedeutung dieses Wortes vgl. § 193, Satz C.

die zeitliche Änderungsgeschwindigkeit, d. h. die Änderung pro Sekunde, so erhält man durch ähnliche Überlegungen, wie in § 193 u. 28 die drei Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \delta_y(E_z) - \delta_z(E_y) &= -\delta_t(B_x) \\ \delta_z(E_x) - \delta_x(E_z) &= -\delta_t(B_y) \\ \delta_x(E_y) - \delta_y(E_x) &= -\delta_t(B_z) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Dies ist das zweite Tripel der Maxwell-Hertz'schen Gleichungen. Das erste Tripel ist bereits am Schluß des § 193 abgeleitet. Eine Erweiterung auch der Gl. (21) des § 193 für Nichtleiter wird im Kapitel XI erfolgen. Mit den so erweiterten ersten drei Gleichungen zusammen bilden die obigen drei die Grundlage von Maxwells „elektromagnetischer Lichttheorie“.

Nimmt man an, daß für den induzierten Strom J in jedem Augenblicke das Ohmsche Gesetz gelte, so ist

$$J = \frac{-\delta G / \delta t}{w} \dots \dots \dots (8)$$

wo δG die in der Zeit δt erfolgende Änderung des „wirksamen Induktionsflusses“ durch den Kreis.

Die „Zeitsumme“ des Stromes oder die gesamte bewegte Elektrizitätsmenge bei einer plötzlichen Änderung von G ist also:

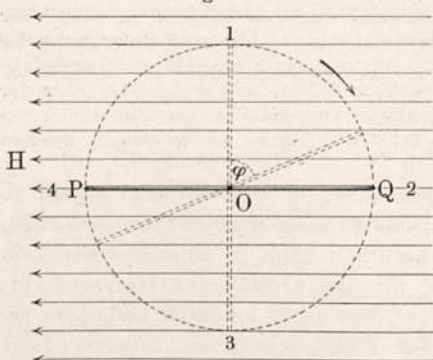
$$Q = \Sigma J \delta t = \frac{G_1 - G_2}{w} \dots \dots \dots (9)$$

wobei G_1 und G_2 den Anfangs- bzw. Endwert von G bedeuten. Die Größe Q ist es, die bei den Versuchen in den §§ 220 u. 221 mittels des ballistischen Galvanometers beobachtet wurde. Auf Gl. (9) beruht die in § 208, Abschnitt (d) beschriebene Induktionsmethode zur Messung magnetischer Felder.

§ 225. Rotierende Spule im homogenen Feld; Wechselstrom.

In Fig. 687 möge PQ von oben gesehen einen kreisförmigen Leiter darstellen, der in einem homogenen Magnetfelde H um eine zu den Kraftlinien senkrechte Achse O rotieren kann.

Fig. 687.



Ist F die vom Leiter umrandete Fläche, so ist der Kraftfluß G durch die Fläche ein Maximum, nämlich $G = \frac{1}{2} F.H$, wenn sich P in den Stellungen 1 und 3 befindet; der Kraftfluß ist gleich Null in den Stellungen 2 und 4. Wie leicht zu sehen, ändert sich G bei einer Umdrehung wie der Sinus von $(90^\circ - \varphi)$, oder wie der Cosinus von φ , er läßt sich also durch eine Sinuskurve

(Fig. 688) darstellen. Es ist:

$$G = F.H.\cos\varphi \dots \dots \dots (1)$$

Die induzierte EMK ist in jedem Augenblick gleich der Abnahmegeschwindigkeit von G , also gleich:

$$E = -\delta G / \delta t = -\delta (FH \cos \varphi) / \delta t = -FH.\delta(\cos \varphi) / \delta t \dots (2)$$

¹⁾ Ein exakterer Beweis mit Berücksichtigung der „Selbstinduktion“ (s. § 228) wird weiter unten in § 229 gegeben werden.

Nun ist aber

$$\begin{aligned} \delta(\cos \varphi) &= \cos(\varphi + \delta \varphi) - \cos \varphi \\ &= \cos \varphi \cdot \cos \delta \varphi - \sin \varphi \cdot \sin \delta \varphi - \cos \varphi \\ &= -\sin \varphi \cdot \delta \varphi, \end{aligned}$$

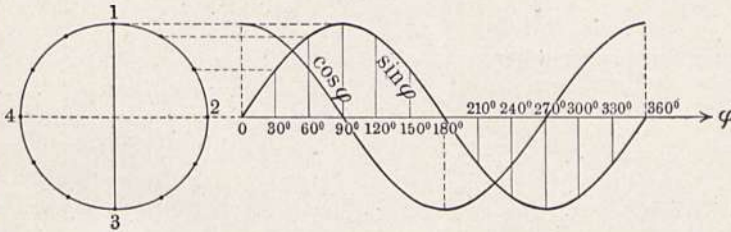
denn

$$\cos \delta \varphi = 1 \quad \text{und} \quad \sin \delta \varphi = \delta \varphi,$$

also wird

$$E = F \cdot H \cdot \sin \varphi \cdot \delta \varphi / \delta t \dots \dots \dots (3)$$

Fig. 688.



Rotiert die Spule mit gleichförmiger Geschwindigkeit, so legt sie während der Dauer T einer Umdrehung den Winkel 2π zurück, es ist also:

$$\delta \varphi / \delta t = 2\pi / T \quad \text{und} \quad \varphi = 2\pi t / T \dots \dots \dots (4)$$

wenn die Zeit t von der Stellung 1 ab gerechnet wird. Somit wird:

$$E = \frac{2\pi}{T} \cdot F \cdot H \cdot \sin(2\pi t / T) \dots \dots \dots (5)$$

und

$$G = F \cdot H \cdot \cos \frac{2\pi t}{T} \dots \dots \dots (6)$$

Die EMK schwankt also zeitlich wie eine Sinuskurve, welche hinter derjenigen des Kraftflusses G um eine Viertelperiode zeitlich zurückbleibt (vgl. Fig. 688). Ihr Maximalwert oder ihre

„Amplitude“

beträgt $\pm \frac{2\pi FH}{T}$. Die Amplitude wächst also proportional der Umlaufgeschwindigkeit.

Wenn statt eines einzelnen Leiters eine aus vielen Windungen bestehende Spule rotiert, so addieren sich natürlich die Wirkungen sämtlicher Windungen und es bedeutet dann F die Summe aller Flächeninhalte, die sogenannte

„Windungsfläche“

der Spule.

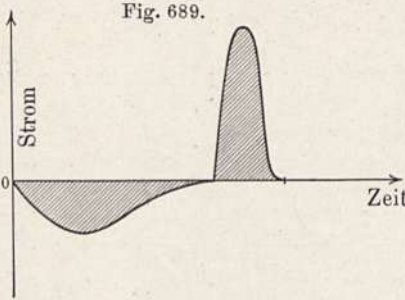
In ähnlicher Weise wie die EMK ändert sich natürlich auch die Stromstärke während jeder Umdrehung, doch tritt unter Umständen noch eine mehr oder weniger große zeitliche Verschiebung des Strommaximums infolge der „Selbstinduktion“ (siehe § 228) auf, worauf im Kapitel XI näher eingegangen werden soll.

Man bezeichnet einen Strom, dessen Stärke und Richtung mit der Zeit periodisch veränderlich ist, als einen

„Wechselstrom“.

Die meisten Apparate, in welchen durch Induktion elektrische Ströme erzeugt werden, liefern derartige Wechselströme, die jedoch durch besondere Vorrichtungen in gleichgerichtete Ströme verwandelt werden können.

Der zeitliche Verlauf des Wechselstroms kann ganz beliebig sein und hängt davon ab, in welcher Weise der Kraftfluß sich mit der Zeit ändert.



Da dieser jedoch in jedem Falle zwischen zwei Grenzwerten G_1 und G_2 hin- und herschwankt, so muß nach Gl. (9) in § 224 die Zeitsumme des positiven Stromanteils gleich derjenigen des negativen sein. Trägt man den Stromverlauf graphisch auf (Fig. 689), so müssen demnach die Inhalte der vom positiven und vom negativen Stromanteil eingeschlossenen Flächen

dieselbe Größe haben. In der Figur ist der Verlauf des Stromes dargestellt, der in einem sogenannten „Induktionsapparat“ (s. § 235) erzeugt wird. Der kurz dauernde positive Teil hat eine größere Maximalintensität, als der langdauernde negative. Die von ihnen eingeschlossenen (schraffierten) Flächen haben aber gleichen Inhalt.

Theoretisch und praktisch von besonderer Wichtigkeit sind die Verhältnisse bei dem durch Gl. (5) dargestellten

„Sinusförmigen Wechselstrom“,

dessen Eigenschaften ein Teil des Kapitels XI gewidmet werden soll (siehe auch den dritten Versuch des folgenden Paragraphen).

§ 226. Erdinduktor; absolute Ohmbestimmung. Kurz nach seiner Entdeckung der Induktionsströme wies Faraday¹⁾ nach, daß auch der Erdmagnetismus imstande sei, Induktionsströme zu erzeugen. Zum Nachweis bedient man sich am einfachsten einer über ein leichtes Holzgestell gewundenen quadratischen Spule von etwa 50 cm Seitenlänge und 15 bis 30 Windungen (Fig. 690).

Erster Versuch: Wir verbinden die Spule mit einem empfindlichen Galvanometer von kleinem Widerstand und mindestens 5 bis 10 Sekunden Schwingungsdauer, legen die Spule flach auf den Tisch und drehen sie plötzlich um eine ihrer Seiten um 180° , so daß oben und unten vertauscht wird. Es entsteht ein Ausschlag des Galvanometers; der Induktionsstrom rührt von der vertikalen Komponente H_v des Erdfeldes her, die Änderung des Kraftflusses beim Umkehren der Spule beträgt $2FH_v$.

Bei einem Versuch betrug die Fläche der Spule $0,25 \text{ qm} = 2500 \text{ qcm}$, die Windungszahl 15, also $F = 37\,500 \text{ qcm}$. H_v war gleich $0,44$, somit $2FH_v = 33\,000 = 33\,000 \cdot 10^{-8} \text{ Voltsekunden} = 330 \text{ Mikrovoltsekunden}$. Die ballistische Empfindlichkeit des Galvanometers war zu $2,25$ Skalenteile pro Mikroampere Sekunde bestimmt worden, der Widerstand des ganzen Kreises betrug 200 Ohm . Der zu erwartende Ausschlag betrug also $\frac{330}{200} \cdot 2,25 = 37,2$ Skalenteile, während die Beobachtung $36,5$ ergab.

¹⁾ Experimentaluntersuchungen 2, 140 u. ff.

Zweiter Versuch: Wir stellen die Spule senkrecht und zwar so, daß ihre Ebene senkrecht zur Richtung des magnetischen Meridians, also ungefähr parallel der Ostwestrichtung ist.

Bei plötzlicher Drehung um 180° um eine vertikale Achse erhalten wir einen Ausschlag; der Ausschlag ist kleiner als beim ersten Versuch, weil jetzt nur die — in mittleren geographischen Breitenlagen — kleinere Horizontalkomponente H_h des Erdmagnetismus wirkt.

Wie leicht zu sehen, muß das Verhältnis beider Ausschläge gleich demjenigen von $H_v/H_h = \operatorname{tg} i$ sein, wenn i der magnetische Inklinationwinkel (vgl. § 20).

Fig. 691 zeigt den von W. Weber ¹⁾ zur genaueren Ausführung der Inklinationsmessung erdachten Erdinduktor in neuerer Ausführung ²⁾. Das Prinzip des Apparates entspricht durchaus demjenigen der oben beschriebenen Versuche; nur

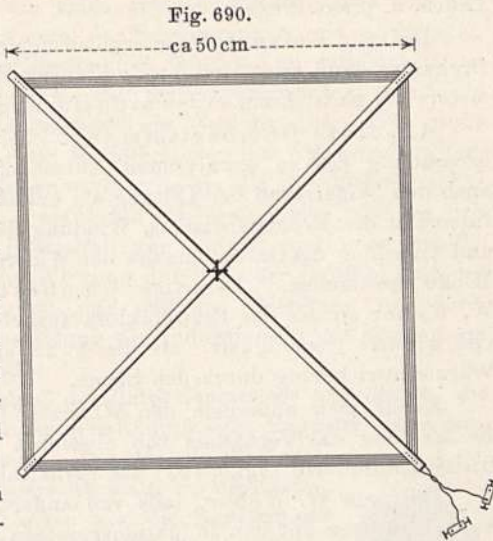
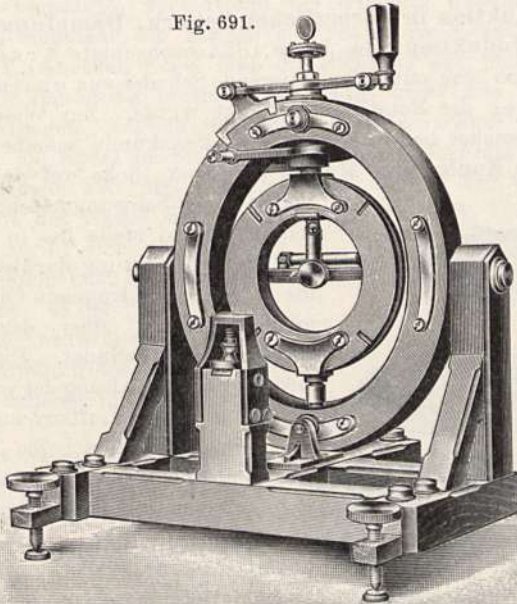


Fig. 691.



sind eine Reihe von Vorrichtungen angebracht, die eine genaue Einstellung der Achse in die senkrechte und wagerechte Richtung, Orientierung bezüglich

¹⁾ Pogg. Ann. 90, 209 (1853).

²⁾ Hartmann u. Braun in Frankfurt a. M.

des magnetischen Meridians und genaue Begrenzung der Drehung auf 180° gestatten. Näheres über die Verwendung des Erdinduktors s. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik.

Dritter Versuch: Wir erteilen der Spule eine gleichförmige langsame Drehung, dann zeigt der hin- und herwandernde Lichtzeiger des Galvanometers die Entstehung eines sinusförmigen Wechselstromes an.

Absolute Ohmbestimmung. Bei der oben ausgeführten Vorberechnung des zu erwartenden Ausschlages am Galvanometer kann man auch den Widerstand der Leitung als unbekannte Größe behandeln, und aus Intensität des Erdmagnetismus, Windungsfläche, ballistischer Empfindlichkeit und Ausschlag des Galvanometers den Widerstand der Leitung in absolutem Maße bestimmen. Derartige Ohmbestimmungen sind zuerst von W. Weber mittels des Erdinduktors ausgeführt worden. Sie gestatten eine viel größere Genauigkeit, als die § 122 angedeutete Messung mittels der Wärmeentwicklung durch den Strom.

Kennt man außerdem den Widerstand in Siemenseinheiten, so ergibt die Messung das Verhältnis von absoluten zu Siemenseinheiten, oder nach Division durch 10^9 (vgl. § 122) das Verhältnis von Ohm und Siemenseinheiten.

Teils von W. Weber, teils von anderen Autoren sind noch eine große Anzahl anderer auf den Induktionsgesetzen beruhender Methoden zur Ohmbestimmung ausgearbeitet worden. Näheres darüber findet man in einer Zusammenstellung von Dorn¹⁾, sowie in Kohlrauschs Lehrb. d. prakt. Physik.

§ 227. Induktion in körperlichen Leitern; Dämpfung von Schwingungen durch Induktion.

Im Jahre 1824 beobachtete Arago²⁾, daß eine Magnetonadel durch eine unter ihr rotierende Scheibe aus unmagnetischem Metall in Richtung der Rotation abgelenkt wurde. Zur Wiederholung des Aragoschen Versuches befestigte man eine kreiskunde Scheibe aus reinem (elektrolytischem) Kupfer von etwa 3 bis 4 mm Dicke auf der senkrechten



Fig. 692.

Achse einer Schwungmaschine (vgl. Bd. I, Fig. 130) und stelle die in Fig. 692 dargestellte Vorrichtung darüber, so daß die die Magnetonadel tragende Glasscheibe sich möglichst dicht über der rotierenden Kupferscheibe befindet. Die Glasscheibe dient nur zur Abhaltung der von der Kupferscheibe erzeugten Luftströmungen. Wenn man nun die Kupferscheibe dreht, so wird

die Magnetonadel in der Drehungsrichtung abgelenkt, um so mehr, je rascher die Drehung; übersteigt die Geschwindigkeit einen gewissen Betrag, so gerät auch die Nadel in dauernde Rotation.

Arago glaubte diese Erscheinungen nicht anders erklären zu können, als durch die Annahme, daß eine rotierende Metallmasse infolge der Drehung in ganz besonderer Weise magnetisch influenzierbar werde und bezeichnete die Erscheinung deshalb als

„Rotationsmagnetismus“.

¹⁾ Wiss. Abh. d. Phys. Techn. Reichsanstalt 2, 257 (1895).

²⁾ Ann. de chim. et phys. 27, 363 (1824); 28, 325 (1825); Pogg. Ann. 3, 34 (1825).

Er fand ferner, daß auch umgekehrt eine schwingende Magnetnadel von einer ruhenden Metallmasse beeinflusst wurde; lenkt man z. B. bei dem eben beschriebenen Apparat die Nadel um einen gewissen Betrag, etwa um 90° aus der Ruhelage und zählt die Anzahl der Schwingungen, die nötig sind, um die Schwingungsweite auf einen bestimmten Bruchteil zu verkleinern, so findet man eine viel raschere Abnahme der Schwingungsweiten, wenn die Kupferscheibe sich unter der Nadel befindet, als ohne dieselbe. Eine große Anzahl von anderen Autoren erdachter Modifikationen des Aragoschen Versuches können hier füglich übergangen werden, da sie alle ihre lückenlose Erklärung durch den von Faraday¹⁾ geführten Nachweis finden, daß es sich hier nur um einen besonderen Spezialfall von Induktionsströmen handle. Faraday zeigte, daß die Stärke der Wirkung durchaus der Leitfähigkeit des rotierenden Körpers proportional sei, und daß die Ablenkung nur dann zustande komme, wenn die zur Ausbildung der Induktionsströme nötigen geschlossenen Bahnen vorhanden sind.

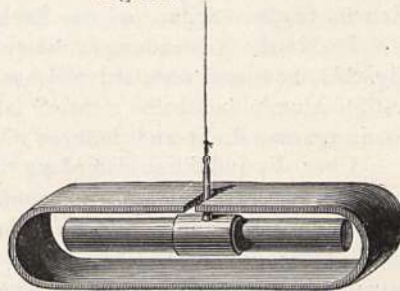
In Fig. 693 ist z. B. der Verlauf der Induktionsströme angedeutet, die in der rotierenden Kupferscheibe unter dem Einfluß eines Magneten entstehen, dessen Pole sich bei *a* und *b* befinden. Die stärkste Wirkung findet offenbar längs des Durchmessers *ab* statt, wo die Kraftlinien die Scheibe senkrecht durchsetzen und die Bewegungsrichtung senkrecht zu den Kraftlinien ist. Die übrigen Teile der Scheibe dienen hauptsächlich als Schließungsbogen für den Strom. Als nun Faraday in die Scheibe eine Anzahl radialer Schnitte einsägte, verschwand die Wirkung so gut wie ganz, weil nunmehr die Ströme sich nicht mehr ausbilden konnten.

Fig. 693.



Nach der Lenzschen Regel muß die Richtung der Ströme eine solche sein, daß sie die Bewegung hemmt. Die Nadel wirkt also auf die Scheibe der Drehung entgegen, folglich nach dem Newtonschen Reaktionsprinzip die Scheibe auf die Nadel im Sinne der Drehung. Im Falle die Nadel über der ruhenden Scheibe schwingt, hat man sich das in Fig. 693 gezeichnete Stromsystem mit der Nadel mitgehend zu denken. Die Verkleinerung der Schwingungen ergibt sich sofort aus der bewegungshemmenden Richtung der Induktionsströme; es ist ja die kinetische Energie der schwingenden Nadel, die unter Vermittelung der induzierten Ströme in der Scheibe in Wärme verwandelt wird.

Fig. 694.



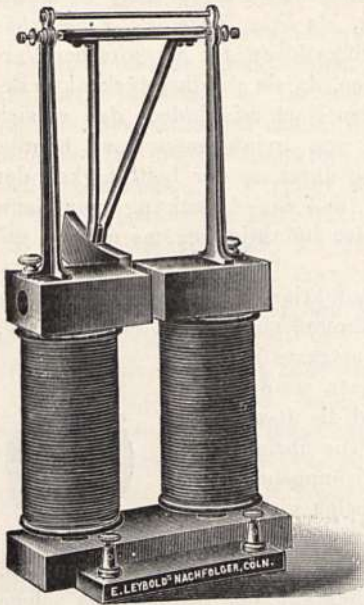
Von dieser dämpfenden Wirkung wird bei Nadelgalvanometern vielfach Gebrauch gemacht (vgl. § 119, Fig. 389 und 392). Zu Demonstrationszwecken eignet sich auch die Anordnung Fig. 694. Die möglichst massive Hülle aus bestleitendem Kupfer muß die Magnetnadel möglichst eng umgeben.

Weit auffälliger sind die Dämpfungswirkungen, die ein bewegter Leiter in einem kräftigen feststehenden Magnetfeld erfährt. Zur Demon-

¹⁾ Experimentaluntersuchungen 1, 81 u. ff. (1832).

stration der Erscheinung läßt man am einfachsten nach Faraday¹⁾ einen an einem Faden senkrecht aufgehängten Kupferzylinder oder eine Kupferkugel durch Drillung des Fadens und nachheriges Loslassen um eine senkrechte Achse rotieren. Bringt man nun die Vorrichtung zwischen die Pole

Fig. 695.



eines kräftigen Elektromagneten, so ist es auffällig zu sehen, wie der rasch rotierende Körper bei Erregung des Elektromagneten sofort gehemmt wird und sich nur noch ganz langsam weiter dreht, als ob er in eine zähe Flüssigkeit tauchte. Eine andere Anordnung des Versuches nach v. Waltenhofen²⁾ zeigt Fig. 695.

Das schwere Kupferpendel bleibt zwischen den Polen des erregten Elektromagneten förmlich stecken. (Die Wirkung ist noch intensiver, wenn zugespitzte Magnetpole verwendet werden.)

Endlich sei noch die von Tyndall³⁾ herrührende Anordnung (Fig. 696) er-

Fig. 696.



wähnt. Ein Zylinder aus leicht schmelzbarem Metall (Rosesche oder Woodsche Legierung) wird zwischen den Polen eines Elektromagneten rasch gedreht. Die von den Induktionsströmen erzeugte Wärme genügt, um nach kurzer Zeit den Zylinder zu schmelzen. Demselben Zweck dient auch ein mit Äther gefüllter und mit einem Kork verschlossener dickwandiger Hohlzylinder aus Kupfer. Nach einiger Zeit wird der Äther von dem Kupfer bis zum Sieden erhitzt und der Kork hinausgeschleudert.

Praktische Anwendungen dieser induktiven Dämpfung sieht man in den Fig. 261, 264 und 456, auf welchen deutlich eine auf der Zeigerachse befestigte Aluminiumscheibe sichtbar ist, die sich zwischen den Polen eines Hufeisenmagneten dreht und dadurch die Bewegungen des Zeigersystems dämpft.

Über die Induktionsdämpfung bei Drehspulgalvanometern wurde schon in § 202 berichtet; die bei den empfindlichsten Instrumenten außerordentlich anwachsende Dämpfung durch die in der Spule selbst induzierten Ströme ist das Haupthindernis, welches es bis jetzt unmöglich machte, mit Drehspulgalvanometern dieselbe Spannungsempfindlichkeit zu erreichen, wie mit Nadelgalvanometern.

Die Ströme, welche in den zuletzt betrachteten Fällen in den bewegten Leitern auftreten, bilden in den Metallmassen in sich geschlossene Bahnen.

¹⁾ Experimentaluntersuchungen 20, 2324 (1845).

²⁾ Wied. Ann. 19, 928 (1883).

³⁾ „Die Wärme“ (Braunschweig 1894).

ähneln also in ihrem Verlauf den in einer bewegten Flüssigkeit gelegentlich auftretenden Wirbeln; man hat deshalb für sie die Bezeichnung

„Wirbelströme“

eingeführt. (Die Benennung „Foucaultströme“, die früher vielfach in Gebrauch war, ist historisch nicht gerechtfertigt.) In der Technik faßt man den Begriff der Wirbelströme etwas allgemeiner und bezeichnet damit alle Induktionsströme, die außerhalb der gewünschten Bahnen (also der Drahtwickelungen) in irgend welchen Leitern auftreten und natürlich zu unliebsamen Energieverlusten führen. Zu ihrer Vermeidung zerlegt man alle leitenden Konstruktionsteile, in denen durch Induktion Wirbelströme entstehen könnten, durch geeignete Unterteilung so, daß das Zustandekommen der Ströme verhindert wird. Wird z. B. eine Induktionsspule auf eine Metallröhre gewickelt, so wird das Auftreten von Strömen in der Röhre selbst durch einen Längsschlitz verhindert. Einen die Spule füllenden Eisenkern macht man nicht massiv, sondern stellt ihn aus voneinander isolierten dünnen Eisendrähten oder neuerdings auch aus dünnen Blechstreifen her¹⁾. Über die „Anker“ von Dynamomaschinen und Elektromotoren siehe weiter unten Kapitel X und XI.

§ 228. Selbstinduktion. Es ist für die Induktionswirkung, die ein Drahtstück seitens eines anderen erfährt, offenbar ganz gleichgültig, ob beide demselben oder verschiedenen Stromkreisen angehören. Es ist ferner nach Versuch 4 in § 220 gleichgültig, ob in dem Drahtstück bereits ein Strom fließt oder nicht. Wenden wir diese Erfahrungen auf einen einfachen beliebig gestalteten Stromkreis an, so sehen wir, daß seine einzelnen Teile aufeinander induzierend wirken müssen, sobald sich die Stromstärke aus irgend einem Grunde verändert. Die in jedem Augenblick induzierte EMK ist nach dem Maxwell'schen Gesetz (§ 224) gleich der Änderungsgeschwindigkeit des den Kreis durchsetzenden wirksamen Induktionsflusses; im vorliegenden Falle kommt nur der vom Strom selbst herrührende Induktionsfluß in Betracht, der seiner Natur nach in bezug auf den ihn erzeugenden Strom positiv gerichtet ist. Wenn der Strom zunimmt, so nimmt auch der — positive — Induktionsfluß zu, die induzierte EMK ist also negativ und wirkt dem Strome entgegen; wenn dagegen der Strom abnimmt, so ist die EMK positiv und wirkt im Sinne des Stromes. Wir können beides zusammenfassen, indem wir sagen:

Die Selbstinduktion eines sich verändernden Stromes wirkt stets verlangsamernd auf die Änderung ein.

Die Selbstinduktion muß offenbar um so größer sein, je größer die Zahl der vom Stromkreise erzeugten Induktionslinien ist und je öfter diese den Stromkreis umschlingen. Sie ist demnach klein für einen ausgestreckten Draht, größer, wenn dieser Draht zu einer Spule aufgewickelt wird, noch größer, wenn die Spule einen Eisenkern enthält, am größten, wenn dieser Eisenkern zu einem vollständigen magnetischen Kreis geschlossen ist. Die Selbstinduktion ist praktisch Null, wenn der Draht aus zwei dicht neben-

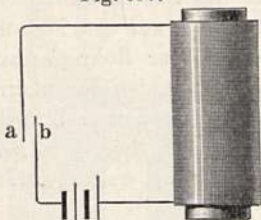
¹⁾ Zur Isolation der Drähte genügt meist schon die ihre Oberfläche bedeckende Oxydhaut. Besser ist eine dünne Lack- oder Papierschicht. Derartig präparierte Bleche werden unter der Bezeichnung „Transformatorblech“ technisch hergestellt.

einander liegenden, sei es geradlinigen, sei es aufgewundenen Teilen besteht, die vom Strom in entgegengesetzter Richtung durchlaufen werden. Hiervon wird bei der Konstruktion von Meßwiderständen Gebrauch gemacht, die man, wie in § 128 erwähnt, zur Vermeidung der Selbstinduktion „bifilar“ wickelt.

Bei der Beschreibung der von der Selbstinduktion herrührenden Erscheinungen folgen wir wieder im wesentlichen den Versuchen ihres Entdeckers Faraday in der neunten Reihe seiner Experimentaluntersuchungen¹⁾.

Erster Versuch: Wir stellen einen Stromkreis aus einem oder wenigen galvanischen Elementen und einem mittelgroßen Elektromagneten her (Fig. 697). Bei *ab* befindet sich eine Unterbrechungsstelle, die einfach aus den blanken

Fig. 697.



Drahtenden besteht. Faßt man diese fest mit den Fingern, schließt und unterbricht einige Sekunden darauf den Strom, so empfindet man einen elektrischen Schlag und sieht gleichzeitig an der Unterbrechungsstelle einen hellen, lichtbogenartigen Funken. Beide Erscheinungen bleiben aus, wenn man den Elektromagneten durch einen einfachen Draht von gleichem Widerstand ersetzt.

Die Wirkungen sind bedeutend verstärkt, wenn man die Unterbrechungsstelle in eine isolierende Flüssigkeit — Petroleum oder Alkohol — taucht²⁾.

Bei Wiederholung dieses Versuches schwäche man zunächst den Strom möglichst, um Gesundheitsschädigung durch zu starke Schläge zu vermeiden.

Zweiter Versuch: An Stelle des Elektromagneten kann auch eine Drahtspule dienen, z. B. die in § 220 benutzten Spulen, die man ineinander steckt und in gleichem Umlaufsinn zu einer einzigen Spule verbindet. Die Wirkungen sind natürlich entsprechend schwächer, doch ist der Schlag beim Öffnen immerhin noch bemerkbar, wenn man die Finger mit Salzwasser anfeuchtet. Einschieben eines Bündels aus dünnen Eisendrähten verstärkt die Wirkung. Die Wirkungen verschwinden, wenn man die beiden Spulen in entgegengesetztem Sinne schaltet, so daß die Induktionswirkungen sich gegenseitig vernichten.

Dritter Versuch: Ein Draht von gleicher Dicke und Länge, wie derjenige der Spule, werde in einem möglichst großen Viereck am Fußboden ausgebreitet. Die Wirkungen, die mit diesem Draht erhalten werden, sind viel schwächer, als mit der Spule, obgleich die Stärke des unterbrochenen Stromes in beiden Fällen dieselbe ist.

Vierter Versuch (Fig. 698): Die Unterbrechungsstelle der Anordnung 697 werde durch einen sehr dünnen Platindraht *ab*, oder eine kleine Metallfadenlampe und einen Ausschalter *A* überbrückt; die EMK ist so zu bemessen, daß *ab* bei geöffnetem *A* und konstant fließendem Strom nur schwach oder gar nicht glüht. Dann tritt jedesmal ein kurzes, helleres Glühen ein, wenn das vorher geschlossene *A* geöffnet wird. Die Anordnung verhält sich ganz analog dem

„hydraulischen Widder oder Stoßheber“

¹⁾ Pogg. Ann. 35, 413 (1835). Ostwalds Klassiker Nr. 126.

²⁾ Page, Annales de Sturgeon 1837.

(s. Bd. I, § 144). Der Trägheit des bewegten Wassers in der Rohrleitung entspricht die Selbstinduktion im Elektromagneten, die Unterbrechungsstelle entspricht dem Ventil und die Lampe oder der Glühdraht dem Steigrohr. Über eine weitere Durchführung der Analogie zwischen Selbstinduktion und Trägheit siehe weiter unten in § 232.

Zur Ausführung des Versuches geeignet ist eine Spule eines Ruhmkorffschen Elektromagneten, eine kleine 10-Voltlampe (Mignonlampe), und eine Batterie von 6 Volt.

Fig. 698.

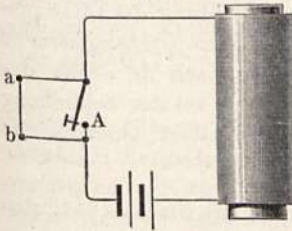
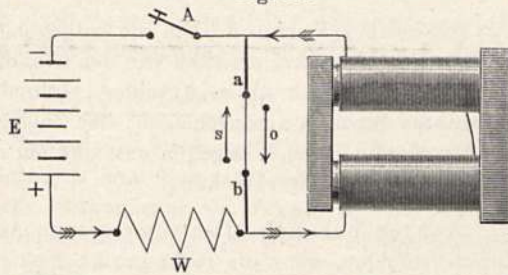


Fig. 699.



Fünfter Versuch (Fig. 699): Parallel zu einem großen Elektromagneten, dessen magnetischer Kreis durch Auflegen des Ankers oder Zusammenschieben der Polstücke völlig geschlossen ist, wird ein dünner Platindraht *ab* oder eine Metallfadenlampe geschaltet. Außerdem enthält der Stromkreis noch den Ausschalter *A*, eine Batterie *E* und einen Regulierwiderstand *W*.

Ausführung: Ruhmkorffmagnet, $E = 30$ Volt, W etwa 25 Ohm, 10-Volt-Lämpchen.

Der Platindraht ist so zu bemessen, daß er bei konstantem Strom noch nicht sichtbar glüht.

Es zeigt sich nun, daß der Draht jedesmal für einen Moment ins Glühen gerät, wenn der Strom bei *A* unterbrochen oder geschlossen wird.

Die Erscheinung erklärt sich leicht aus Satz A.: Im Augenblick des Schließens widersetzt sich der Elektromagnet dem Anwachsen des Stromes, er verhält sich also so, als habe er einen größeren Widerstand und ein größerer Bruchteil des Stromes geht durch den dünnen Draht. Nach der Unterbrechung widerstrebt die Selbstinduktion der Stromabnahme im Elektromagneten und der Strom fließt in dem aus Elektromagnet und Glühdraht bestehenden Kreise noch eine Zeitlang weiter. Im Augenblick des Schließens fließt also der von der Selbstinduktion herrührende Stromanteil, der nach Faraday als

„Extrastrom“

bezeichnet wird, in der Leitung *ab* in gleicher Richtung, wie der Hauptstrom (Pfeil *s*), im Augenblick der Öffnung fließt er im entgegengesetzten Sinne (Pfeil *o*), da er jetzt die Fortsetzung des im Elektromagneten nach der Unterbrechung noch weiter fließenden Hauptstromes bildet. Der Öffnungsfunk bei *A* ist schwächer, wenn der Glühdraht eingeschaltet ist, als wenn dieser nicht vorhanden, da der Induktionsstrom, der sonst die Unterbrechungsstelle trifft, sich nunmehr durch den Draht ausgleicht¹⁾.

¹⁾ Von der Schwächung des Unterbrechungsfunkens durch einen parallel zur Selbstinduktion oder zur Unterbrechungsstelle geschalteten Widerstand wird in der Praxis häufig Gebrauch gemacht.

Sechster Versuch: Wir ersetzen den Ausschalter A durch einen selbsttätigen Unterbrecher (Wagnerscher Hammer), dann glüht der Draht dauernd; der Elektromagnet verhält sich also so, als habe er für einen intermittierenden Strom einen größeren Widerstand als für einen konstanten (siehe weiter unten § 256).

Noch wirksamer ist wegen seiner großen Unterbrechungszahl der in § 237 beschriebene Wehnelt-Unterbrecher. $E = 110$ Volt, W sehr klein, zwischen a und b eine 220-Volt-Glühlampe, die in helle Weißglut kommt.

Siebenter Versuch: Um die entgegengesetzte Richtung des Öffnungsstromes nachzuweisen, ersetzen wir den Glühdraht durch ein Galvanometer¹⁾, dessen Zeiger durch einen Anschlag verhindert wird, nach der Seite des konstanten Stromes auszuschlagen; der Zeiger bleibt also bei der Schließung des Stromes in Ruhe. Dagegen entsteht ein starker negativer Ausschlag im Augenblick der Unterbrechung.

Achter Versuch: Das verlangsamte Anwachsen des Stromes läßt sich direkt verfolgen, wenn ein recht großer Elektromagnet mit vielen Windungen zur Verfügung steht. Die Feldmagnetwickelungen einer Nebenschlußdynamomaschine (s. Kap. X) oder eines Elektromotors von mindestens 2 bis 3 Kilowatt sind brauchbar. Mißt man den Strom mittels eines gut gedämpften und sich rasch einstellenden Spulenamperemeters, so sieht man deutlich, daß der Zeiger viel langsamer ausschlägt, als bei Einschaltung eines gleichstarken Stromes ohne Selbstinduktion im Kreise. Bei Verwendung sehr großer Elektromagnete kann der Anstieg mehrere Sekunden dauern.

Wenn die maximale Stromstärke das Eisen des Elektromagneten bis über das Knie der Magnetisierungskurve hinaus magnetisiert, so kann man beobachten, daß der Anstieg des Stromes zuerst langsam, dann rasch und dann wieder langsam erfolgt. Solange sich nämlich der Magnetismus des Eisens noch auf dem stark ansteigenden Stück seiner Magnetisierungskurve befindet, werden bei jeder Stromvermehrung um einen bestimmten Betrag sehr viele neue Induktionslinien erzeugt, die Selbstinduktion ist also groß und der Anstieg langsam. Kommt man in die Nähe der Sättigung, so nimmt der Induktionsfluß kaum mehr zu, die Selbstinduktion ist also klein und der Strom wächst schneller; er wird endlich wieder langsam und schließlich unmerklich, sobald der Strom sich seinem dem Ohmschen Gesetz entsprechenden Endwert nähert. Über die mathematischen Gesetze des Stromanstiegs siehe § 229.

§ 229. Verlauf der Induktionsströme; Induktionskoeffizienten.

Der momentane Wert der induzierten EMK ist durch Gl. (8) in § 224 gegeben und beträgt $-\delta G/\delta t$, wo G der „wirksame Induktionsfluß“ durch den Stromkreis, d. h. die Zahl der Induktionslinien multipliziert mit der Zahl der von jeder Linie umwundenen Leiter.

Es ist also, wenn außer der Induktion noch eine konstante EMK E vorhanden, die Stromstärke gleich

$$J = (E - \delta G/\delta t)/W \dots \dots \dots (1)$$

¹⁾ Ein in die Leitung ab in verkehrter Richtung eingeschaltetes Drehspulvoltmeter für etwa 100 Volt mit einseitiger Skala ist für den Versuch geeignet. Meist bildet die Gehäusewand oder ein federnder Anschlag ein genügendes Hindernis gegen einen Ausschlag nach der Seite des Schließungsstromes.

a) Selbstinduktion. Der Induktionsfluß rührt vom Strome J selbst her und ist, wenn kein Eisen im Kreise vorhanden, J proportional. Wir können also schreiben:

$$G = L.J \dots \dots \dots (2)$$

wo L ein nur von der Gestalt des Kreises abhängiger Faktor, welcher als „Koeffizient der Selbstinduktion“

oder als „Selbstinduktivität“ bezeichnet wird. L ist gleich dem vom Strome Eins erzeugten wirksamen Induktionsfluß. Da L eine Konstante, so ist $\delta G/\delta t = L \cdot \delta J/\delta t$, also nach Gl. (1):

$$J.W = E - L \cdot \delta J/\delta t \dots \dots \dots (3)$$

Durch Gl. (3) ist der zeitliche Verlauf des Stromes für alle Fälle der Selbstinduktion dargestellt, bei welchen L eine Konstante ist. Sind Eisenkerne vorhanden, so ist G nicht mehr proportional mit J und L wird variabel. Der Verlauf ist dann sehr kompliziert und kann hier nicht diskutiert werden (vgl. die Schlußbemerkung in § 228).

Es werde nunmehr der Fall betrachtet, daß in einem einfachen Kreise der Strom zur Zeit $t = 0$ geschlossen werde. Im ersten Moment ist noch $J = 0$; es gilt also für die Geschwindigkeit, mit welcher der Strom im ersten Moment ansteigt, die Gleichung:

$$\delta J/\delta t = E/L \dots \dots \dots (4)$$

Mit wachsendem J muß auch die rechte Seite von Gl. (3) größer, das zu subtrahierende zweite Glied also kleiner werden; die Anstiegsgeschwindigkeit $\delta J/\delta t$ nimmt also allmählich ab und wird schließlich praktisch Null, wenn sich $J.W$ seinem Endwerte E genügend genähert hat. Es entsteht also ein Verlauf, wie er durch die Kurve I in Fig. 700 (a. f. S.) dargestellt ist. Die Kurve folgt der Gleichung:

$$J = E/W \cdot (1 - e^{-Wt/L}) \dots \dots \dots (5)$$

Beweis: Man schreibe Gl. (3) so: $\frac{\delta J}{\delta t} = -\frac{W}{L} \cdot (J - \frac{E}{W})$; setzt man hierin $(J - E/W) = x$, also da E/W konstant ist, $\delta J/\delta t = \delta x/\delta t$, und $W/L = a$, so geht die Gleichung über in: $\delta x/\delta t = -ax$; sie erhält also dieselbe Form, wie Gl. (4) in § 100. Es gilt also auch die dortige Gl. (3), nämlich $x = x_0 \cdot e^{-at}$. Hierin ist x_0 der Wert von x für $t = 0$, also in unserem Falle, da anfangs $J = 0$ ist: $x_0 = -E/W$. Setzt man die Werte von x_0 und a in die letzte Gleichung ein, so erhält man Gl. (5).

Eine experimentelle Prüfung der Gl. (5) ist mittels des Oszillographen oder des Saitengalvanometers ausführbar. Die Beobachtungen ergeben durchaus den theoretischen Verlauf (siehe z. B. Fig. 714, S. 795).

Durch ganz ähnliche Betrachtungen läßt sich auch der Verlauf für den Fall ermitteln, daß in einem geschlossenen Stromkreis die konstante EMK plötzlich beseitigt wird.

Es sei z. B., wie in Fig. 699, der Strom der Batterie E durch einen praktisch induktionslosen Widerstand W_1 (Glühdraht) und eine parallel dazu geschaltete Induktionsspule L (Elektromagnet) vom Widerstand W_2 geschlossen. Wird die Batterie abgeschaltet, so nimmt der Strom in W_1 praktisch sofort den in diesem Augenblick in W_2 herrschenden Wert J_0 an und der weitere Verlauf ist nunmehr durch die Selbstinduktion L und den Gesamtwiderstand

des Kreises $W = W_1 + W_2$ bedingt. Der Anfangswert ist J_0 , der Endwert ist Null. Der zeitliche Verlauf wird durch die Gleichung dargestellt:

$$J W = - L \cdot \delta J / \delta t \quad \text{oder} \quad \delta J / \delta t = - J \cdot W / L \quad \dots (6)$$

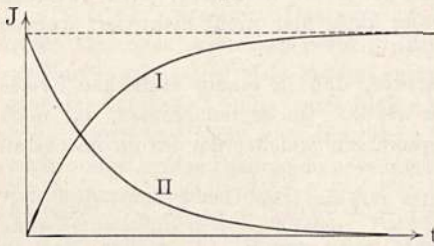
Diese Gleichung stimmt durchaus mit Gl. (4) in § 100 überein, es folgt also:

$$J = J_0 \cdot e^{-Wt/L} \quad \dots (7)$$

Der Verlauf nach Gl. (7) ist in Kurve II der Fig. 700 dargestellt.

Viel komplizierter ist der Verlauf im Falle einer einfachen Unterbrechung eines unverzweigten Stromkreises, da eine Unterbrechung offenbar gleichbedeutend ist mit einer raschen Vermehrung des Widerstandes bis auf einen unendlich großen Wert. Nach Gl. (3) entspricht aber einem unendlichen Wert von W bei noch vorhandenem Strome J eine unendlich große induzierte EMK: $L \cdot \delta J / \delta t$. Eine solche ist aber wieder imstande, die Unterbrechungs-

Fig. 700.



stelle in Gestalt eines Funkens zu überbrücken und dadurch den Widerstand wieder zu verkleinern. Für den Verlauf des Induktionsstoßes ist also der an der Unterbrechungsstelle entstehende Funke von allerwesentlichster Bedeutung. Wegen der Kompliziertheit der Vorgänge im Funken läßt sich eine allgemeine Gleichung für den Unterbrechungsvorgang gar nicht geben. Einen

Beweis für die Bedeutung der Unterbrechungsgeschwindigkeit liefert der in § 228 beschriebene Versuch von Page.

Aus dem Gesagten folgt die für die Praxis wichtige Regel, daß man Stromkreise mit starker Selbstinduktion, wie z. B. große Elektromagnete, Feldmagnete von elektrischen Maschinen u. dgl. nicht zu plötzlich unterbrechen darf, weil sonst die übermäßig starke EMK der Selbstinduktion die Isolation zwischen den Drahtwindungen durchschlagen kann (vgl. § 198).

b) Gegenseitige Induktion zweier Stromkreise. Die beiden Stromkreise mögen die Selbstinduktivitäten L_1 und L_2 , die Widerstände W_1 und W_2 haben. Die gegenseitige Induktionswirkung ist durch Form und Lage beider Stromkreise bedingt und durch einen Koeffizienten der gegenseitigen Induktion oder die

„gegenseitige Induktivität“

bestimmt, der mit M bezeichnet werde. Daß die Wirkung des Kreises 1 auf 2 durch dasselbe M bestimmt wird, wie diejenige von 2 auf 1, kann erst in § 233 bewiesen werden.

Es möge eine konstante EMK nur im ersten Kreise wirken. Dann ist:

$$J_1 W_1 = E - L_1 \cdot \delta J_1 / \delta t - M \cdot \delta J_2 / \delta t \quad \dots (8)$$

$$J_2 W_2 = - L_2 \delta J_2 / \delta t - M \cdot \delta J_1 / \delta t \quad \dots (9)$$

In dem Augenblick, wo J_1 geschlossen wird, ist J_2 noch Null. Nach Gl. (9) hat also $\delta J_2 / \delta t$ entgegengesetztes Vorzeichen, wie $\delta J_1 / \delta t$, d. h. im Kreise 2 wird ein dem anwachsenden Strome J_1 entgegengesetzter Strom induziert. Das dritte Glied der rechten Seite in Gl. (8) wird also positiv und dem-

entsprechend muß das negative zweite Glied: $-L_1 \delta J_1 / \delta t$ größer sein als ohne das Vorhandensein von J_2 . Das Anwachsen von J_1 ist also beschleunigt oder der zweite Kreis wirkt auf den ersten in der Weise zurück, als wäre dessen Selbstinduktion verkleinert. Stellt also die punktierte Kurve in Fig. 701 den Verlauf von J_1 für den Fall dar, daß $J_2 = 0$ (offener Kreis 2), so gibt die ausgezogene Kurve den Verlauf unter der Rückwirkung von J_2 .

Der Verlauf von J_2 werde zunächst für den Grenzfall betrachtet, daß $L_2 \cdot \delta J_2 / \delta t$ gegen die anderen Glieder von Gl. (9) zu vernachlässigen ist. Es wird also: $J_2 = -M/W_2 \cdot \delta J_1 / \delta t$. Die strichpunktierte Kurve stellt diesen Verlauf dar. Es ist klar, daß die gemachte Vernachlässigung höchstens im weiteren Verlauf, nicht aber für den ersten Anfang zulässig ist, da ja im ersten

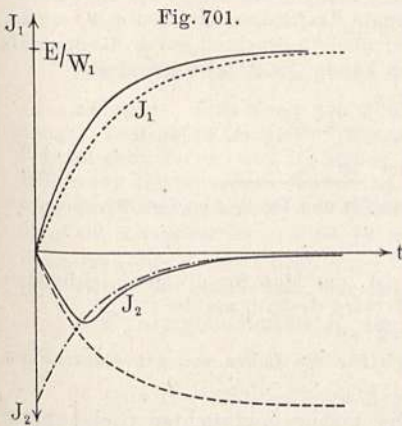


Fig. 701.

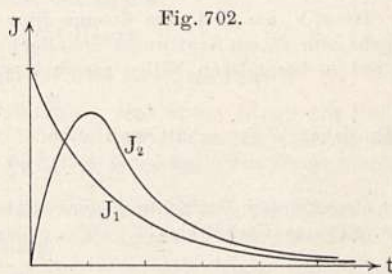


Fig. 702.

Moment noch $J_2 = 0$ sein muß, also das Glied $J_2 W_2$ fortfällt. Im Beginn gilt also vielmehr $\delta J_2 / \delta t = -M/L_2 \cdot \delta J_1 / \delta t$ oder $J_2 = -J_1 \cdot M/L_2$. Der Verlauf dieser Gleichung ist durch die

gestrichelte Kurve dargestellt. Der wirkliche Verlauf von J_2 wird also derart sein, daß er sich im Beginn der gestrichelten, im weiteren Verlauf aber der strichpunktierten Kurve nähert, also etwa der ausgezogenen Kurve entsprechend.

Ganz ähnlich erhält man auch den Verlauf von J_2 für den Fall der Unterbrechung von J_1 (Fig. 702).

Von Bedeutung mit Rücksicht auf die grundlegenden Versuche in § 220 ist noch der Wert der Zeitsumme von J_2 . Multipliziert man beide Seiten von Gl. (9) mit δt und addiert über den ganzen Verlauf, so erhält man links:

$$W_2 \cdot \sum J_2 \delta t,$$

rechts dagegen erhält man die Summe aller Änderungen von J_2 bzw. J_1 , d. i. aber die Differenz zwischen Anfangswert und Endwert. Für J_2 sind beide gleich Null; es bleibt also nur das von J_1 herrührende Glied übrig, und es wird

$$Q = \sum J_2 \delta t = -\frac{M}{W_2} (J_{1,A} - J_{1,E}) \dots \dots \dots (10)$$

wo die Indizes A und E den Anfangs- und Endwert bedeuten. Die im ballistischen Galvanometer gemessene Zeitsumme des Induktionsstromes ist also nur von der Differenz des Anfangs- und Endwertes des induzierenden Stromes abhängig und Gl. (9) in § 224 bleibt gültig, obgleich die voranstehende Gl. (8) nicht mehr gilt, sondern die Form der Gl. (9) dieses Paragraphen annimmt.

§ 230. Berechnung, Einheiten und Normalien der Induktivität.

a) Allgemeines. Es sei eine Spule von bestimmtem Wickelungsraum gegeben. Dann ist das an irgend einer Stelle erzeugte Feld proportional der Windungszahl N des aufgewickelten Drahtes. Dasselbe gilt also auch von der gesamten Kraftlinienzahl. Ferner ist die Umschlingungszahl (vgl. § 224) jeder einzelnen Kraftlinie ebenfalls proportional N . Die Selbstinduktivität der Spule ist somit bei gegebener Gestalt der Spule proportional N^2 .

Es seien ferner zwei Spulen von gegebener Gestalt und gegebener gegenseitiger Lage vorhanden. Das von der Spule I herrührende und die Spule II durchsetzende Feld ist proportional der Windungszahl N_1 . Seine Umschlingungszahl bezüglich der Spule II ist proportional N_2 . Die gegenseitige Induktivität M von I auf II ist also proportional dem Produkte $N_1 N_2$, wenn Gestalt und Lage der Spulen gegeben.

Ist $\alpha_1 N_1$ die in I vom Strome Eins erzeugte Kraftlinienzahl, also $\alpha_1 N_1^2 = L_1$, so geht von diesen Kraftlinien im allgemeinen nur ein Bruchteil durch die Spule II, der nur in besonderen Fällen gleich 1 werden kann. Es ist also jedenfalls

$$M \leq \alpha_1 N_1 N_2.$$

In ähnlicher Weise erhält man auch $M \leq \alpha_2 N_2 N_1$. Folglich ist auch

$$M^2 \leq \alpha_1 N_1^2 \cdot \alpha_2 N_2^2 \quad \text{oder} \quad \underline{M^2 \leq L_1 L_2}.$$

Eine eingehendere Betrachtung der Gleichungen (8) und (9) des vorigen Paragraphen zeigt, daß das Verhältnis:

$$M / \sqrt{L_1 L_2},$$

welches nach obigem stets ein echter Bruch ist, das Maß für die gegenseitige Beeinflussung der beiden Stromkreise bildet. Es wird deshalb als der

„Koppelungsgrad“

bezeichnet und ist von Wichtigkeit namentlich für die Lehre von den elektrischen Schwingungen (siehe Kap. XI).

b) Einheit der Induktivität. Die bisher gebrauchten Gleichungen gelten für absolutes Maßsystem. Mißt man J in Ampere, so wird demnach die induzierte EMK gleich $L/10 \cdot \delta J / \delta t$. Will man endlich die EMK in Volt haben, so ist der Zahlenwert noch durch 10^8 zu dividieren, so daß schließlich für E in Volt und J in Ampere gilt:

$$E = 10^{-9} \cdot L \cdot \delta J / \delta t \dots \dots \dots (1)$$

Soll demnach die ursprüngliche Gleichung $E = L \cdot \delta J / \delta t$ auch für das praktische Maßsystem gelten, so muß man eine praktische Einheit der Induktivität wählen, welche 10^9 mal größer ist als die absolute. Für diese praktische Einheit hat man die Bezeichnung

„Henry“ (abgekürzt H)

eingeführt. Für diese gilt also:

$$\underline{E_{\text{Volt}} = L_{\text{Henry}} \cdot \frac{\delta J_{\text{Amp.}}}{\delta t}} \dots \dots \dots (2)$$

c) Werte der Induktivität für spezielle Leiterformen. Die Berechnung von Induktivitäten gehört zu den kompliziertesten Problemen der theoretischen Physik. Es können deshalb hier nur für einige spezielle Fälle die Formeln angenähert abgeleitet werden. Für einige andere wichtige Fälle sollen die Formeln ohne Ableitung angegeben werden. Im übrigen sei auf die Spezialliteratur hingewiesen (Winkelmanns „Handbuch“; Kohlrausch, „praktische Physik“; Orlich, „Kapazität und Induktivität“).

1. Drahtspule, deren Länge a groß gegen den Radius r und deren gesamte Wicklungsschicht dünn gegen den Radius.

Ist N die gesamte Windungszahl, so ist nach Gl. (3) § 195:

$$H = 4\pi NJ/a \dots \dots \dots (3)$$

oder für $J = 1$:

$$H = 4\pi N/a \dots \dots \dots (4)$$

folglich ist:

$$L = \pi r^2 HN = 4\pi^2 r^2 N^2/a \dots \dots \dots (5)$$

Nun ist $2\pi r N = A$, d. i. die gesamte Drahtlänge der Spule. Also:

$$L = A^2/a \dots \dots \dots (6)$$

Aus der Formel geht hervor, daß L die „Dimension“ (vgl. Bd. I, § 42) einer Länge hat. Die Einheit für L ist also das Zentimeter. In praktischen Einheiten ist somit die Selbstinduktivität der Spule:

$$L = 10^{-9} \cdot A^2/a \text{ Henry} \dots \dots \dots (7)$$

Ein Henry ist dabei gleich $10^9 \text{ cm} = \text{ein Erdquadrant}$.

Beispiel: Eine Spule von 5 cm Durchmesser und 22 cm Länge mit 300 Windungen hat: $L = (\pi \cdot 5 \cdot 300)^2 / 22 \cdot 10^{-9} = 10^{-3} \text{ Henry} = 1 \text{ mH}^1$. Aus diesem Beispiel geht hervor, daß für Spulen von einigermaßen handlichen Dimensionen das Millihenry die bequemste Einheit ist.

Gl. (4) stellt offenbar nur eine rohe Annäherung dar, da ja in der Nähe der Enden das Feld schwächer ist, als Gl. (2) entspricht. Man erhält einen genaueren Wert, wenn man das Resultat noch mit $(\sqrt{a^2 + r^2} - r)/a$ multipliziert. Für obiges Beispiel würde der Faktor 0,89, der Fehler also etwa 11 Proz. betragen.

2. Kreis vom Radius R , der groß gegen die Drahtdicke d . Es ist:

$$L = 4\pi R (\log \text{nat } 2R/d + 0,33) \text{ cm} \dots \dots \dots (8)$$

3. Quadrat, Seitenlänge A groß gegen Drahtdicke d :

$$L = 8A (\log \text{nat } 2A/d - 0,52) \text{ cm} \dots \dots \dots (9)$$

4. Zwei parallele Drähte im entgegengesetzten Sinne durchflossen. Länge der Schleife A , Abstand a und Drahtdicke d :

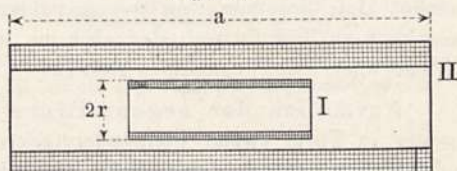
$$L = 4A (\log \text{nat } 2a/d + 0,25) \text{ cm} \dots \dots \dots (10)$$

5. Die gegenseitige Induktivität ist auch nur für einige spezielle Formen leicht berechenbar. Wir betrachten zunächst eine Spule mit doppelter Bewickelung derart, daß die beiden Drähte in abwechselnden Lagen oder unmittelbar nebeneinander den Windungsraum ausfüllen. Dann geht jede Kraftlinie in gleicher Weise durch jede der beiden Wicklungen und der Koppelungsgrad ist gleich Eins. Es ist also die gegenseitige Induktivität:

$$M = \sqrt{L_1 L_2} = L \dots \dots (11)$$

Dasselbe gilt, wenn beide Spulen auf denselben geschlossenen Eisenkern gewickelt sind. Exakt berechenbar ist ferner M für den Fall, daß die eine

Fig. 703.



¹⁾ mH = Millihenry. Die Abkürzung entspricht den neuen Vorschlägen des Ausschusses für Einheiten und Formelzeichen (A. E. F.) der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Spule (I) sich ganz im Innern einer anderen (II) befindet, die die erste soweit überragt, daß diese sich im homogenen Teil des Feldes der zweiten befindet (Fig. 703).

Dann ist das Feld von II für $J = 1$:

$$H = 4\pi N_2/a \quad (a = \text{Spulenlänge})$$

Hat I den Radius ¹⁾ r und die Windungszahl N_1 , so ist der sie durchsetzende wirksame Kraftfluß: $\pi r^2 H N_1 = M$ oder

$$M = 4\pi^2 N_1 N_2 r^2/a \quad \dots \dots \dots (12)$$

Bei der Berechnung ist vorausgesetzt, daß die erste Spule seitens der zweiten induziert werde. Das Resultat gilt aber auch für den umgekehrten Fall (s. weiter unten § 233).

d) Normalien der Induktivität. Für Meßzwecke stellt man Normalspulen von bestimmter Selbstinduktivität her. Das Problem, möglichst große Induktivität mit möglichst geringem Ohmschen Widerstand zu verbinden, führt auf Spulen der in Fig. 704

Fig. 704.



dargestellten Form ²⁾. Als Träger dient eine Scheibe aus nichtleitendem eisenfreiem Material, z. B. Marmor, in deren Umfang Nuten eingedreht sind, die zur Aufnahme des Leiters dienen. Letzterer wird nicht aus massivem Draht hergestellt, sondern besteht aus einer besonders konstruierten Litze, deren einzelne Drähtchen voneinander isoliert sind.

Ohne diese, von Dolezalek ³⁾ angegebene Vorsicht würde die Selbstinduktivität bei Verwendung von Wechselströmen von deren Wechselzahl abhängig sein, weil sich bei raschem Stromwechsel durch die gegenseitige induktive Einwirkung der benachbarten Stromfäden im Drahte der Strom nach außen drängt (sogenannter „Haut“- oder „Skinneffekt“) und dadurch die Induktivität verkleinert. Die Litze wird deshalb so konstruiert, damit ihre einzelnen Drähte bald außen, bald innen liegen.

Eine Vereinigung von Normalspulen in Stöpselkastenform, wie bei Widerständen ist nicht möglich, weil die Spulen sich gegenseitig beeinflussen würden. Man muß vielmehr bei Zusammenschaltung mehrerer Spulen sorgfältig darauf sehen, daß dieselben weit genug voneinander entfernt sind um sich nicht merklich zu beeinflussen oder aber sie in ganz bestimmter unveränderlicher Weise über- oder ineinander stellen.

Normalien der gegenseitigen Induktivität verfertigt man entweder in Form zweier ineinandersteckender Spulen, entsprechend Fig. 703 oder man wählt die gleiche Form wie bei den Normalien der Selbstinduktion, nur daß man zwei genau gleiche Wickelungen nebeneinander aufwickelt,

¹⁾ Wenn Spule I aus n Lagen mit den Radien $r_1, r_2 \dots r_n$ besteht, so ist für r der „quadratische“ Mittelwert: $r = \sqrt{\frac{r_1^2 + r_2^2 + \dots + r_n^2}{n}}$ einzusetzen.

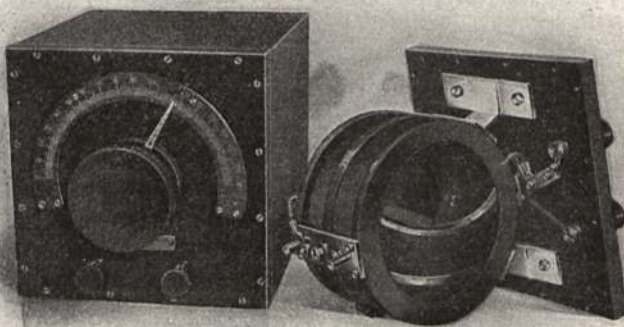
²⁾ Fabrikanten: Siemens u. Halske.

³⁾ Zeitschr. f. Instrumentenkunde 23, 246 (1903).

dann ist die gegenseitige Induktivität M gleich der Selbstinduktivität einer der beiden Wickelungen entsprechend Gl. (9). Kommutierung eines gemessenen Primärstromes in der einen Spule muß dann einen berechenbaren Induktionsstoß in der Sekundärspule geben. Für manche Zwecke, z. B. für die Eichung von ballistischen Galvanometern, ist es bequemer, die Primärspule durch einen permanenten Magnetstab zu ersetzen, von welchem man die Sekundärspule plötzlich abzieht. Natürlich muß ein derartiger Apparat einmal durch Vergleichung mit der Wirkung einer Primärspule geeicht worden sein.

e) Variable Selbstinduktionen. Für viele Messungen im Gebiete der Wechselströme und namentlich der elektrischen Schwingungen gebraucht man stetig veränderliche Selbstinduktionsspulen. Diese auch als „Induktionsvariometer“ bezeichneten Apparate bestehen aus zwei hintereinandergeschalteten Spulen, von denen eine drehbar ist¹⁾; sind L_1 und L_2 die Selbst-

Fig. 705.



induktivitäten jeder der beiden Spulen für sich, M ihre gegenseitige Induktivität bei Parallelstellung, so ist die Selbstinduktivität des Ganzen variierbar zwischen den Grenzen:

$$L_{\text{Max.}} = L_1 + L_2 + M \quad \text{und} \quad L_{\text{Min.}} = L_1 + L_2 - M \quad . \quad (13)$$

Fig. 705 zeigt ein Induktionsvariometer²⁾ in Innen- und Außenansicht. Natürlich läßt sich ein solcher Apparat auch als variable gegenseitige Induktivität gebrauchen.

§ 231. Messung von Induktivitäten. Wir unterscheiden absolute Messungen und Vergleichen. Zur Ausführung der ersteren bedarf man eines geeichten ballistischen Galvanometers, zur Ausführung der letzteren eines passenden Satzes von Induktionsnormalien oder einer geeichten variablen Induktivität. Es muß genügen einige wenige Methoden hier anzudeuten;

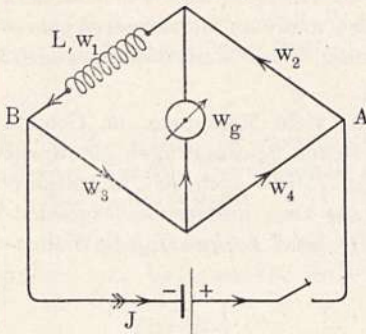
¹⁾ M. Wien, Wied. Ann. 57, 249 (1896).

²⁾ Fabrikant: E. Huth, Berlin.

im übrigen sei auf die Spezialliteratur¹⁾, sowie auf Kohlrausch, „Lehrbuch der praktischen Physik“, verwiesen.

a) Absolute Messung einer Selbstinduktivität in der Wheatstoneschen Brücke nach Maxwell²⁾ (Fig. 706):

Fig. 706.



Die zu messende Induktivität L bilde einen Zweig einer Wheatstoneschen Brückenschaltung. Die Schaltung sei zunächst so abgeglichen, daß das Galvanometer auf Null steht, daß also

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{w_3}{w_4} \dots \dots \dots (1)$$

Unterbricht man den Hauptstrom, so entsteht ein Induktionsstoß in L , der zum Teil durch das Galvanometer fließt und einen „ballistischen“ Ausschlag n_1 erzeugt. Fügt man andererseits bei geschlossenem Hauptstrom zu w_1 einen sehr

kleinen Widerstand δw hinzu, so entsteht ein dauernder Ausschlag n_2 . Ist noch T die Dauer einer Halbschwingung des Galvanometers, k die Dämpfung d. h. das Verhältnis einer Schwingungsweite zur nächstfolgenden, so gilt:

$$L = \delta w \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{T}{\pi} \sqrt{k} \dots \dots \dots (2)$$

Beweis: $n_1 \cdot T \cdot \sqrt{k} / \pi$ mißt die Stärke des durch das Galvanometer fließenden Induktionsstoßes [vgl. § 119, Gl. (1)] und ist proportional der induzierten EMK: Li , wo i der Strom im Zweige (1) im Augenblick der Unterbrechung. n_2 mißt die Stärke des durch Hinzufügung der Spannung $i\delta w$ im Zweige (1) entstehenden konstanten Galvanometerstromes. Also ist

$$Li : i\delta w = L : \delta w = (n_1 \cdot T \cdot \sqrt{k} / \pi) : n_2,$$

was zu beweisen war.

b) Vergleichung zweier Selbstinduktivitäten in der Wheatstoneschen Brücke:

Man denke sich die vorige Anordnung dadurch erweitert, daß sich auch im Zweige 2 eine Induktivität L' befinde. Diese würde einen Induktionsstoß in umgekehrter Richtung durch das Galvanometer schicken, so daß die Wirkungen von L und L' sich subtrahierten.

Damit die induzierten EMKK, nämlich Li und $L'i$, sich in ihren Wirkungen auf das Galvanometer aufheben, müssen sie offenbar in gleichem Verhältnis stehen, wie die beiden sich aufhebenden konstanten Spannungen iw_1 und iw_2 . Also gilt:

$$\frac{L}{L'} = \frac{w_1}{w_2} = \frac{w_3}{w_4} \dots \dots \dots (3)$$

wenn das Galvanometer sowohl bei konstantem Strom als auch bei Schließung und Unterbrechung stromlos bleibt.

¹⁾ Z. B.: Orlich, „Kapazität und Induktivität“, Braunschweig 1909.

²⁾ Phil. Trans. 155, 475 (1865).

Bei der praktischen Ausführung macht man am besten zunächst $w_3 = w_1$ und $w_2 = w_4$ und ändert dann immer w_2 und w_4 oder w_1 und w_3 gleichzeitig um gleiche Beträge so lange, bis der Induktionsstoß verschwindet.

Man kann die Empfindlichkeit der Anordnung erhöhen, indem man das Brückengalvanometer durch ein Wechselstrominstrument (Elektrodynamometer oder Telephon) ersetzt und die Stromunterbrechung periodisch durch einen selbsttätigen Unterbrecher (z. B. einen Wagnerschen Hammer) erfolgen läßt (Näheres s. Kohlrausch, Prakt. Phys.), oder aber Wechselstrom zum Betriebe des Apparates anwendet. Eine vollständige Meßanordnung nach Angabe von Dolezalek¹⁾ wird von der Firma Siemens und Halske hergestellt (siehe auch weiter unten, § 254).

Bei den obigen Beweisführungen war ohne weiteres angenommen, daß die Stromstöße sich in gleicher Weise verzweigen, wie konstante Ströme. Das ist nicht ohne weiteres einleuchtend, weil ja die Galvanometerspule eine erhebliche Induktivität besitzt. In der Tat gilt in jedem einzelnen Moment für zwei Zweige, von denen der erste die Induktivität l und den Widerstand w , der zweite die Induktivität l' und den Widerstand w' besitzt:

$$iw + l\delta i/\delta t = i'w' + l'\delta i'/\delta t,$$

also gilt für die Zeitsummen:

$$w \Sigma i \delta t + l \Sigma \delta i = w' \Sigma i' \delta t + l' \Sigma \delta i',$$

nun ist $\Sigma \delta i = i_e - i_a$, das ist die Differenz von End- und Anfangswert von i . Da nun diese beiden in unserem Falle gleich Null, so gilt:

$$\frac{\Sigma i \delta t}{\Sigma i' \delta t} = \frac{Q}{Q'} = \frac{w'}{w} \dots \dots \dots (4)$$

Für die Verzweigung der Zeitsummen Q eines Induktionsstoßes sind also bloß die Widerstände der beiden Zweige maßgebend, obgleich für die Momentanwerte auch die Induktivitäten in Betracht kommen.

c) Absolute Messung einer gegenseitigen Induktivität. Ein in der Primärspule unterbrochener Strom J gibt im Sekundärkreise vom Widerstande w einen Stromstoß $Q = MJ/w$; es ist also:

$$M = \frac{Q \cdot w}{J} \dots \dots \dots (5)$$

Eine andere Methode besteht darin, daß man Primär- und Sekundärspule hintereinanderschaltet und die Selbstinduktivität des so gebildeten Systems nach Methode a) oder b) mißt. Es seien L_1 und L_2 die Selbstinduktivitäten jeder einzelnen Spule, M die gegenseitige Induktivität. Dann gilt für das Ganze, wenn beide Spulen im gleichen Sinne durchflossen werden:

$$L = L_1 + L_2 + M \dots \dots \dots (6)$$

Schaltet man nun die eine Spule um, so gilt:

$$L' = L_1 + L_2 - M \dots \dots \dots (7)$$

also ist:

$$M = (L - L')/2 \dots \dots \dots (8)$$

¹⁾ Zeitschr. f. Instrumentenkunde 23, 242 (1903).

§ 232. **Elektromagnetische Energie eines Stromkreises; scheinbare Masse; quasistationärer Zustand.** Die Gleichung eines veränderlichen Stromes lautete [vgl. § 229, Gl. (3)]:

$$JW = E - L \cdot \delta J / \delta t \quad \dots \quad (1)$$

oder:

$$J^2 W = EJ - L \cdot J \cdot \delta J / \delta t.$$

Nun ist:

$$LJ \cdot \delta J / \delta t = L/2 \cdot \delta J^2 / \delta t = \delta(LJ^2/2) / \delta t$$

[vgl. die Beweisführung für δH^2 hinter Gl. (15) auf S. 72], also:

$$EJ = J^2 W + \delta(LJ^2/2) / \delta t \quad \dots \quad (2)$$

EJ ist die von der Stromquelle pro Sekunde gelieferte Arbeit. Diese wird zum Teil zur Erzeugung der Jouleschen Wärme $J^2 W$ verbraucht. Der Rest wird aufgewandt zur Vermehrung der Größe $LJ^2/2$. Diese stellt also offenbar eine Energieform dar, die dem stromdurchflossenen Leiterkreise als solchem zukommt und in diesem oder in seiner Umgebung (s. weiter unten) aufgespeichert ist. Ihre Bedeutung wird am besten durch eine mechanische Analogie klar gemacht.

In einer Röhre fließe eine Flüssigkeitsmenge L mit einer Geschwindigkeit J von einem höheren zu einem tieferen Reservoir; die Niveaudifferenz der Reservoirs sei gleich E . Ferner wirke eine der Geschwindigkeit proportionale Reibung $W \cdot J$. Dann ist die Bewegungsgleichung der Flüssigkeit (Masse \times Beschleunigung = Kraft):

$$L \cdot \delta J / \delta t = E - JW \quad \dots \quad (1')$$

was mit Gl. (1) genau übereinstimmt.

Es gilt also auch Gl. (2). In dieser würde EJ die Fallarbeit pro Sekunde und $J^2 W$ die Reibungsarbeit bedeuten. $LJ^2/2$ wäre die kinetische Energie der bewegten Flüssigkeit.

Die Elektrizität bewegt sich also in einem Drahte ähnlich wie sich eine träge und reibende Flüssigkeit in einer Röhre bewegt. $LJ^2/2$ mißt die kinetische Energie des Stromes.

Diese Analogie, die sich bei der Betrachtung der Selbstinduktionserscheinungen schon Faraday aufdrängte, hat jedoch, wie dieser ebenfalls schon bemerkte, eine Lücke: Die Trägheit einer Flüssigkeit in einer Röhre ist so gut wie unabhängig davon, ob die Röhre geradlinig oder irgendwie gekrümmt und aufgewickelt ist; dagegen ändert sich die Selbstinduktivität und damit die Energie des Stromes sehr wesentlich mit der Gestalt des Leiters.

Wir dürfen deshalb, wenn wir die Analogie festhalten wollen, den Bewegungsvorgang, dessen Trägheit durch $LJ^2/2$ gemessen wird, nicht im Drahte, sondern müssen ihn außerhalb des Drahtes suchen. Betrachten wir zunächst als mechanisches Analogon einen äußerst dünnwandigen Hohlkörper, der durch eine Flüssigkeit hindurchbewegt wird. Diese Bewegung wird eine Strömung in der Flüssigkeit von sehr kompliziertem und von der Gestalt des Körpers und des Gefäßes abhängigem Verlauf hervorrufen, die jedoch stets so beschaffen ist, daß die Geschwindigkeit der Flüssigkeit zwar

von Punkt zu Punkt verschieden, aber an jedem Punkte der Geschwindigkeit des bewegten Körpers proportional ist. Ist also v die Geschwindigkeit des Körpers, so ist die Geschwindigkeit der Flüssigkeit an irgend einer Stelle $a \cdot v$, wo a von Punkt zu Punkt veränderlich. Ist d die Dichte der Flüssigkeit, so ist an irgend einer Stelle die kinetische Energie der Volumeneinheit $d \cdot a^2 \cdot v^2 / 2$ und die gesamte Energie ist $v^2 / 2 \sum (a^2 d) = L \cdot v^2 / 2$, wenn wir zur Abkürzung $L = \sum a^2 d$ setzen. Denken wir uns nun einen Beobachter, der die Bewegung des Körpers von ferne verfolgt, der aber von der Existenz der Flüssigkeit (oder des Gases), in der der Körper sich bewegt, nichts weiß, so würde dieser durch die Beobachtung der Geschwindigkeit und Beschleunigung des Körpers, sowie der wirkenden Kräfte unbedingt zu der Annahme gelangen, daß der in Wirklichkeit masselose Körper eine

„scheinbare Masse“

vom Betrage L besäße.

Wenn der Körper massiv wäre und die wirkliche Masse m hätte, so erschiene diese um den Betrag L der scheinbaren Masse vergrößert. Eine derartige scheinbare Massenvergrößerung durch die Mitbewegung der Luft beobachtete Bessel bei seinen Untersuchungen über das Pendel¹⁾.

Wir müssen entsprechend annehmen, daß auch mit dem als „elektrischer Strom“ bezeichneten Vorgang im Drahte noch ein Vorgang außerhalb des Drahtes verknüpft ist, und daß die Energie des Stromes entweder ganz oder teilweise von dem Vorgang außerhalb des Drahtes herrührt. Wir werden sogleich sehen, daß fast die ganze Energie ihren Sitz außerhalb des Drahtes hat. Wir kennen nämlich bereits eine in der Umgebung eines jeden Stromleiters verteilte Energieform, das ist die Energie des vom Strome erzeugten magnetischen Feldes oder die

„elektromagnetische Energie“

des Stromes. Um ihren Betrag zu berechnen betrachten wir irgend eine geschlossene Induktionsröhre, welche N Drähte des Stromkreises umschlingen möge. Wenn man einen magnetischen Einheitspol längs einer solchen Röhre einmal herumführt, so wird dabei eine Arbeit vom Betrage $4\pi NJ$ gewonnen (§ 193, Satz B).

Denken wir uns wie in § 49 die Induktionsröhren durch Niveauflächen in „Einheitszellen“ zerschnitten, so kommen auf jede geschlossene Röhre $4\pi NJ$ Zellen, von denen jede den Energieinhalt $1/8\pi$ besitzt. Die ganze Energie einer jeden Röhre ist also gleich $N \cdot J / 2$.

Der Strom J erzeuge KJ Induktionsröhren, dann ist die Gesamtenergie sämtlicher Röhren, oder die

elektromagnetische Energie

des Stromes gleich $KNJ^2/2$. Nun ist nach der Definition der Selbstinduktivität (vgl. § 229) $L = KN$, d. h. gleich der vom Strome Eins erzeugten Röhrenzahl K multipliziert mit der Umschlingungszahl N . Es ist somit die elektromagnetische Energie:

$$U_m = L \cdot J^2 / 2 \dots \dots \dots (3)$$

¹⁾ Berl. Akad. Ber. 1826; Ostwalds Klassiker Nr. 7, § 13.

Das ist aber gerade der aus Gl. (2) folgende Betrag für den Energieinhalt eines Stromes. Es folgt somit:

Die Energie eines Stromkreises besteht in der elektromagnetischen Energie seines Feldes.

Diese Energie hat ihren Sitz größtenteils außerhalb des Drahtes, nur ein kleiner Teil der Induktionsröhren befindet sich ja (im allgemeinen) im Drahte selbst.

Von besonderer Wichtigkeit für die Praxis sind bekanntlich eisenkernhaltige Spulen. Eine einfache Betrachtung des Feldverlaufes derartiger Spulen zeigt, daß der weitaus größte Teil der elektromagnetischen Energie seinen Sitz im Eisen hat. Die Energiedichte pro Cubikcentimeter ist nach § 48, Gl. (2a) gleich $HB/8\pi$. Da man wirtschaftlich nicht über etwa $H = 120$ und $B = 17000$ hinausgehen kann, so wird die größte erreichbare Energiedichte etwa $80000 \text{ Erg/ccm} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ Voltcoul./ccm}$. Da 1 ccm Eisen etwa 8 g wiegt, so wird die Energiedichte etwa $10^{-3} \text{ Voltcoul./g}$ oder etwa 1 Voltcoul./kg. Bei vielen Wechselstromapparaten, wie Transformatoren, Induktionsapparaten usw. wird die hineingeschickte Energie zeitweise im Eisen aufgespeichert. Hier spielt also das Eisengewicht eine wesentliche Rolle für die Beurteilung der Leistungsfähigkeit.

Wenn wir nun die Stromenergie oder elektromagnetische Energie als Energie einer unbekanntenen Bewegung auffassen wollen¹⁾, so müssen wir diese Bewegung größtenteils außerhalb des Drahtes suchen und müssen das Magnetfeld des Stromes als wahrnehmbare Erscheinungsform einer unsichtbaren Bewegung verborgener Massen betrachten, deren Geschwindigkeit an jeder Stelle proportional der Feldstärke ist.

Für die Auffassung des „elektrischen Stromes“ selbst ergeben sich daraus sehr verschiedene Möglichkeiten:

Die eine Auffassung, welche überhaupt den ganzen Vorgang aus dem Drahte heraus verlegt wissen wollte, ist bereits am Schlusse des § 116 erwähnt.

Die augenblicklich geltende und den Zusammenhängen zwischen elektrischen und anderen Eigenschaften der Leiter besser Rechnung tragende Auffassung ist die von der modernen Elektronentheorie entwickelte, welche den Strom als eine tatsächliche Bewegung mit unvergänglichen Fadungen behafteter Teilchen — „Elektronen“ — im Innern des Drahtes ansieht, welche Reibungswiderständen unterworfen, aber selbst (im rein mechanischen Sinne) masselos²⁾ sind. Die scheinbare Trägheit entsteht erst durch die bei einer Bewegung des Teilchens in dem umgebenden Raume entstehende elektromagnetische Energie, deren Betrag dem Quadrate der Geschwindigkeit der Teilchen proportional ist³⁾, und die deshalb ebenso wirkt, als hätten die Teilchen eine Masse im mechanischen Sinne.

Wir können also jedem Elektron, weil seine Bewegung Veranlassung zu einer elektromagnetischen Energie gibt, eine „scheinbare Masse“ zuschreiben, ähnlich wie in dem oben genannten Beispiel dem im Wasser bewegten masselosen Hohlkörper.

¹⁾ Ob diese Auffassung notwendig oder auch nur berechtigt ist, bleibe völlig unentschieden.

²⁾ Nähere Begründung dieser Anschauung erfolgt in Kap. XII.

³⁾ Für sehr große Geschwindigkeiten gilt dies nicht mehr.

Hierbei entsteht allerdings insofern eine Komplikation, als sich die Energien der einzelnen Elektronen nicht einfach addieren. Etwas Ähnliches würde übrigens auch im mechanischen Analogon einer größeren Zahl in einer Flüssigkeit bewegter Körper gelten. Auch hier würden sich die Strömungen gegenseitig stören und die scheinbare Masse der Gesamtheit wäre nicht gleich der Summe der Einzelmassen.

Verschiedene Autoren (Cl. Maxwell, O. Lodge u. a.) haben versucht, speziellere Vorstellungen über die Bewegungen zu entwickeln, die geeignet sind, die Eigenschaften des elektromagnetischen Feldes zu erklären. Diese Versuche können jedoch nicht mehr bedeuten, als bloße mechanische Modelle, die zur Veranschaulichung dienen können, ohne mit den wirklichen Vorgängen mehr als bloße formale Ähnlichkeit zu haben. Ja es läßt sich sogar zeigen, daß eine restlose Durchführung einer mechanischen Erklärung der elektromagnetischen Vorgänge logisch unmöglich ist. Näheres hierüber findet man in den Schriften von H. Witte¹⁾. Aus diesem Grunde scheint es auch überflüssig, auf die vielen komplizierten „mechanischen Modelle zur Erklärung der Induktionsgesetze“ hier einzugehen²⁾.

Da andererseits die Analogie zwischen den Gesetzen der Selbstinduktion, und wie weiter unten sich zeigen wird, auch der übrigen Induktionserscheinungen mit denjenigen der Mechanik durchaus vollständig ist, die elektrischen Erscheinungen also, wenn auch nicht mechanisch völlig erklärbar, so doch mit den allgemeinen Gesetzen der Mechanik nirgends im Widerspruch sind, so hat man neuerdings den Versuch gemacht, das Problem umzukehren und die Bewegungsgesetze der Mechanik, namentlich das Beharrungsgesetz zurückzuführen auf die als Fundamentalgesetze betrachteten, also nicht weiter erklärbaren Grundgesetze der Elektrizität. Ein derartiges „elektromagnetisches Weltbild“ im Gegensatz zu dem bisherigen „mechanischen Weltbild“ hat zuerst W. Wien³⁾ entwickelt.

Die augenblicklich (im Jahre 1910) in Entwicklung begriffene Auffassung dürfte darauf hinauslaufen, beides, Mechanik und Elektrizitätslehre, einem höheren allgemeinen Prinzip, dem sogenannten „Relativprinzip“ unterzuordnen. Auf diese noch völlig im Flusse befindlichen und bereits die Grenzen zwischen theoretischer Physik und Naturphilosophie berührenden Forschungen kann hier nicht näher eingegangen werden⁴⁾.

Quasistationärer Zustand. Bei der Berechnung der Feldenergie wurde diejenige Verteilung des magnetischen Feldes im ganzen Raume angenommen, welche wir für einen konstanten Strom als gültige Gleich-

¹⁾ „Die Versuche einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen“, Berlin 1906; „Vom Wesen der Elektrizität“, Elektrot. Zeitschr. 30 (1909); „Nachträge zur Ätherfrage“, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 7, 205 (1910), (dasselbst auch weiterer Literaturnachweis).

²⁾ Näheres hierüber in folgenden Büchern: Lodge, „Moderne Anschauungen über Elektrizität“ (Leipzig 1896); Maxwell, „Über physikalische Kraftlinien“ (Ostwalds Klassiker, S. 102); Boltzmann, „Vorlesungen über Maxwells Theorie“ (Leipzig 1891). Das Werk von Lodge ist in elementarer Darstellungsform gehalten.

³⁾ Lorentz, Jubelband, S. 96 (Haag 1900).

⁴⁾ Literaturverzeichnis zur Relativtheorie bei J. Laub, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 7, 405 (1910).

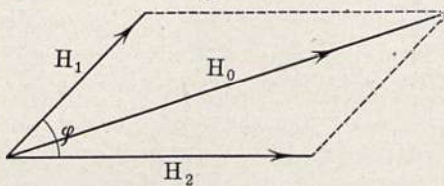
gewichtszustand der Kraftröhren gefunden hatten. Es ist nun nicht ohne weiteres erlaubt, diesen Zustand auch für einen rasch veränderlichen Strom als gültig anzusehen. Man denke sich z. B. einen Strom, der rasch von Null zu einem hohen Wert ansteigt. Dann gebraucht das entstehende Kraftfeld offenbar Zeit um sich auszubilden, und es wird in großer Entfernung vom Drahte in jedem Moment ein Feld vorhanden sein, das nicht dem augenblicklichen Strome entspricht, sondern dem noch etwas schwächeren. Die Wirkung wird Zeit gebrauchen, um sich bis zu entfernten Punkten fortzupflanzen. Da nun aber, wie wir später (Kap. XI) sehen werden, die Fortpflanzung mit Lichtgeschwindigkeit erfolgt, so wird das Feld von dem statischen Wert nur dann merklich abweichen, wenn der Strom sich bereits in einer Zeit merklich geändert hat, die vergleichbar ist mit der Fortpflanzungszeit bis zu dem betrachteten Punkte. Das ist aber für Entfernungen, wie sie im Raume eines Laboratoriums vorkommen, erst der Fall, wenn merkliche Stromänderungen bereits in Zeiträumen von weniger als etwa ein hundertmillionstel Sekunde eintreten. Solche raschen Änderungen finden bei den in Kap. XI zu besprechenden raschen elektrischen Schwingungen statt. Für alle langsamen Änderungen, also für gewöhnliche Induktionsvorgänge, für gewöhnlichen Wechselstrom und auch für solchen bis zu einigen Millionen Schwingungen pro Sekunde kann das Feld innerhalb der Dimensionen eines Laboratoriumsraumes als identisch mit dem statischen Felde betrachtet werden.

Man nennt solche Vorgänge, bei welchen man trotz der raschen Veränderlichkeit doch in jedem Augenblick den Zustand des Feldes so berechnen kann, als sei der Strom konstant,

„quasistationär“.

§ 233. Elektromagnetische Energie zweier Stromkreise; gegenseitige Induktivität¹⁾. Wenn zwei Leiterkreise mit den Selbstinduktivitäten L_1 und L_2 gleichzeitig von den Strömen J_1 bzw. J_2 durchflossen werden, so

Fig. 707.



setzen sich an jedem Punkte die von beiden herrührenden Felder H_1 und H_2 zu einer Resultante H_0 zusammen (Fig. 707), für welche gilt:

$$H_0^2 = H_1^2 + H_2^2 + 2 H_1 H_2 \cos \varphi \quad (1)$$

ebenso gilt für die Induktionen:

$$B_0^2 = B_1^2 + B_2^2 + 2 B_1 B_2 \cos \varphi \quad (2)$$

Die Energiedichte ist an jedem Punkte nach § 48, Gl. (2a):

$$u = \frac{B_0^2}{8 \pi \mu} = \frac{1}{8 \pi \mu} (B_1^2 + B_2^2 + 2 B_1 B_2 \cos \varphi) \dots \quad (3)$$

Um die gesamte Energie des Feldes zu erhalten, muß dieser Ausdruck über sämtliche Volumteile δv des Raumes addiert werden. Dabei ergeben die ersten beiden Glieder, wie im vorigen Paragraphen gezeigt, einfach die Energie jedes einzelnen Kreises, nämlich:

$$L_1 J_1^2 / 2 \quad \text{und} \quad L_2 J_2^2 / 2.$$

¹⁾ Der Gedankengang des folgenden Beweises folgt der Darstellung von E. Orlich, „Kapazität und Induktivität“, Braunschweig 1909.

Das dritte Glied dagegen, welches die vom gleichzeitigen Bestehen beider Ströme herrührende

„wechselseitige Energie“

darstellt, muß besonders berechnet werden. Sein Wert ist:

$$U_{12} = \frac{1}{4\pi} \sum \frac{B_1 B_2 \cos \varphi}{\mu} \delta v \dots \dots \dots (4)$$

Es werde nun zunächst eine einzelne Induktionsröhre des Kreises I betrachtet. Ihr Querschnitt an irgend einer Stelle sei q und durch eine Reihe von Schnitten sei sie in Stücke von der Länge δl geteilt. Einen solchen Abschnitt betrachten wir als Volumenteil δv und schreiben:

$$\delta v = q \cdot \delta l;$$

wir setzen ferner $B_2 = H_2 \cdot \mu$ und erhalten für den Energieanteil des von dieser Röhre eingenommenen Raumes den Ausdruck:

$$u_{12} = \frac{1}{4\pi} \sum B_1 H_2 \cos \varphi \cdot q \delta l \dots \dots \dots (5)$$

wobei die Summe über die ganze Länge der Röhre zu erstrecken ist.

Nach der Definition einer Induktionsröhre ist an jeder Stelle $B_1 q = 1$, also wird:

$$u_{12} = \frac{1}{4\pi} \sum H_2 \cos \varphi \delta l \dots \dots \dots (6)$$

Nun ist $H_2 \cos \varphi$ die in die Richtung von H_1 , also auch von δl fallende Komponente von H_2 und die Summe wird nach § 193 gleich Null, wenn die Röhre den Kreis II nicht umschlingt, und gleich $4\pi N_2 J_2$, wenn sie N_2 Windungen des Kreises II umschlingt. Es wird also im letzteren Falle:

$$u_{12} = N_2 J_2 \dots \dots \dots (7)$$

Um die gesamte wechselseitige Energie zu erhalten, müssen wir mit der Gesamtzahl der von I erzeugten und II umschlingenden Röhren multiplizieren. Diese ist proportional J_1 , also gleich $k J_1$. Somit wird:

$$U_{12} = k N_2 J_1 J_2 = L_{12} J_1 J_2 \dots \dots \dots (8)$$

wenn L_{12} der vom Strome $J_1 = 1$ erzeugte und den Kreis II umschlingende „wirksame Induktionsfluß“ ist.

Da nun U_{12} eine über den ganzen Raum erstreckte Summe ist, so muß die Reihenfolge der Summierung gleichgültig sein; wir können also die beiden Kreise vertauschen und erhalten das Resultat:

$$L_{12} = L_{21} \dots \dots \dots (9)$$

Erinnern wir uns endlich an die in § 229 gegebene Definition der gegenseitigen Induktivität, so finden wir, daß:

$$L_{12} = L_{21} = M \dots \dots \dots (10)$$

Die gesamte Energie zweier Stromkreise ist also:

$$U = U_1 + U_2 + U_{12} = L_1 J_1^2 / 2 + L_2 J_2^2 / 2 + M J_1 J_2 \dots \dots (11)$$

Es seien nun in den beiden Kreisen die EMKK E_1 und E_2 vorhanden, die Widerstände seien W_1 und W_2 , dann ergibt das Energiegesetz:

$$E_1 J_1 + E_2 J_2 = J_1^2 W_1 + J_2^2 W_2 + \delta U / \delta t \dots \dots (12)$$

oder nach Ausrechnung des letzten Gliedes mittels Gl. (11) und geeigneter Ordnung:

$$E_1 J_1 + E_2 J_2 = J_1^2 W_1 + J_2^2 W_2 + (L_1 J_1 + M J_2) \frac{\delta J_1}{\delta t} + (L_2 J_2 + M J_1) \frac{\delta J_2}{\delta t} \quad (13)$$

Erfahrungsgemäß können nun die beiden Ströme ganz beliebige Stärke haben, bloß ihre Änderungen beeinflussen sich. Die Gleichungen müssen also für die mit J_1 bzw. mit J_2 multiplizierten Glieder einzeln gelten und wir erhalten statt (13) die zwei Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= J_1 W_1 + L_1 \delta J_1 / \delta t + M \delta J_2 / \delta t \\ E_2 &= J_2 W_2 + L_2 \delta J_2 / \delta t + M \delta J_1 / \delta t \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Diese Gleichungen stimmen mit den Gl. (8) und (9) in § 229 überein, wenn man dort noch im Kreise II eine EMK einführt.

Aus den Betrachtungen dieses und des vorigen Paragraphen folgt also, daß die Induktionserscheinungen logisch notwendige Folgen der Existenz einer elektromagnetischen Energie von dem durch Gl. (11) gegebenen Betrage sind.

§ 234. Entladung eines Kondensators; elektrische Schwingungen.

Im Jahre 1847 machte Helmholtz in seiner berühmten Abhandlung „Über die Erhaltung der Kraft“¹⁾ darauf aufmerksam, daß die Entladung eines Kondensators nicht in einem einfachen Ausgleich der Ladungen beider Belegungen bestehen könne, sondern daß die Elektrizität mehrmals mit allmählich abnehmender Stärke hin und her fließen müsse.

Wenn auch eine eingehendere Besprechung dieser Erscheinungen erst in Kap. XI erfolgen soll, so ist doch die Kenntnis der Grundtatsachen für das Verständnis des Induktionsapparates (§ 235 und 236) notwendig.

Eine genaue Theorie der oszillatorischen Entladung eines Kondensators ist zuerst von W. Thomson [Lord Kelvin²⁾] entwickelt worden.

Der geladene Kondensator habe die Kapazität C , die Verbindungsleitung der Belegungen habe die Selbstinduktivität L und den Widerstand W ; die anfängliche Ladung sei e_0 .

Wir betrachten den Vorgang der Entladung des Kondensators; die von der Funkenstrecke herrührende Komplikation — der Widerstand des Funkens ist mit der Stromstärke veränderlich — muß hier vernachlässigt werden.

In einem beliebigen Zeitmoment t sei die noch vorhandene Ladung e . Dann ist die elektrostatische Energie:

$$U_e = e^2 / 2 C \text{ [vgl. § 92, Gl. (3b)]} \dots \dots \dots (1)$$

Die Stromstärke ist:

$$J = - \delta e / \delta t \text{ [vgl. § 100, Gl. (9)]} \dots \dots \dots (2)$$

Die elektromagnetische Energie ist:

$$U_m = L J^2 / 2 \text{ [vgl. § 232, Gl. (3)]} \dots \dots \dots (3)$$

Die Energieabnahme pro Sekunde muß gleich der entwickelten Jouleschen Wärme sein, also:

$$- \delta U / \delta t = - (\delta U_e / \delta t + \delta U_m / \delta t) = J^2 W \dots \dots \dots (4)$$

¹⁾ Ostwalds Klassiker, Nr. 1.

²⁾ Phil. Mag. (4) 5, 393 (1855).

Durch diese vier Gleichungen ist der Entladungsvorgang vollständig dargestellt. Zur Erleichterung der weiteren Rechnung werde zunächst ein idealer Grenzfall betrachtet, indem $W = 0$ gesetzt werde. Dann ist die Energieabnahme Null und es ist:

$$U = U_m + U_e = \text{const} = e_0^2/2C \dots \dots \dots (5)$$

Denn im Beginn ist die ganze Energie elektrostatisch und gleich der anfänglichen Energie des geladenen Kondensators.

In dem Maße wie U_e abnimmt, muß also U_m zunehmen, so daß im Augenblicke völliger Entladung der Strom seinen größten Wert J_0 erreicht; für diesen gilt also:

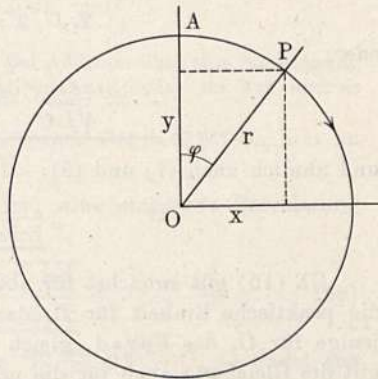
$$\frac{L}{2} J_0^2 = \frac{e_0^2}{2C}$$

oder

$$J_0 = e_0/\sqrt{LC} \dots \dots \dots (6)$$

Der wegen der Selbstinduktion noch weiter fließende Strom ladet jetzt aber den Kondensator im umgekehrten Sinne auf, bis die immer stärker entgegenwirkende Ladung den Strom zum Stillstande bringt; dann ist $U_m = 0$ und wieder $U_e = e_0^2/2C$, aber der Betrag der Ladung ist nunmehr $(-e_0)$. Die Ladung des Kondensators pendelt also zwischen den Werten $+e_0$ und $-e_0$ hin und her; ebenso schwankt der Strom zwischen $+J_0$ und $-J_0$. Die Maxima von J fallen auf die Nullwerte von e und umgekehrt.

Fig. 708.



Zur Bestimmung der Schwingungsdauer bedienen wir uns einer graphischen Darstellung (Fig. 708).

Ein Punkt P durchlaufe, von A beginnend mit gleichförmiger Geschwindigkeit einen Kreis vom Radius

$$r = \sqrt{U} \text{ oder } r^2 = U = e_0^2/2C \dots \dots \dots (7)$$

Dann gilt in jedem Moment:

$$y^2 + x^2 = r^2 \text{ oder } r^2 \cos^2 \varphi + r^2 \sin^2 \varphi = r^2 \dots \dots \dots (8)$$

Setzen wir nun:

$$y^2 = r^2 \cos^2 \varphi = U_e = e^2/2C \dots \dots \dots (9)$$

$$x^2 = r^2 \sin^2 \varphi = U_m = LJ^2/2 \dots \dots \dots (10)$$

so ist zunächst Gl. (5) erfüllt.

Aus (9) und (2) folgt:

$$J = -\delta e/\delta t = \sqrt{2C} \cdot r \delta(\cos \varphi)/\delta t = \sqrt{2C} \cdot r \sin \varphi \frac{\delta \varphi}{\delta t} \dots \dots (11)$$

[vgl. § 225, hinter Gl. (2)].

Nach (10) ist aber auch:

$$J = \sqrt{\frac{2}{L}} \cdot r \sin \varphi \dots \dots \dots (12)$$

(11) und (12) stimmen überein, wenn wir setzen:

$$\sqrt{2/L} = \sqrt{2C} \cdot \delta\varphi/\delta t$$

oder:

$$\delta\varphi/\delta t = 1/\sqrt{LC} \dots \dots \dots (13)$$

oder:

$$\varphi = t/\sqrt{LC} \dots \dots \dots (14)$$

Damit sind unsere Ausgangsgleichungen (1), (2), (3) und (5) erfüllt. Es ist also in jedem Augenblicke y der Ladung und x dem Strome proportional, d. h. beide vollführen einfache Pendel- oder Sinusschwingungen (vgl. § 225, Fig. 688).

Einer ganzen Schwingung entspricht ein ganzer Umlauf, also ein Anwachsen von φ um 2π . Folglich ist nach (1) die Schwingungsdauer:

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \text{ (Thomsonsche Gleichung)} \dots \dots \dots (15)$$

also:

$$\varphi = 2\pi t/T \dots \dots \dots (16)$$

Nach (7) und (10) ist in jedem Augenblick:

$$LJ^2/2 = e_0^2/2C \cdot \sin^2\varphi$$

oder:

$$J = \frac{e_0}{\sqrt{LC}} \cdot \sin \frac{2\pi t}{T} = J_0 \cdot \sin \frac{2\pi t}{T} \dots \dots \dots (17)$$

und ähnlich nach (7) und (9):

$$e = e_0 \cdot \cos \frac{2\pi t}{T} \dots \dots \dots (18)$$

Gl. (15) gilt zunächst für absolutes elektromagnetisches Maß. Da aber die praktische Einheit für L , das Henry, gleich dem 10^9 fachen und diejenige für C , das Farad, gleich dem 10^{-9} fachen der CGS-Einheit ist, so gilt die Gleichung auch für die praktischen Einheiten.

Um nunmehr auch die Energieabnahme durch Joulesche Wärme zu berücksichtigen, haben wir statt Gl. (5) die Gl. (4) zugrunde zu legen. Da mit abnehmendem W der Vorgang sich dem für $W=0$ geltenden stetig anschmiegen muß, so läßt sich vermuten, daß für kleines W der Schwingungsverlauf sich von dem durch die Gl. (15) bis (18) dargestellten nur dadurch unterscheidet, daß die Amplitude der Schwingung allmählich abnimmt, daß also J_0 noch mit einem mit der Zeit abnehmenden Ausdruck zu multiplizieren ist. Die auf elementarem Wege nicht durchführbare Rechnung ergibt für den zeitlichen Verlauf des Stromes die Gleichung:

$$J = J_0 \cdot e^{-\frac{Wt}{2L}} \cdot \sin \frac{2\pi t}{T} \dots \dots \dots (19)$$

Die Schwingungen sind also gedämpft, indem nach jeder ganzen Schwingung die Amplitude auf den Bruchteil $e^{-\frac{WT}{2L}}$ gesunken ist.

Den Verlauf einer gedämpften Schwingung zeigt Fig. 714 (auf S. 795), rechts vom Buchstaben A .

Man bezeichnet:

$$k = e^{-\frac{WT}{2L}} \dots \dots \dots (20)$$

als den „Dämpfungsfaktor“ und:

$$\lg_{nat} k = \frac{WT}{2L} = \delta \dots \dots \dots (21)$$

als das „Logarithmische Dekrement“ oder einfach als das „Dekrement“ der Schwingung.

Die Energie ist proportional J^2 , sie sinkt also nach jeder Schwingung auf den Bruchteil $e^{-\frac{WT}{L}}$. Ist die Dämpfung gering, also δ sehr klein, so kann man schreiben:

$$\frac{U - \delta U}{U} = e^{-\frac{WT}{L}} = 1 - \frac{WT}{L}$$

oder:

$$\delta U = U \cdot WT/L.$$

δU muß offenbar gleich der während einer Schwingung erzeugten Jouleschen Wärme sein. Diese ist bei Vernachlässigung des variablen Faktors $e^{-Wt/2L}$ gleich

$$\delta U = \int_0^T J^2 W \delta t = J_0^2 W \cdot \sum \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \delta t.$$

Nun ist $\sin^2(2\pi t/T) = (1 - \cos 2\pi t/T)/2$. Bei Addition über eine Schwingung heben sich die abwechselnd positiven und negativen Anteile des \cos auf und es bleibt $\sum \delta t/2 = T/2$.

Also: $\delta U = J_0^2 W T/2$ oder, da $U = J_0^2 L/2$ auch $\delta U = UWT/L$, was zu beweisen war

Ist W groß, so gilt Gl. (15) nicht mehr; eine strengere Berechnung ergibt für T eine Abhängigkeit von W ; es wird:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{W^2}{4L^2}} \dots \dots \dots (22)$$

Wird endlich $W^2/4L^2 \leq 1/LC$ oder $W \leq 2\sqrt{L/C}$, so findet gar keine Schwingung mehr statt und die Entladung wird

„aperiodisch“.

Über experimentelle Bestätigungen s. weiter unten Kap. XI.

§ 235. Der Induktionsapparat. a) Einleitung. Der Induktionsapparat in seinen ältesten Formen diente hauptsächlich zur Erzeugung elektrischer Muskel- und Nervenreize zu physiologischen und therapeutischen Zwecken. Die Erfahrung hatte gezeigt, daß derartige Reize von einem intermittierenden Strome leichter hervorgebracht wurden, als von einem konstanten Strome. Verbindet man z. B. die Enden einer Batterie von 15 bis 20 Volt mit zwei mit Salzwasser gefüllten Bechergläsern und taucht die Finger je einer Hand in jedes Glas, so spürt man einen schwachen elektrischen Schlag nur beim Eintauchen oder Herausziehen, während man den dauernd fließenden Strom kaum bemerkt. Schaltet man ein Milliampere meter in die Leitung ein, so findet man, daß die Stromstärke nur wenige Milliampere beträgt, entsprechend einem Widerstand des menschlichen Körpers von etwa 2000 Ohm.

Zur Erzielung kräftiger Wirkungen sind deshalb ziemlich hohe Spannungen nötig und außerdem muß für periodische Schließung und Öffnung des Stromes gesorgt werden. Vor Entdeckung der Induktion konnte der ersten Bedingung nur durch vielzellige Batterien, z. B. Voltasche Säulen, genügt werden. Die Induktionsströme gaben ein bequemes Mittel an Hand, den Strom einer aus wenigen Elementen bestehenden Stromquelle in hochgespannten intermittierenden bzw. Wechselstrom zu „transformieren“.

b) Schema des Apparates. Fig. 709 zeigt das Schema des Induktionsapparates in seiner einfachsten Form. Er besteht aus einem aus dünnen Drähten hergestellten „Eisenkern“ K , einer aus wenigen dicken Windungen bestehenden „Primärspule“ AB , einer aus sehr vielen dünnen Windungen bestehenden „Sekundärspule“ ab , und endlich einem selbsttätigen „Stromunterbrecher“ U , der meist nach Art des in § 199, Fig. 560 beschriebenen „Wagnerschen Hammers“ konstruiert ist. Durch die abwechselnden Schließungen und Unterbrechungen des Primärstromes entstehen im Sekundärkreise Induktionsstöße, deren momentane Maximalspannung um so größer ist, je größer die sekundäre Wickelungszahl.

Fig. 709.

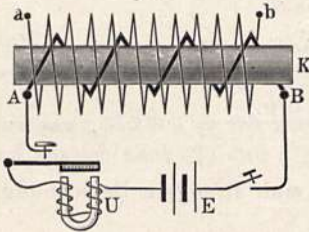
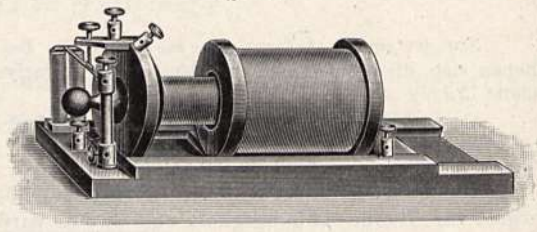
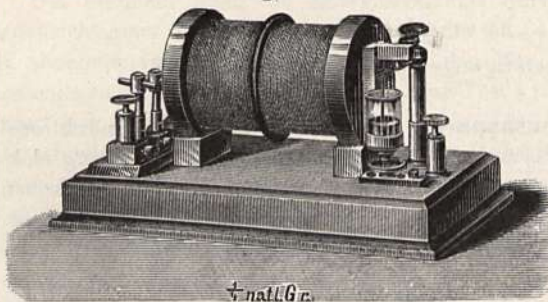


Fig. 710.



c) Ausführungsformen. Für medizinische Zwecke ist der sogenannte Schlittenapparat von du Bois-Reymond am gebräuchlichsten. Fig. 710 zeigt eine neuere Ausführung. Die Sekundärspule ist verschiebbar behufs Regelung

Fig. 711.

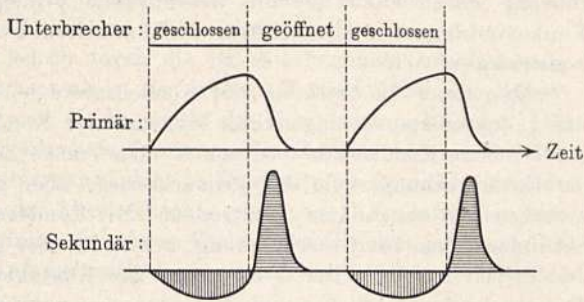


der sekundären Stromstärke in beliebigen Grenzen. Eine Regelung durch Veränderung des Primärstromes ist nämlich nur innerhalb enger Grenzen möglich, weil bei zu schwachem Strom der Selbstunterbrecher stehen bleibt, bei zu starkem die Kontaktstellen verbrennen. Weit-

gehendste Abschwächung kann man auch durch Entfernen des Eisenkernes erzielen. Bei Konstruktionen mit feststehendem Eisenkern kann der besondere Elektromagnet für den Wagnerschen Hammer entbehrt und dieser direkt durch den Eisenkern betätigt werden. Dies geschieht z. B. bei dem in Fig. 711 abgebildeten, von F. Kohlrausch für Widerstandsmessungen (vgl. § 150, S. 502) konstruierten Apparat mit Quecksilberkontakt am Unterbrecher.

d) Zeitlicher Stromverlauf. Fig. 712 zeigt schematisch den zeitlichen Verlauf des Primärstromes — obere Kurve — und des Sekundärstromes — untere Kurve. Es ist angenommen, daß die Unterbrechung des Stromes in kürzerer Zeit abläuft als die Schließung (s. weiter unten § 236); dementsprechend ist auch der Maximalwert des Öffnungsstoßes größer als der des Schließungsstoßes; dagegen sind, wie bereits in § 225 bemerkt, die Elektrizitätsmengen für beide gleich; ein in den Sekundärkreis eingeschaltetes Nadel- oder Spulengalvanometer von großer Schwingungsdauer zeigt deshalb auch außer einem gewissen Zittern keinen Ausschlag an, wogegen ein Hitzdrahtinstrument ausschlägt.

Fig. 712.



Die Theorie des Stromverlaufes im Induktionsapparat ist außerordentlich kompliziert und namentlich für den Öffnungsstrom gar nicht exakt durchführbar, weil der an der Unterbrechungsstelle auftretende Funken den Stromverlauf in unberechenbarer Weise beeinflusst.

§ 236. Der Ruhmkorffsche „Funkeninduktor“; Allgemeines und Theorie¹⁾. Um die Mitte des 19. Jahrhunderts bemühten sich verschiedene Konstrukteure mit der Herstellung von Induktionsapparaten von so hoher Sekundärspannung, daß zwischen den Enden der Sekundärwicklung Funken übersprangen. Zwei Wege standen hierfür offen: Erstens Vermehrung der Sekundärwindungen, zweitens Beschleunigung des Stromabfalles bei der Unterbrechung. Das erste Mittel wurde sofort allgemein benutzt. Den ersten brauchbaren Funkeninduktor konstruierte so Ruhmkorff in Paris im Jahre 1850. Die Funkenlänge betrug anfangs nur wenige Millimeter.

Eine weitere Verbesserung durch rascheren Abfall des Primärstromes kann man auf verschiedene Weise erzielen, nämlich:

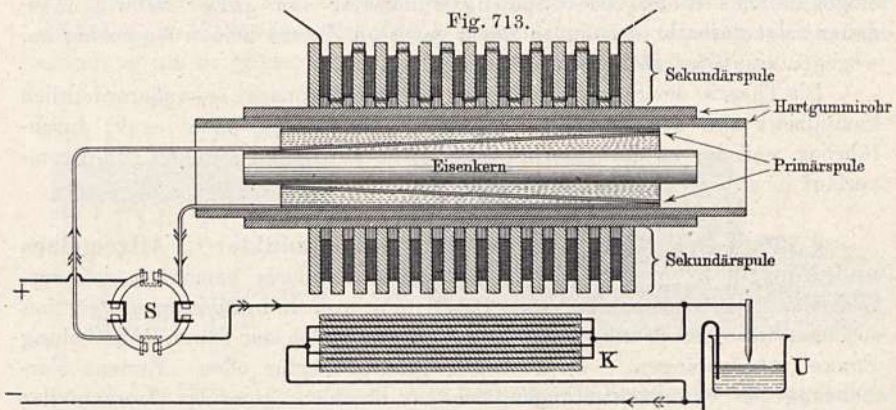
1. Durch möglichst rasche Entfernung der Kontaktstellen des Unterbrechers voneinander. Näheres hierüber weiter unten bei Besprechung der wichtigsten Unterbrechertypen.
2. In Verbindung mit 1. durch Einbetten der Unterbrechungsstelle in ein Medium, welches das Zustandekommen eines Funkens oder Lichtbogens an der Unterbrechungsstelle möglichst verhindert.
3. Durch Anbringung eines Kondensators (vgl. § 77) parallel zur Unterbrechungsstelle. Fig. 713 zeigt schematisch den so entstehenden Stromverlauf in einem Induktor: *S* ist ein Stromwender, *U* der Unterbrecher (als Quecksilberunterbrecher angenommen), *K* der Kondensator. Auf

¹⁾ Es kann nur eine kurze Übersicht gegeben werden. Näheres, namentlich über die Theorie und Literaturangaben findet man in: H. Armagnat, „La bobine d'induction“, Paris 1905.

die schematisch angedeutete Konstruktion der Spulen wird in § 237 eingegangen werden.

Im allgemeinen wird man sämtliche drei Maßnahmen miteinander kombinieren. Was speziell den Kondensator anbetrifft, so bedeutet seine Einführung durch Fizeau¹⁾ die wesentlichste prinzipielle Verbesserung des Funkeninduktors. Alle seitdem noch erzielten Fortschritte sind lediglich konstruktiver Art.

Man kann die Wirkung des Kondensators leicht demonstrieren, wenn das Induktorium so eingerichtet ist, daß der Kondensator sich abschalten läßt²⁾; ohne Kondensator beobachtet man starke flammenartige Funken an der Unterbrechungsstelle des Primärkreises, aber nur ganz kurze Funken zwischen den sekundären Elektroden. Mit Kondensator erhält man starke Sekundärfunken bei Unterbrechung, schwache oder gar keine bei Schließung des Primärstromes. Der Funken an der Kontaktstelle des Unterbrechers dagegen ist beträchtlich vermindert oder ganz unterdrückt.



Die Wirkungsweise des Kondensators ist nicht ganz leicht zu verstehen; die bei seiner Erfindung offenbar leitend gewesene und auch jetzt noch vielfach verbreitete elementare Auffassung, daß der Kondensator einfach als ein Reservoir wirke, das den Selbstinduktionsstoß aufzunehmen und dadurch eine Aufladung der Unterbrechungsstelle bis zur Funkenbildung zu verhindern habe, trifft nicht zu. Ein völliges Verständnis ist nur unter Berücksichtigung der nach der Stromunterbrechung in dem System Kondensator-Primärkreis entstehenden elektrischen Schwingungen möglich. Die Theorie zeigt, daß jeder Induktionsstoß aus einer Reihe von Schwingungen besteht, deren Verlauf in komplizierter Weise von der Größe des Kondensators, der Wirkungsweise des Unterbrechers und den Verhältnissen im Sekundärkreis abhängt. Wir geben im folgenden eine elementare Theorie des Induktoriums³⁾.

Es werde zunächst der ideale Grenzfall betrachtet, daß eine Funkenbildung am Unterbrecher gar nicht zustande kommt, und daß die induktive

¹⁾ Compt. rend. 36, 418 (1853).

²⁾ Ein zerlegbarer Funkeninduktor für Demonstrationszwecke wird von F. Ernecke (Berlin-Tempelhof) gebaut.

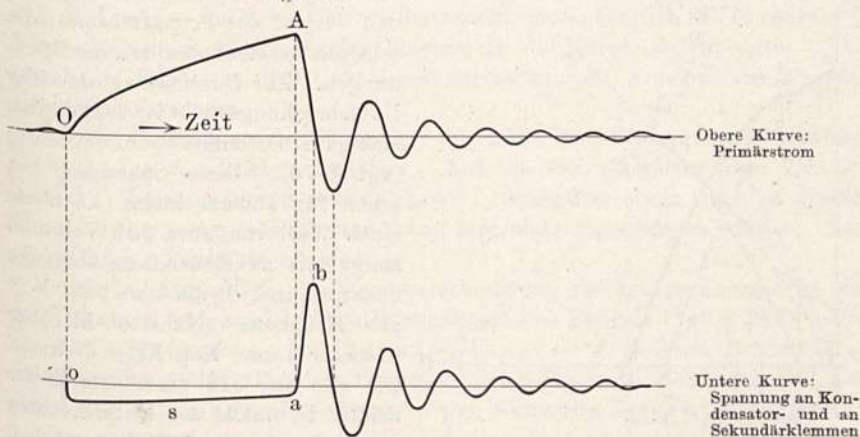
³⁾ Nach d'Armagnat (a. a. O.).

Rückwirkung des Sekundärstromes auf den Primärkreis zu vernachlässigen ist. Letzteres ist angenähert der Fall, solange keine Funkenentladung im Sekundärkreis stattfindet, denn bis dahin kann ein merklicher Strom im Sekundärkreis gar nicht zustande kommen¹⁾.

Wenn der Primärstrom geschlossen wird, so steigt er nach einer Kurve OA (Fig 714) an²⁾, die der Gl. (5) in § 229 folgt.

Dieser Anstieg wird jedoch durch die bei A erfolgende Unterbrechung beendet. Von diesem Moment ab ist der weitere Verlauf durch die Selbstinduktion der Primärspule und die Kapazität des Kondensators bedingt. Die ja meist nur wenige Volt betragende Spannung der Batterie kommt für den nun folgenden Schwingungsvorgang nicht in Betracht, sie bewirkt nur eine geringfügige Verschiebung der Abszissenachse nach oben. Es entstehen jetzt gedämpfte elektrische Schwingungen, deren Verlauf den Gleichungen des § 234 folgt. Nur ist hier der Anfangszustand um eine Viertelperiode verschoben,

Fig. 714.



indem im Augenblick der Unterbrechung der Strom seinen Maximalwert hat, während der Kondensator ungeladen ist. Der Verlauf der Spannung an den Kondensatorbelegungen und damit auch an der Unterbrechungsstelle ist gegen die Stromkurve um $1/4$ Periode verschoben, ist also durch die untere Kurve ab usw. gegeben.

Die induzierte EMK im Sekundärkreis und damit auch — bei Vernachlässigung der sekundären Kapazität — die Spannung an den Elektroden ist proportional — $\delta J/\delta t$, ist also gegen den Strom um $1/4$ Periode verschoben. Somit wird die Sekundärspannung, abgesehen vom Maßstab, ebenfalls durch die untere Kurve dargestellt. Für die erreichbare Funkenlänge ist also das erste Maximum b maßgebend. Der Vollständigkeit halber ist auch noch der Verlauf des Schließungsstoßes osa angegeben.

Nun ist die Dauer der Schwingung proportional mit \sqrt{C} (vgl. § 234), bei einer Vergrößerung von C , etwa einer Vervierfachung, würde also die Schwingungszeit sich verdoppeln und die Abfallgeschwindigkeit des Stromes auf die

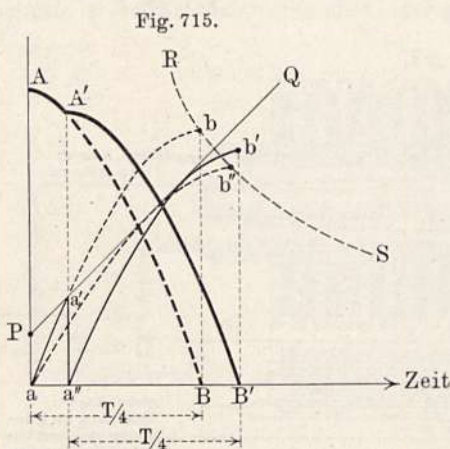
¹⁾ Wir vernachlässigen also den Einfluß der elektrostatischen Kapazität der Sekundärwicklung. Daß dies nicht ganz richtig, zeigt Fig. 725 auf S. 803.

²⁾ Die obere Kurve ist mit einem Oszillographen aufgenommen und entstammt einer Veröffentlichung der Firma Siemens und Halske.

Hälfte sinken; dasselbe müßte somit auch für die maximale Sekundärspannung gelten. Wir erhalten also zunächst das scheinbar paradoxe Resultat, daß Verkleinerung des Kondensators die Sekundärspannung erhöht, woraus dann weiter folgen würde, daß bei der Kapazität Null, also ohne Kondensator, die Spannung am höchsten wäre; in der Tat ist jedoch obiges Resultat nur solange richtig, als der Kondensator groß genug ist, um den Funken an der Unterbrechungsstelle fast völlig zu unterdrücken, eine weitere Verkleinerung des Kondensators drückt die Funkenlänge wieder herab, weil der nunmehr auftretende Unterbrechungsfunken den Stromabfall verlangsamt.

Es existiert also für jedes Induktorium eine gewisse, von der Wirkungsweise des Unterbrechers abhängige günstigste Kapazität des Kondensators¹⁾.

Um den Einfluß des Unterbrechungsfunkens zu erklären, sind in Fig. 715 die Vorgänge unmittelbar nach der Unterbrechung noch einmal dargestellt.



Die stark gezeichneten Kurven geben den Verlauf des Primärstromes, die schwach gezeichneten den der Spannungen. Zur Durchschlagung einer Unterbrechungsstelle ist bekanntlich eine ganz bestimmte Spannung nötig (vgl. § 76). Diese Spannung hat schon für äußerst kleine Abstände einen Wert von etwa 300 Volt und steigt mit zunehmendem Abstände linear an, in Luft um etwa 5000 Volt pro Millimeter (Näheres hierüber s. weiter unten, Kap. XII). Nehmen wir also an, daß der Abstand der beiden Kontakte des Unterbrechers proportional mit der Zeit wächst,

so würde die Gerade PQ die zur Überbrückung der Unterbrechungsstelle in jedem Augenblick nötige Spannung darstellen. Würde kein Unterbrechungsfunken entstehen, so würde die Sekundärspannung ein Maximum b erreichen, das auf der Kurve RS liegt, welche die Abhängigkeit der Sekundärspannung von der Schwingungsdauer, d. h. von der Kondensatorkapazität angibt; der Primärstrom würde der Kurve AB folgen.

In Wirklichkeit entsteht aber ein Unterbrechungsfunken, wenn die den Spannungsverlauf am Kondensator darstellende Kurve $aa'b$ die Linie PQ in a' schneidet. Durch den Funken wird die Unterbrechungsstelle überbrückt, der Kondensator plötzlich kurzgeschlossen und entladen²⁾, so daß nach dem Erlöschen des Funkens der ganze Schwingungsvorgang von neuem beginnt, jedoch mit einer etwas verkleinerten Amplitude. Außerdem aber ist die nunmehr folgende Schwingung zeitlich etwas verschoben, so daß der weitere Verlauf des Primärstromes statt durch $A'B$, jetzt durch $A'B'$ und derjenige der Sekundär-

¹⁾ Mizuno, Phil. Mag. 45, 447 (1898).

²⁾ Genau genommen ist auch diese Entladung oszillierend, doch sind die Schwingungen wegen der minimalen Selbstinduktion in dem kurzgeschlossenen Kondensator im Vergleich mit den anderen so kurz, daß wir ihren ganzen Verlauf als momentan betrachten dürfen.

spannung durch $a''b'$ dargestellt ist. Der größte Wert der Sekundärspannung wird erreicht, wenn der Kurventeil $a''b'$ die Gerade PQ tangiert; hätte man den Kondensator so weit vergrößert, daß kein Unterbrechungsfunken entsteht, so wäre der Verlauf ab'' der Sekundärspannung entstanden. Es läßt sich leicht zeigen, daß b'' etwas tiefer liegt als b' , daß also die völlige Unterdrückung des Unterbrechungsfunkens durch den Kondensator nicht einmal vorteilhaft ist.

Weitere Verkleinerung des Kondensators dagegen würde nochmalige Funkenbildung am Unterbrecher und damit auch nochmaligen Neubeginn der sekundären Spannung bewirken; die Folge wäre eine Verminderung des Maximums, das bei weiterer Verkleinerung der Kapazität etwa der Geraden PQ folgen würde.

Somit ist b' die maximale, durch Veränderung des Kondensators erreichbare Spannung; die Abhängigkeit der Sekundärspannung von der Schwingungsdauer, d. h. von der Wurzel der Kondensatorkapazität wird — abgesehen vom Maßstab — durch eine Kurve dargestellt, die anfänglich der Geraden PQ folgt, dann nach einer scharfen Biegung in die Kurve RS übergeht. Die günstigste Kapazität muß, wie leicht zu sehen, mit zunehmender Primärstromstärke wachsen.

Diese Schlüsse werden in der Tat durch die Beobachtungen von Mizuno (a. a. O.) im wesentlichen bestätigt. Auf die viel komplizierteren Verhältnisse bei belastetem Sekundärkreis, namentlich wenn auch in diesem Eigenschwingungen möglich sind, kann hier nicht eingegangen werden. Nur ein wichtiger Punkt sei erwähnt:

Die im Augenblick der Stromunterbrechung verfügbare Energie ist die im Eisenkern aufgespeicherte elektromagnetische Energie (vgl. § 232). Die im Sekundärkreise erzielbare Leistung — z. B. beim Betrieb einer Röntgenröhre — ist also dem Eisengewicht des Induktoriums und der Zahl der Stromunterbrechungen pro Sekunde direkt proportional.

§ 237. Ausführungsformen des Funkeninduktors und seiner Zubehörteile¹⁾. Bis zum Jahre 1896 war der Funkeninduktor ein lediglich zum Zwecke physikalischer Forschung dienender Laboratoriumsapparat, bei dessen Konstruktion und Dimensionierung einzig die mehr oder weniger große Erfahrung des Erbauers maßgebend war. Die Entdeckung der Röntgenstrahlen im Jahre 1895 und die bald darauf beginnende Anwendung der drahtlosen Telegraphie verwandelten den Induktor mit einem Schlage zu einem vielbenutzten Instrument der medizinischen und technischen Praxis. Eine vollständige Umwälzung seiner Herstellungsweise war die Folge; eine theoretische Grundlage für die Berechnung und Konstruktion seiner einzelnen Teile wurde jetzt erst entwickelt. Bezüglich älterer Ausführungsformen, die sich in vielen Laboratorien natürlich noch befinden, sei der Leser deshalb auf die früheren Auflagen dieses Buches verwiesen.

a) Spulen (vgl. die schematische Fig. 713): Der Hauptbestandteil des Induktors, die Spule, enthält zu innerst den Eisenkern, welcher aus in § 227 erörterten Gründen aus dünnen, voneinander isolierten Drähten oder Blechen (nach H. Boas) zusammengesetzt ist. Auf den Eisenkern ist die aus zwei oder vier Lagen dicken Drahtes bestehende Primärspule meist direkt aufgewickelt. Von der Sekundärspule ist die Primärspule durch ein Hart-

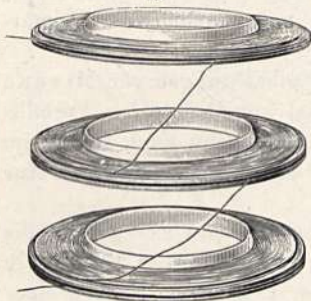
¹⁾ Näheres findet man bei E. Ruhmer, „Konstruktion, Bau und Betrieb von Funkeninduktoren“ (Leipzig 1904), oder bei d'Armagnat, a. a. O.

gummirohr getrennt, welches dick genug sein und nach beiden Seiten weit genug überstehen muß, um ein Durchschlagen von Funken nach der Primärspule oder dem Eisenkern zu verhüten.

Die Windungen der Sekundärspule sind, wie aus der Figur ersichtlich, nicht der Länge nach aufgewickelt, sondern in Form einzelner flacher Scheiben, die durch Pappscheiben getrennt sind. Bei einer gewöhnlichen Längswicklung würden nämlich die nahe übereinanderliegenden Drähte der verschiedenen Lagen so große Potentialdifferenzen aufweisen, daß ein Durchschlagen der Funken zu befürchten wäre. Bei der Scheibenwicklung dagegen steigt innerhalb jeder Scheibe die Spannung von innen nach außen oder umgekehrt an; außerdem wächst die Spannung gleichmäßig von Scheibe zu Scheibe, so daß auf eine jede trennende Pappschicht nur ein ganz kleiner Bruchteil der gesamten Differenz der äußersten Enden entfällt.

Eine weitere Sicherung der Sekundärspule gegen Spitzenausströmungen im Innern und gegen etwaige Gleitfunken an der Oberfläche wird dadurch erreicht, daß der sehr dünne Sekundärdräht während des Wickelns durch einen Trog mit einer geschmolzenen Harzmischung läuft, welche nach dem Erkalten die scheibenförmigen Einzelspulen zu kompakten Körpern verklebt.

Fig. 716.



Nachdem die Drahtenden dieser Scheiben, wie in Fig. 716 angedeutet, miteinander verbunden sind, werden sie in einem evakuierten Eisengefäß aufeinandergedrückt, erhitzt und nochmals völlig mit der Harzmischung durchtränkt, so daß schließlich die ganze Sekundärspule eine einzige feste und im Innern völlig lückenfreie Masse darstellt. Von der bei diesem Verfahren angewandten Sorgfalt hängt die Lebensdauer des Apparates wesentlich ab; eine Reparatur einer im Innern durchgeschlagenen Sekundärspule ist so gut wie unmöglich.

Fig. 717 zeigt den fertigen Induktor mit Hammerunterbrecher (s. weiter unten) versehen.

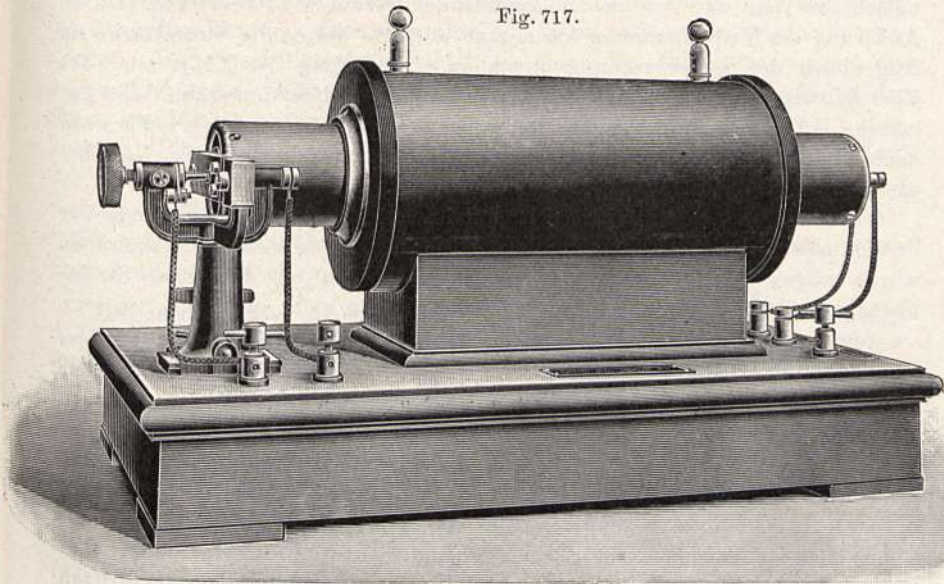
b) Kondensator: Der Kondensator ist ein Papierkondensator, über dessen Herstellung schon in § 77 berichtet. Er befindet sich im Innern des dicken hölzernen Fußkastens.

c) Unterbrecher: Aus den theoretischen Betrachtungen des vorigen Paragraphen geht hervor, daß die Wirksamkeit des Induktors wesentlich durch die Arbeitsweise des Unterbrechers bedingt ist. Man wird verschiedene Unterbrecher benutzen, je nachdem es bei dem Gebrauch des Induktors mehr auf große Unterbrechungszahl, oder auf große Leistung oder endlich auf beides zugleich ankommt.

1. Hammerunterbrecher: Fig. 718 zeigt schematisch die Wirkungsweise des einfachen, nach Art des Wagnerschen Hammers gebauten Unterbrechers. Als Magnet zur Betätigung des Hammers dient der nach außen vorstehende Eisenkern *E* des Induktors (vgl. auch Fig. 717). Die Zahl der Unterbrechungen ist wesentlich durch die Eigenschwingungszahl des federnden Hammers gegeben und dürfte etwa 20 bis 25 pro Sekunde nicht übersteigen. Die Unterbrechung findet zwar im günstigen Moment der größten Geschwindigkeit der Feder statt, doch ist diese Geschwindigkeit nicht sehr groß, da sie nur einen Bruchteil derjenigen des äußeren Endes beträgt. Es ist also nur

eine Belastung mittlerer Stärke möglich, bei der die volle Funkenlänge, wenigstens größerer Apparate, kaum erreicht wird.

Fig. 717.



Zur Verhütung einer Oxydation der Kontaktflächen und eines verlängerten Stromüberganges durch Lichtbogenbildung bestehen die Kontaktstücke aus einer Platin-Iridiumlegierung.

Wesentlich größere Unterbrechungszahlen (etwa 100 bis 200) erhält man mit dem in Fig. 719 schematisch abgebildeten Deprez-Unterbrecher.

Fig. 718.

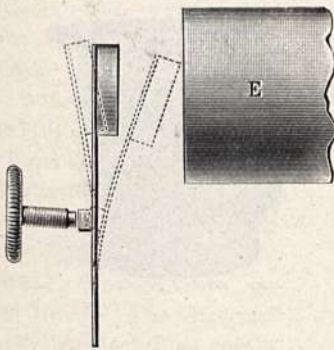
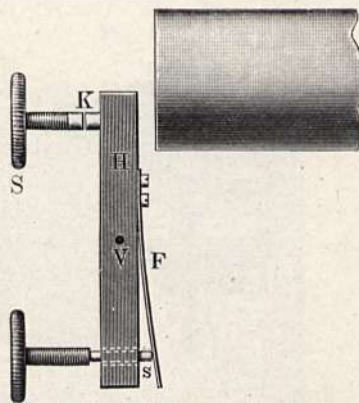


Fig. 719.



Die Kontaktstücke *K* sitzen einerseits an einer Schraube *S*, andererseits an einem zweiarmigen Hebel *H* aus Eisen, der sich um die Achse *V* dreht und eine die Kontaktstücke aneinanderpressende Blattfeder *F* trägt; letztere ist durch eine Schraube mit isolierender Spitze *s* verstellbar.

Eine eigentliche freie Schwingung des Hebels kommt gar nicht zustande, sondern der Eisenkern des Induktors zieht den Hebel an und unterbricht den Kontakt in dem Momente, in welchem der Strom im Induktor einen

solchen Wert erreicht hat, daß die Kraft der Feder durch die magnetische Anziehung gerade überwunden wird. Die entstehenden Schwingungen sind unsichtbar klein und nur an dem summenden Geräusch zu bemerken. Durch Änderung der Federspannung kann man auf eine bestimmte Stromstärke im Augenblick der Unterbrechung einstellen. Änderung der EMK oder des Vorschaltwiderstandes dagegen ändert nur die Unterbrechungszahl. Die Belastung ist beschränkt, weil bei den äußerst kleinen Bewegungen, die noch dazu im Augenblick der Unterbrechung mit der Geschwindigkeit Null beginnen, zu leicht starke Funkenbildung eintritt.

Bei allen Hammerunterbrechern mit festen Kontakten ist die EMK der Stromquelle auf etwa 30 Volt begrenzt; bei Anwendung höherer Spannungen würde wegen Lichtbogenbildung an den Kontakten ein dauernder Stromübergang eintreten und eine exakte Unterbrechung nicht mehr möglich sein.

2. Quecksilberstiftunterbrecher: Eine Quecksilberfläche in einem Glasbecher bildet die eine, ein in das Quecksilber periodisch eintauchender Platinstift die andere Kontaktstelle (vgl. das Schema in Fig. 713); zur besseren Unterdrückung des Unterbrecherfunkens wird das Quecksilber mit einer Flüssigkeitsschicht (Wasser, Alkohol, Petroleum) übergossen. Die Bewegung des Stiftes kann entweder analog wie beim Wagner'schen Hammer erfolgen¹⁾, oder vermittelt eines besonderen Elektromotors, der vermittelt einer auf seiner Achse sitzenden exzentrischen Scheibe den Stift bewegt. Starke Belastungsmöglichkeit ist ein Vorteil, geringe Unterbrechungszahl, Verspritzen von Quecksilber und Deckflüssigkeit, ungleichmäßiges Arbeiten wegen des Schwingens der Quecksilberoberfläche sind Nachteile dieser Unterbrecherart, die deshalb ziemlich aus der Praxis verschwunden ist.

3. Quecksilberstrahlunterbrecher: Diese Unterbrecherart ist durch das Bedürfnis der Röntgenstrahlentechnik nach einem gleichzeitig rasch

Fig. 720.

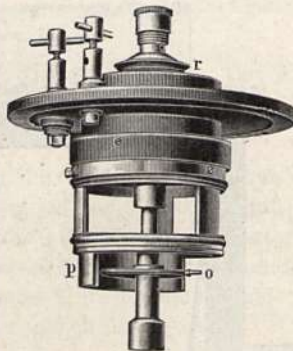


Fig. 721.



und regelmäßig arbeitenden und dabei bezüglich Stromstärke und Spannung ziemlich stark belastbaren Unterbrecher entstanden. Von den zahlreichen hierhergehörigen Konstruktionen ist in Fig. 720 und 721 diejenige ihres ersten Erfinders, H. Boas²⁾, abgebildet.

¹⁾ Z. B. bei dem für die Entwicklung des Funkeninduktors historisch wichtigsten ältesten derartigen Unterbrecher nach Foucault aus dem Jahre 1856 (vgl. 9. Aufl. d. Werkes, Bd. IV, Fig. 754).

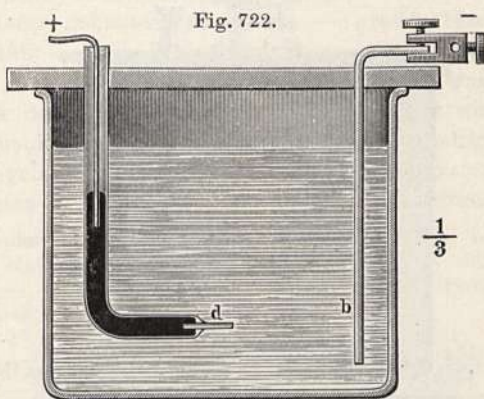
²⁾ Fabrikant: Allg. Elektr.-Ges. Berlin.

Fig. 720 zeigt die Innenansicht und Fig. 721 den das Quecksilber nebst Alkohol enthaltenden eisernen Topf. Die hohle Achse des Apparates enthält eine Transportschnecke, welche das Quecksilber in die Höhe hebt und durch die Zentrifugalkraft in feinem Strahle aus einer rotierenden Düse *o* herspritzt. Der Quecksilberstrahl bildet die eine, das Zylindersegment *p* die andere Elektrode. Solange der umlaufende Strahl das Segment trifft, ist der Strom geschlossen, solange er den Ausschnitt passiert, ist der Strom unterbrochen. Durch geeignete Wahl der Umlaufzahl sowie der Breite und Zahl der Ausschnitte und Segmente läßt sich die Unterbrechungszahl in weitesten Grenzen ändern. Der Strombelastung sind innerhalb der für den Induktor selbst zulässigen Grenzen weder nach oben noch nach unten Grenzen gesetzt. Zum Antrieb dient ein kleiner Elektromotor.

Bei ungenügender Alkoholfüllung können in dem Gemenge von Luft und Alkoholdampf im Innern des Topfes infolge Zündung durch den Unterbrechungsfunken Explosionen auftreten. Zu deren Unschädlichmachung dient der dicke gußeiserne Mantel. Bei längerem Gebrauch macht sich die Verschlammung des Quecksilbers unangenehm bemerkbar.

4. Quecksilber-Zentrifugalunterbrecher: Diese Unterbrecherart, deren Entstehung auf eine Arbeit von N. Tesla¹⁾ zurückzuführen ist, beruht auf der Idee, einer Quecksilberoberfläche durch Zentrifugalkraft eine gewisse Starrheit zu geben. Wenn ein Quecksilber enthaltendes zylindrisches Gefäß rasch rotiert, so bildet das Quecksilber einen schmalen Ring an der Wand, in welchem feste Kontaktstücke in beliebig rascher Folge ein- und austauschen können, ohne daß ein Mitreißen oder Verspritzen des Quecksilbers eintritt. Eine Übersicht über verschiedene in letzter Zeit ausgeführte Konstruktionen findet man in einer Mitteilung von F. Dessauer²⁾.

5. Wehnelt-Unterbrecher: Dieser, von A. Wehnelt³⁾ entdeckte Unterbrecher ist von allen bisherigen gänzlich verschieden. In seiner einfachsten Gestalt (Fig. 722) besteht er aus einem, in ein Glasröhrchen eingeschmolzenen, nach außen und innen um einige Millimeter vorstehenden, 1 bis 2 mm dicken Platindraht *d* als positiver und einer Bleiplatte *b* als negativer Elektrode in einem mit verdünnter (30 Proz.) Schwefelsäure gefüllten Gefäß. Das Glasröhrchen ist mit Quecksilber gefüllt, in welches ein den Strom zuführender Kupferdraht eintaucht.



Schaltet man diesen Apparat in den Stromkreis eines Induktoriums, nachdem man den etwa vorhandenen Hammerunterbrecher und dadurch zu-

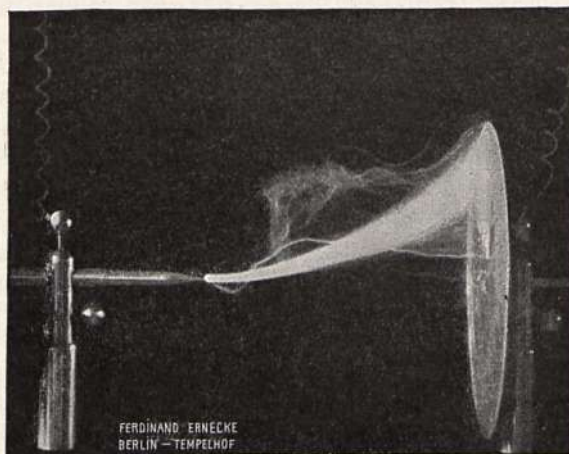
¹⁾ Elektrot. Zeitschr. 19, 671 (1898).

²⁾ Physik. Zeitschr. 10, 674 (1909).

³⁾ Wied. Ann. 68, 233 (1899).

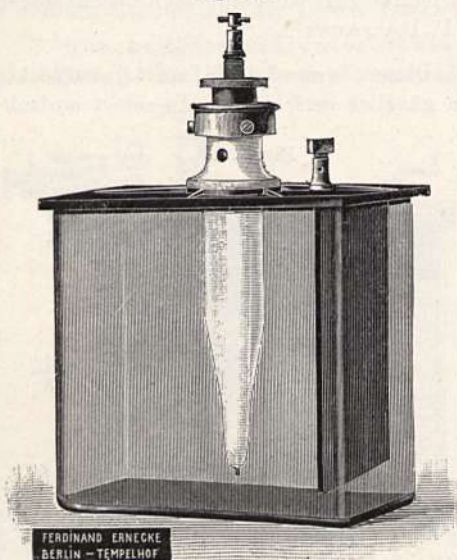
gleich auch den Kondensator kurzgeschlossen hat, so treten bei genügender EMK der Stromquelle — je nach Größe des Induktors 30 bis 110 Volt — äußerst rapide Stromunterbrechungen auf; die Zahl der Unterbrechungen be-

Fig. 723.



trägt bei kleinen Apparaten bis zu mehreren Tausend, bei sehr großen immer noch einige Hundert und mehr pro Sekunde. Die Funken im Sekundärkreise verschmelzen zu einer flammenartigen Erscheinung (Fig. 723).

Fig. 724.



Zu längerem Betriebe ist der einfache Apparat nicht geeignet, da die Glasröhre bald springt. Ein betriebssicheres Modell¹⁾ zeigt Fig. 724. Der Platindraht ist hier durch eine feine Öffnung in einem Porzellanrohr geführt und von oben mittels Schraube verstellbar.

Die Wirkung des Wehnelt-Unterbrechers beruht im wesentlichen auf der an der kleinen Platinelektrode entwickelten Stromwärme, die nach einer von der EMK und der Selbstinduktion abhängigen Zeit die Flüssigkeit zum Verdampfen bringt und dadurch den Strom plötzlich unterbricht, da nach Stark und Casuto²⁾ zwischen einer positiven Metall- und einer negativen Flüssigkeitselektrode ein Strom-

übergang nur in der Form kleiner — den Platindraht als rosafarbene Lichthaut umgebender — Fünkleinchen, nicht aber in Form eines größeren Elektrizitäts-

¹⁾ Fabrikant: F. Ernecke, Berlin-Tempelhof.

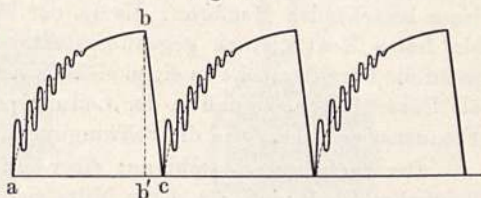
²⁾ Physik. Zeitschr. 5, 264 (1904).

mengen transportierenden Lichtbogens möglich ist¹⁾. Ein Kondensator ist deshalb beim Gebrauch dieses Unterbrechers unnötig. Da der Dampf sich unmittelbar nach der Unterbrechung wieder kondensiert, so findet ohne Zeitverlust sofort der nächste Stromstoß statt. Man erhält somit den in Fig. 725 dargestellten Stromverlauf im Primärkreis²⁾.

Die punktierte Anstiegskurve *ab* würde man beobachten, wenn gar kein Sekundärkreis vorhanden wäre (einfache Selbstinduktionsspule), die tatsächliche Kurve zeigt überlagerte Schwingungen infolge Rückwirkung seitens der Eigenschwingungen des Sekundärkreises, die noch fortauern, während der nächste Stromanstieg erfolgt.

Die Unterbrechungen kommen nur zustande, wenn genügende Selbstinduktivität im Stromkreise, so daß während der zur Kondensation des Dampfes nötigen Zeit *b'c* (s. Fig. 725) der Strom noch nicht merklich angestiegen ist. Sonst findet ein dauernder Stromübergang statt, wobei die Platinspitze meist glühend wird. Bei kleinen Induktoren muß man deshalb unter Umständen noch eine besondere Selbstinduktionsspule („Drosselspule“) vorschalten. Auch während des Betriebes

Fig. 725.



findet gelegentlich ein „Umschlagen“ des Unterbrechers in die kontinuierliche Stromform statt; meist genügt ein kurzes Ausschalten, um die Unterbrechungen wieder in Gang zu bringen. Der Unterbrecher entwickelt reichliche Mengen Knallgas und ist deshalb bei länger dauernder Verwendung unter einen Abzug oder vor das Fenster zu stellen. Über seine Verwendung zu Vorlesungsversuchen über Selbstinduktion vgl. § 228. Eine vollständige Literaturübersicht findet sich bei P. Ludwig³⁾.

6. Explosionsunterbrecher: Mit diesem Namen mögen die Vorrichtungen bezeichnet werden, die dazu dienen, einen einzigen, möglichst kurzen und dabei möglichst starken Induktionsstoß zu erzeugen. Sie dienen, in Verbindung mit besonders dafür gebauten Induktoren — großes Eisengewicht, vgl. den Schluß von § 236 — dazu, Momentaufnahmen mit Röntgenstrahlen zu machen. In ihrer einfachsten Form⁴⁾ bestehen sie aus einem Stück sehr dünnen Drahtes, der durch den Strom plötzlich verdampft wird. Zur Verhinderung einer Lichtbogenbildung ist der Draht in ein wasserhaltiges Material, wie Ton, Gips u. dgl. eingehüllt, welches durch die Dampfentwicklung explosionsartig auseinandergerissen wird und dabei den Lichtbogen auslöscht.

Über den Betrieb von Funkeninduktoren mit Wechselstrom s. Kap. XII. Auf eine von Grisson⁵⁾ angegebene eigentümliche Schaltungsweise mit einem rotierenden Stromwender und einem — elektrolytischen — Kondensator sehr großer Kapazität kann hier nur hingewiesen werden.

§ 238. Telephon und Mikrophon. Das Telephon oder der Fernsprecher dient zur Übertragung von Schallschwingungen, speziell der menschlichen Stimme, in die Ferne mit Hilfe elektrischer Ströme. Dementsprechend

¹⁾ Über den Grund dieses Verhaltens s. Kap. XII.

²⁾ Nach Wehnelt a. a. O.

³⁾ Dissertation, Göttingen 1907.

⁴⁾ Nach. Fr. Dessauer, Physik. Zeitschr. 10, 859 (1909).

⁵⁾ Fabrikation durch die Grisson-Gesellschaft m. b. H., Berlin.

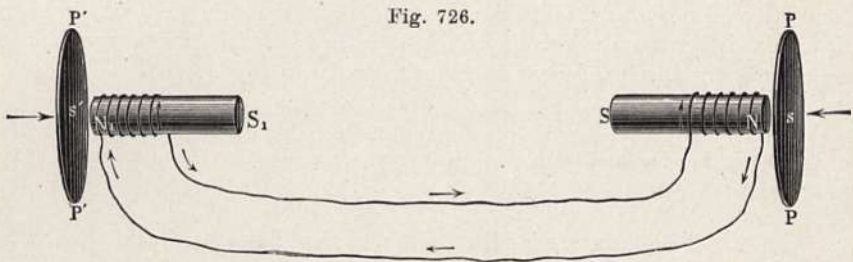
enthält jede Telephonanlage, so verschieden auch ihre Ausführung im einzelnen sein mag, folgende Hauptteile:

1. Einen Aufnahmeapparat, welcher die ankommenden Schallschwingungen auffängt und ihnen proportionale elektrische Stromschwankungen erzeugt.
2. Eine Fernleitung zur Übermittlung der Stromschwankungen an den Empfangsapparat.
3. Einen Empfangsapparat, in welchem die ankommenden Stromschwankungen wieder in Schwingungen irgend eines Körpers, meist einer Membran, verwandelt werden, die vom Ohr als Schall wahrgenommen werden.

Den historisch ältesten Versuch eines Telephons stellt ein von Reis¹⁾ erfundener Apparat dar; von ihm stammt auch die Bezeichnung „Telephon“. Der Aufnahmeapparat besteht aus einem Trichter nebst einer aus Schweinsblase bestehenden Membran, die in der Mitte ein Kontaktstück trägt, dem ein festes Kontaktstück gegenübersteht. Die schwingende Membran wirkt, wenn die Kontaktstücke in einen elektrischen Stromkreis eingeschaltet werden, als Unterbrecher, so daß in der Leitung periodische Stromstöße von gleicher Frequenz entstehen, wie die Schwingungen der Membran.

Der Empfänger besteht aus einer auf einem Resonanzboden befestigten länglichen Drahtspule, in deren Mitte sich eine Stricknadel befindet. Durch die Stromstöße wird die Nadel magnetisiert und dadurch ihre Länge ein wenig verändert (vgl. § 218). Die periodischen Längenänderungen übertragen sich auf den Resonanzboden und versetzen diesen in Schwingungen, die als ein Ton von gleicher Höhe, wie der den Aufnahmeapparat treffende Ton hörbar werden.

Das Telephon von Reis hat die Unvollkommenheit, daß durch die Schwingungen der Membran an der Aufgabestation ein Strom nur ganz unterbrochen oder in voller Stärke geschlossen werden kann, daß aber durch die verschiedenen Größen der Schwingungsintensitäten bzw. der Amplituden der Membran nicht auch entsprechende verschiedene Stromintensitäten hervorgerufen werden können. Es ist daher mit diesem Instrumente wohl ein Rhythmus, also eine bestimmte Tonhöhe, nicht aber die Intensität des Tones, noch auch seine Klangfarbe zu reproduzieren.



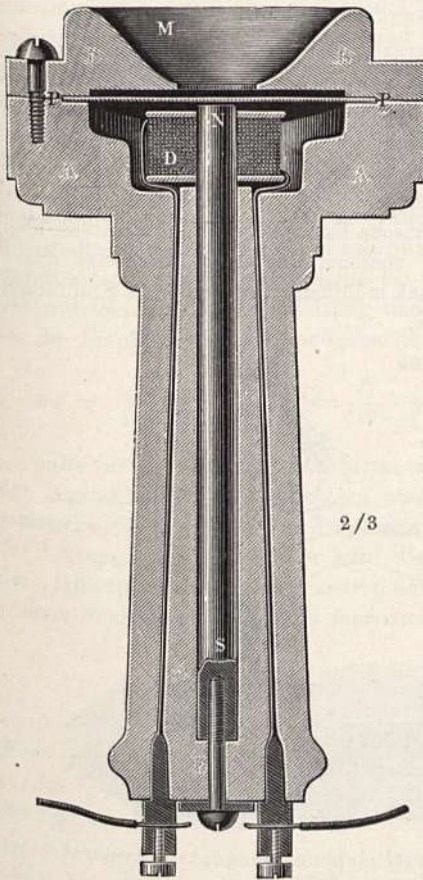
Ungleich vollkommener und doch von genialer Einfachheit ist das im Jahre 1875 erfundene Telephon von Bell. Um dasselbe zu verstehen, beachten wir zunächst die schematische Fig. 726. SN und S_1N_1 stellen zwei Stahlmagnete vor, PP und $P'P'$ zwei dünne Membranen aus Eisen,

¹⁾ Jahresber. d. physik. Vereins Frankfurt a. M. 1860/61.

welche dicht vor den Polen stehen. Um die Enden beider Magnete ist ein Draht in der aus der Figur ersichtlichen Weise gewickelt und zu einem in sich zurückkehrenden Kreise geschlossen. Nähert man nun die Scheibe PP dem Magnetstabe, so wird dadurch der magnetische Widerstand vermindert, der Kraftfluß durch die Spirale vermehrt und es entsteht in dem Draht ein Induktionsstrom solcher Richtung, daß er den Magneten $N_1 S_1$ verstärkt und dadurch eine vermehrte Anziehung auf die Scheibe $P'P'$ ausübt. Daraus folgt, daß jede Annäherung der Scheibenmitte s an den Magnetpol N fast gleichzeitig eine Anziehung der Scheibenmitte s' an den Magnetpol N_1 zur

Fig. 727.

Fig. 728.



Folge hat. Dasselbe gilt beim Zurückziehen der Scheiben von den Polen. Kurz, alle hin und hergehenden Bewegungen bzw. Schwingungen der einen Scheibe rufen proportionale Schwingungen der anderen Scheibe hervor. Erfolgen nun die Schwingungen der Scheibe PP durch den Anprall von Schallwellen bestimmter Form, so entstehen ganz

entsprechende Schwingungen der Scheibe $P'P'$, welche ihrerseits in der angrenzenden Luft Schallwellen derselben Form, wenn auch geringerer Intensität hervorrufen.

Da beide Teile ganz gleich gebaut sind, so kann jeder nach Belieben als Aufnahme- oder Empfangsapparat benutzt werden.

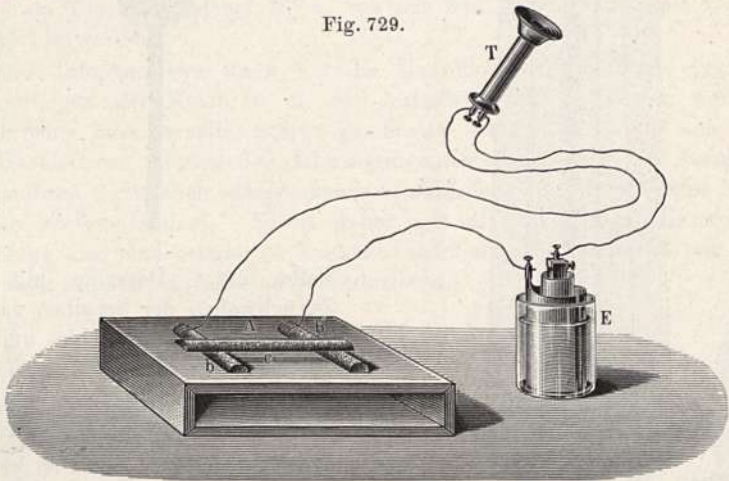
Fig. 727 zeigt ein Telephon von Bell im Längsschnitt; NS ist der Magnet, D die Drahtspule, PP die Membran, M der Schalltrichter. Es ist klar, daß die Wirkungen um so kräftiger sein müssen, je besser der magne-

tische Schluß im Apparate ist. Von diesem Gesichtspunkte aus verbesserte W. v. Siemens¹⁾ das Telephon, indem er dem Magneten Hufeisenform gab, so daß beide mit je einer Spule umgebene Pole der Membran gegenüberstanden. Fig. 728 zeigt eine moderne Form (Reichspostmodell) des Siemens-Bellschen Telephons. Der Hufeisenmagnet befindet sich in dem Handgriff, die Spulen sitzen auf seitlich angesetzten Polschuhen dicht hinter der Membran.

Da der Telephonempfänger durch elektrische Wechselströme betätigt wird, so muß er natürlich auch tönen, wenn der Wechselstrom nicht durch Schallschwingungen, sondern durch irgend einen elektrischen Apparat, z. B. ein Induktorium, erzeugt wird. Das Telephon kann also, wie schon in § 150 erwähnt, als Indikator für Wechselströme, bzw. als Meßinstrument für Nullmethoden dienen. Bemerkenswert ist die außerordentliche Empfindlichkeit; bei mittleren Tonhöhen sind noch Wechselströme von etwa 10^{-8} Amp. wahrnehmbar.

Mikrophon. Der Aufnahmeapparat des Bellschen Telephons hat den Nachteil, daß die in ihm erzeugte Menge elektrischer Energie aus der Energie der Schallschwingungen selbst stammt und deshalb sehr klein ist. Man ist daher zum Teil wieder auf die ursprüngliche Idee von Reis zurückgekommen, nach welcher der durch den Schall erregte Apparat die elektrische Energie nicht selbst erzeugt, sondern nur auslösend oder regulierend auf die von galvanischen Elementen gelieferte elektrische Energie wirkt. Dabei soll aber der Strom nicht völlig unterbrochen, sondern nur seine Intensität durch Änderungen des Widerstandes rhythmisch modifiziert werden. Als Empfänger wird das Bellsche Telephon beibehalten.

Fig. 729.



Der Erfinder dieses zuerst Universaltelephon genannten Apparates ist R. Lüttge²⁾. Doch ist dasselbe fast gleichzeitig von Hughes³⁾ und Berliner selbständig erfunden und unter dem Namen Mikrophon bekannt geworden.

Die Konstruktion des Mikrophons variiert außerordentlich und ist im allgemeinen von verblüffender Einfachheit. Fig. 729 zeigt ein solches, wie

¹⁾ Wied. Ann. 4, 485 (1878).

²⁾ D. R.-P. vom 12. Januar 1878; Beibl. 3, 659 (1879).

³⁾ Chem. News 37, 197 (1878); Phil. Mag. (5) 6, 44 (1878); Beibl. 2, 363 u. 520 (1878).

man es mit den einfachsten Mitteln für Demonstrationszwecke herstellen kann. Auf ein hölzernes Kästchen *A*, welches als Resonanzboden wirkt, legt man zwei Stäbchen *b*, *b'* aus Bogenlampenkohle und quer darüber ein eben solches drittes Stäbchen *c*. *b* und *b'* verbindet man mit den Drähten des Telephons *T* und schaltet irgendwo in die Leitung ein oder mehrere Elemente *E* ein. So lange das Kästchen *A* vollständig unerschüttert bleibt, was nur dann der Fall ist, wenn die Umgebung in lautloser Stille erhalten wird, bleibt auch der Widerstand an den Kontaktstellen der Stäbchen gleich groß und der Strom von konstanter Stärke. In diesem Falle wird am Telephon nichts gehört. Die leiseste Berührung des Brettchens *A*, das Ticken einer auf dem Kasten liegenden Taschenuhr, das Sprechen in seiner Nähe usf., verursacht Schwingungen der Stäbe, welche die Kontaktstellen in der Weise affizieren, daß daselbst der Übergangswiderstand im nämlichen Rhythmus geändert wird, in welchem die Schwingungen des Schalles erfolgen. Hierdurch wird also auch die Stromstärke im Draht geändert, hierdurch die Stärke des Magnetismus im Telephon und hierdurch das Eisenplättchen in Schwingungen versetzt, welche sich der benachbarten Luft mitteilen.

In der praktischen Ausführung hat das Mikrophon mannigfache Verbesserungen erfahren. Eine wesentliche prinzipielle Verbesserung ist die Einschaltung eines Induktionsapparates¹⁾. Ist nämlich δW die Widerstandsänderung der Kontaktstelle bei einer gewissen Schallintensität, *W* der Gesamtwiderstand der Fernleitung und *E* die EMK der Batterie, so ist die für die Empfangswirkung maßgebende Stromstärkenänderung:

$$\delta J = \frac{E}{W} - \frac{E}{W + \delta w} = \frac{E}{W} \cdot \frac{\delta w}{(W + \delta w)} = J \cdot \frac{\delta w}{W} \text{ (angenähert) } \quad (1)$$

Die Stärke des mittleren Stromes *J* ist begrenzt wegen der Erhitzung der Kontakte und des durch zu starken Strom schließlich bewirkten Anschlagens der Membran im Empfänger. Je größer also *W*, d. h. die Länge der Leitung, desto schwächer wird die Wirkung. Schaltet man dagegen in den Mikrophonkreis die Primärspule eines kleinen Induktoriums von geringem Widerstand, so erhält man zunächst im Primärkreise:

$$\delta J = \frac{J}{w} \cdot \delta w \dots \dots \dots (2)$$

wo *w* der gesamte mittlere Widerstand des Primärkreises. Im Sekundärkreis fließt jetzt überhaupt kein konstanter Strom, sondern nur ein Wechselstrom *i*, der proportional dem δJ ist. Ist *M* die wechselseitige Induktivität der Spulen, *W* der Leitungswiderstand, so wird

$$i = \delta J \cdot \frac{M}{W} = \frac{J \cdot \delta w}{W} \cdot \frac{M}{w} \dots \dots \dots (3)$$

Die Stromschwankung in der Leitung ist also gegenüber der direkten Schaltung im Verhältnis *M/w* verstärkt und außerdem kann man *J* jetzt viel größere Werte geben, weil die Daueranziehung der Membran des Empfängers fortfällt. (Die Rechnung ist nur angenähert wegen der Vernachlässigung

¹⁾ Berliner, Zeitschr. f. angew. Elektr.-Lehre 2, 341 (1880); Varley, ebend. 2, 261 (1880) und D. R.-P. vom 22. Oktober 1878.

von Selbstinduktion und Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis.)

In konstruktiver Hinsicht wurde das Mikrophon durch Vermehrung der Kontaktstellen verbessert. Je größer nämlich die Kontaktfläche ist, desto stärker kann man, ohne schädliche Erhitzung und Zusammenbacken der Kohleteilchen befürchten zu müssen, die primäre Stärke J wählen. Am weitesten gelangt man in dieser Hinsicht mit den jetzt ziemlich allgemein in Gebrauch befindlichen Kohlekörnermikrophonen¹⁾. Zwischen der schwingenden Membran und einer festen Unterlage befindet sich eine Schachtel oder ein Beutel, der mit feinen Kohlekörnern gefüllt ist. Durch den wechselnden Druck der schwingenden Membran wird der Widerstand der Kohleschicht geändert. Die große Anzahl der Kontaktstellen bewirkt nicht nur eine sehr große Belastbarkeit, sondern auch eine sehr ausgiebige Widerstandsänderung. In Verbindung mit einem gut konstruierten Empfänger ergeben diese Mikrophone bei kurzer Fernleitung eine so laute Schallwiedergabe, daß man die Töne selbst im Freien in großer Entfernung vom Empfänger noch wahrnimmt (Kommandotelephone). Sie gestatten ferner eine Fernübertragung über Entfernungen von 1000 bis 2000 km.

Auf die komplizierten Schaltungseinrichtungen der Fernsprechämter zum Zwecke der Verbindung der Teilnehmer, zum Anruf und zur Kontrolle der Leitungen kann hier nicht eingegangen werden, sondern es muß auf die Spezialwerke verwiesen werden²⁾.

Bei sehr großen Entfernungen wirkt die Kapazität der Leitungen störend durch Einschaltung von Selbstinduktionsspulen in die Leitung kann dieser Fehler kompensiert werden. Näheres über diese von Pupin theoretisch vorausgesagte Schaltungsmöglichkeit findet man in Arbeiten von F. Dolezalek u. A. Ebeling³⁾.

¹⁾ Edison, vgl. Fortschr. d. Phys. 34, 866 (1878).

²⁾ Z. B.: „Die Telegraphie in ihrer Entwicklung und Bedeutung“ von J. Bruns (aus Natur u. Geisteswelt, Nr. 183), Teubner, Leipzig; ferner „Die Telegraphen- und Fernsprechtechnik in ihrer Entwicklung“ von H. Brick (aus Natur und Geisteswelt, Nr. 235).

³⁾ Elektrot. Zeitschr. 1902 u. 1903.

Zehntes Kapitel.

Gleichstromtechnik.

(Erzeugung, Fortleitung und Verwendung des elektrischen Stromes im Großbetrieb.)

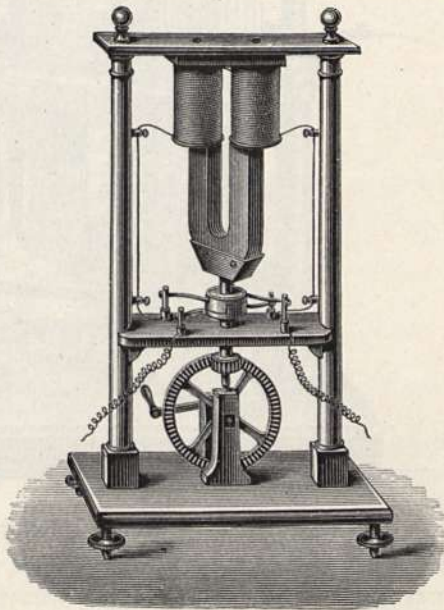
Vorbemerkung: Die technische Anwendung elektrischer Ströme — „Elektrotechnik“ — hat im Laufe der letzten zwei Jahrzehnte eine solche Ausdehnung gewonnen, daß eine eingehende Beschreibung aller Anwendungsgebiete und Spezialkonstruktionen weit über den Rahmen dieses Buches hinausgehen würde. Ein Physiklehrbuch kann kein Spezialwerk über Elektrotechnik ersetzen. Der Inhalt dieses Kapitels beschränkt sich deshalb auf die Klarlegung der den wichtigsten Apparaten zugrunde liegenden physikalischen Prinzipien. Auf Einzelheiten wird nur so weit eingegangen, als zum Verständnis derjenigen Vorrichtungen nötig, welche auch im physikalischen Laboratorium und Hörsaal allgemeine Anwendung finden.

§ 239. Ältere magnetelektrische Maschinen. Wenn durch Bewegung eines Leiters in einem magnetischen Felde ein elektrischer Strom induziert und dabei nach der Lenzschen Regel (§ 222) Arbeit gegen die entstehenden elektromagnetischen Kräfte geleistet wird, so bedeutet dieser Vorgang eine direkte

Umwandlung mechanischer
in elektrische Energie.

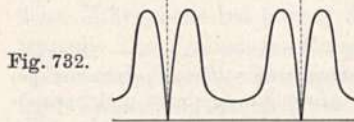
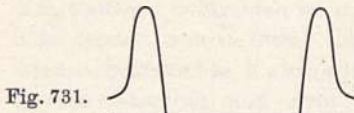
Es liegt nahe, diese Möglichkeit zur bequemen Erzeugung elektrischer Ströme auszunutzen. Einen ersten Versuch einer solchen „magnetelektrischen Maschine“ zur dauernden Erzeugung elektrischen Stromes auf mechanischem Wege beschreibt Faraday¹⁾. Sein Apparat bestand aus einer Art Barlowscher Scheibe (vgl. § 203), die mittels eines Schnurlaufs gedreht wurde. Die erzeugten Ströme reichten allerdings nur zur Ablenkung eines Galvanometers aus.

Fig. 730.

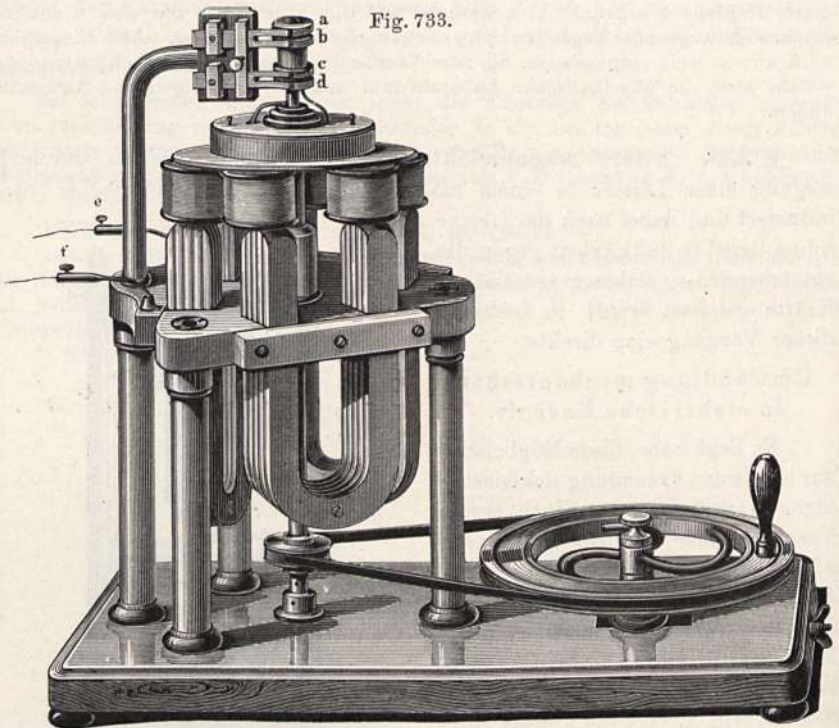


¹⁾ Exper. Unterr. 1, Nr. 135 u. ff.

In der Folgezeit entstanden eine Reihe von Maschinen, in denen sich Drahtspulen vor den Polen kräftiger Magnete vorbeibewegten oder umgekehrt Magnete an feststehenden Spulen vorbeirotierten. Die älteste derartige Maschine dürfte diejenige von Pixii¹⁾ sein, die in Fig. 730 abgebildet ist.



Die Spulen sitzen auf einem hufeisenförmigen Eisenkern; die in den Spulen induzierten Ströme sind Wechselströme. Da eine kräftige Induktionswirkung fast nur im Augenblick des Vorbeigleitens der Pole vor den Spulen stattfindet, so ist die Stromkurve nicht sinusförmig, sondern etwa die in Fig. 731 dargestellte. Wenn man mittels eines auf der Achse angebrachten rotierenden Umschalters den Strom immer im Augenblick des Richtungswechsels der induzierten EMK umkehrt, so entsteht in der Außenleitung ein Gleichstrom von allerdings stark schwankender Intensität (Fig. 732).



Ganz ähnlich wirkt auch die Maschine von Stöhrer²⁾ (Fig. 733), die eine weite Verbreitung gefunden hat. Durch Anbringung von drei Magneten wird

¹⁾ Ann. de chim. et phys. 50, 322 (1832).

²⁾ Pogg. Ann. 61, 417 (1844).

die Zahl der Stromstöße bei gleicher Umdrehungszahl verdreifacht; durch Hinter- oder Nebeneinanderschaltung der Spulen kann die EMK verändert und der Widerstand der Spulen dem äußeren Schließungswiderstand angepaßt werden. Auch hier bemerkt man einen rotierenden Stromwender zur Verwandlung der induzierten Wechselströme in „pulsierenden Gleichstrom“.

Die genannten Maschinen dienten hauptsächlich zur Erzeugung schwacher Ströme bei hoher EMK (viele dünne Windungen auf den Spulen), wie sie zu medizinischen oder physiologischen Zwecken gebraucht werden. Zur Erzielung einigermaßen kräftiger elektrischer Leistungen waren sie ihrer ganzen Bauart nach ungeeignet.

Einen Fortschritt in dieser Richtung erreichte erst W. Siemens¹⁾ durch Konstruktion seines einen besseren magnetischen Kraftlinienschuß gewähr-

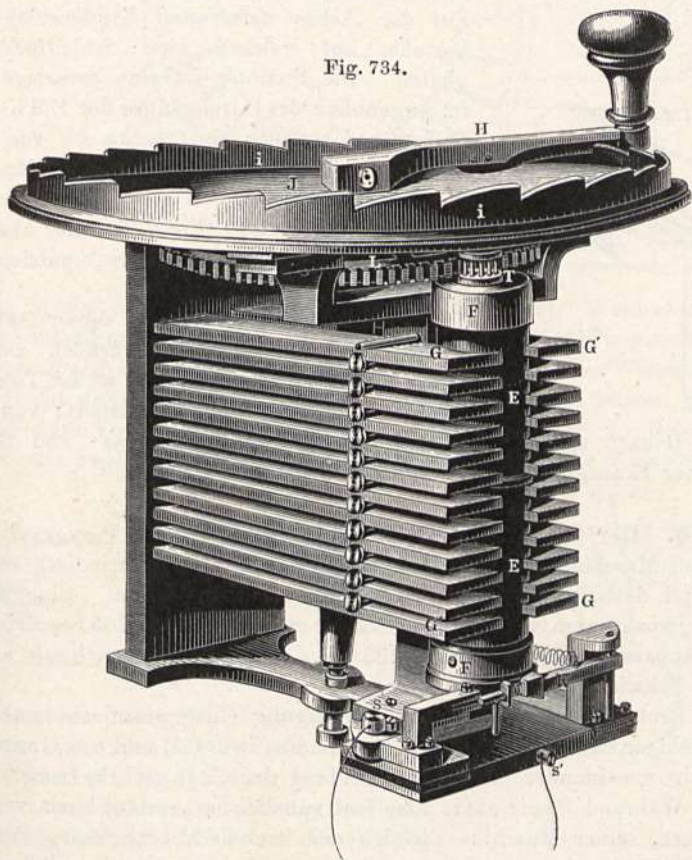


Fig. 734.

den „Doppel-T-Ankers“. Fig. 734 zeigt eine Ansicht der Siemensschen Maschine, die zunächst zu Telegraphierzwecken bestimmt war; jede Bewegung der Kurbel um einen Zahn bewirkte eine halbe Ankerumdrehung und damit einen zur telegraphischen Zeichengebung ausreichenden Stromstoß. Fig. 735 zeigt einen Durchschnitt durch die Maschine, aus welchem die Lage der Wickelungen sowie der enge und in seiner Stärke während der Drehung fast

¹⁾ Siemens u. Halske, Pogg. Ann. 101, 271 (1857).

unveränderliche Kraftlinienschluf hervor geht. Soll die Maschine Gleichstrom geben, so werden die Spulenden zu einem Stromwender geführt, der, wie

Fig. 735.

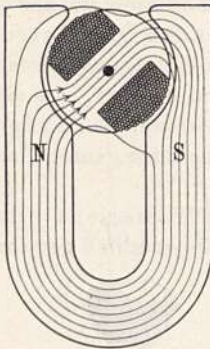


Fig. 736.

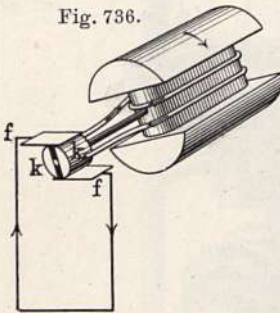


Fig. 737.

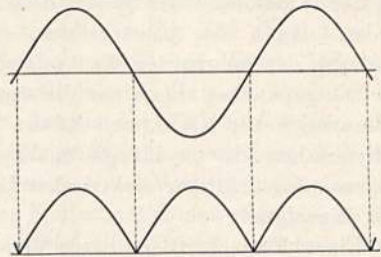


Fig. 738.

Fig. 736 zeigt, aus zwei halbzylinderförmigen, auf der Achse befestigten Kupferstücken kk besteht, auf welchen zwei Schleifedern ff gleiten. Die Stellung ist eine derartige, daß im Augenblick des Durchganges der EMK durch Null der Übergang der Stücke kk von einer Schleifeder zur anderen erfolgt. Die Maschine liefert also entweder Wechselstrom von fast sinusförmigem Verlauf (Fig. 737) oder aber, bei Verwendung des Stromwenders, pulsierenden Gleichstrom (Fig. 738.)

Siemenssche Maschinen dieser Art sind noch heute in praktischem Gebrauch zum Betriebe kleiner Läutwerke, z. B. an den Telephonapparaten der deutschen Reichspost; von ganz ähnlicher Bauart sind ferner auch die Anker der an Gas- und Benzinmotoren zur Erzeugung der Zündfunken dienenden Maschinen.

§ 240. Der Grammesche Ring. Die im vorigen Paragraphen beschriebenen Maschinen liefern nur einen in seiner Stärke periodisch schwankenden und deshalb für viele Zwecke unbrauchbaren Strom. Eine direkte Erzeugung konstanten Gleichstroms ist zwar mittels der im § 203 beschriebenen Rotationsapparate möglich (vgl. § 223 d), doch ist die Erreichung höherer EMK mit Schwierigkeiten verbunden.

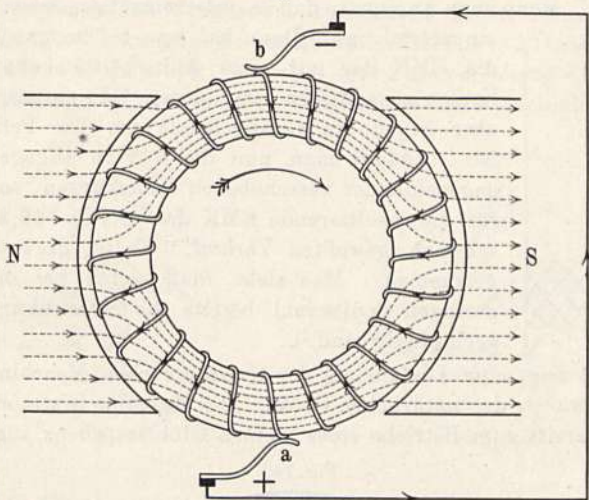
Das Problem der mechanischen Erzeugung einer praktisch konstanten EMK beliebiger Größe ist erst durch die von Pacinotti¹⁾ und von Gramme²⁾ unabhängig voneinander gemachte Erfindung der „Ringwicklung“ gelöst worden. Während Pacinottis Idee fast gänzlich unbeachtet blieb, verstand es Gramme, seiner Maschine sogleich eine technisch brauchbare Form zu geben. Fig. 739 zeigt das Schema: Zwischen den ausgehöhlten Polen eines Magneten rotiert ein aus dünnen Drähten hergestellter Eisenring, auf welchem sich eine fortlaufende, in sich geschlossene Drahtwicklung befindet. Infolge der magnetischen Schirmwirkung (vgl. § 47, Fig. 91) verlaufen die Kraftlinien des Feldes so gut wie vollständig durch die beiden Ringhälften, und nur die an der Außenseite des Ringes liegenden Drähte durch-

¹⁾ Nuovo Cimento 19, 378 (1865); (2) 12, 140 (1874).

²⁾ C. R. 73, 175 (1871); 75, 1497 (1872).

schneiden während einer halben Umdrehung von *a* nach *b* sämtliche Kraftlinien des Feldes in einer Richtung, während der folgenden halben Drehung von *b* nach *a* in der entgegengesetzten Richtung. Die EMK in der linken Ringhälfte ist also derjenigen in der rechten Hälfte entgegengesetzt gleich, so

Fig. 739.



daß ein Strom in der Wickelung nicht zustande kommt. Wohl aber entsteht in den beiden Punkten *a* und *b* ein positives bzw. negatives Potentialmaximum. Würde man also zwei einander gegenüberliegende Punkte der Wickelung durch einen Draht verbinden und die beiden Punkte mitrotieren lassen, so erhielte man in dem Verbindungsdraht einen Wechselstrom¹⁾. Befestigt man andererseits zwei feststehende Schleiffedern so, daß sie die Wickelung immer

Fig. 740.

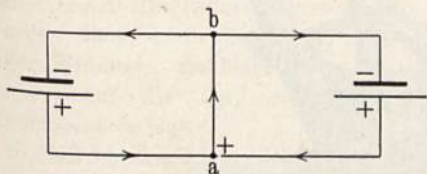
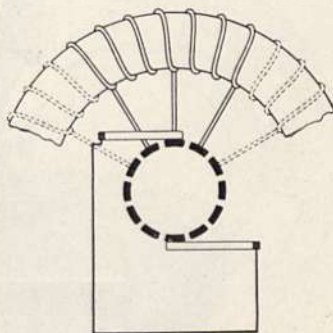


Fig. 741.



gerade an den „neutralen“ Punkten *a* und *b* berühren, so befinden sich die Federn immer an den Punkten größter Spannung und es fließt ein Strom von konstanter Richtung durch die Verbindungsleitung. Die beiden Ringhälften wirken jetzt also ähnlich wie zwei parallel geschaltete galvanische Elemente (Fig. 740). Auch hier würde ohne die Verbindungsleitung *ab* überhaupt kein Strom zustande kommen.

Die wirkliche Ausführung unterscheidet sich von obigem Schema dadurch, daß — im allgemeinen — an Stelle jeder einzelnen Windung eine aus

¹⁾ Über die Verwendung des Ringankers zur Erzeugung von Wechselstrom siehe weiter unten § 254.

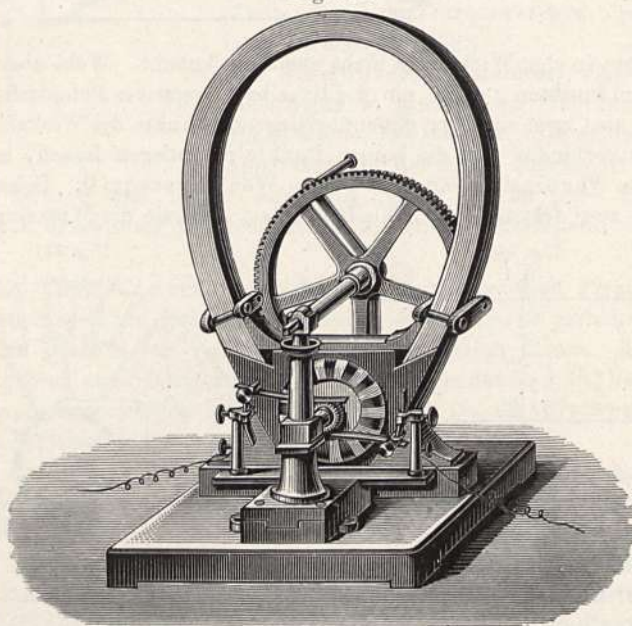
mehreren Windungen bestehende Spule tritt und daß die Schleiffedern oder -bürsten nicht an den Spulen selbst, sondern an einem besonderen „Kollektor“ schleifen, mit dessen einzelnen Lamellen die Spulenden verbunden sind (Fig. 741).

Von dem zeitlichen Verlauf der induzierten EMK erhält man ein ungefähres Bild, wenn man annimmt, daß in jeder einzelnen Spule der Verlauf sinusförmig sei. Dann hat man bei im ganzen n Spulen die EMK der auf einer Ankerhälfte befindlichen $n/2$ Spulen zu addieren, von denen jede sinusartig verläuft, aber gegen die vorangehende um $1/n$ Periode zurück ist. Addiert man nun die $n/2$ in angegebener Weise gegeneinander verschobenen Sinuskurven, so erhält man für die resultierende EMK den in Fig. 742 angedeuteten schwach gewellten Verlauf. Es ist dort $n = 12$ angenommen. Man sieht, daß selbst bei dieser relativ geringen Spulenzahl bereits die Schwankungen äußerst geringfügig sind¹⁾.



Fig. 743 zeigt eine Ausführung der Grammeschen Maschine für Handbetrieb in etwa $1/5$ der natürlichen Größe. Die Maschine leistet etwa 10 Watt und reicht bereits zum Betriebe eines kleinen Glühlämpchens aus.

Fig. 743.



Maschinen dieser Art sind bereits bis zu recht großen Dimensionen für maschinellen Antrieb zum Zwecke der Erzeugung elektrischen Lichtes

¹⁾ Die Schwankungen lassen sich nachweisen, wenn man den Strom der Maschine durch einen Widerstand leitet und durch Abzweigung von einem passend gewählten Bruchteil einen Teilstrom in ein Telefon führt. Dann hört man einen Ton, dessen Schwingungszahl gleich der Anzahl der pro Sekunde die Schleiffedern passierenden Lamellen des Kollektors ist.

gebaut worden. (Einige Exemplare befinden sich im Deutschen Museum in München.)

Es lag natürlich nahe, die schwer herzustellenden großen Stahlmagnete durch Elektromagnete zu ersetzen, die von einer kleinen Hilfsmaschine mit permanenten Magneten oder einer Hilfsbatterie erregt wurden ¹⁾.

Vom Grammeschen Ring etwas abweichend in der Form, aber völlig gleichartig in der Wirkungsweise ist die von v. Hefner-Alteneck im Jahre 1873 angegebene Trommelwicklung. Der Zusammenhang beider wird aus den schematischen Fig. 744 und 745 klar, welche die Wickelungsart von Ring

Fig. 744.

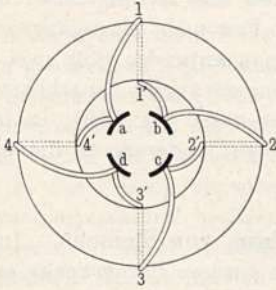
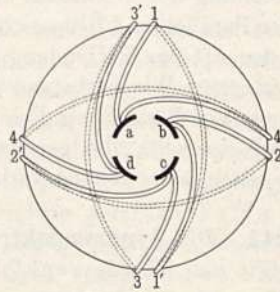


Fig. 745.



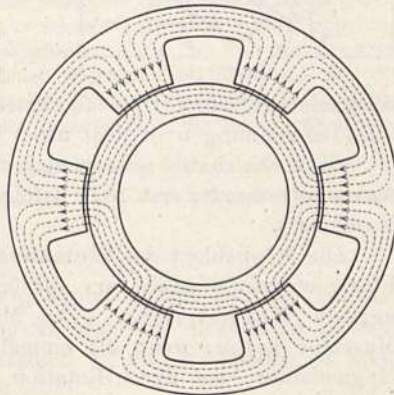
und Trommel für jeweils vier Spulen zeigen, die wiederum der Einfachheit halber nur durch je eine Windung angedeutet sind. Die Figuren zeigen die Stirnseiten der Anker; die parallel der Achse von vorn nach hinten und umgekehrt laufenden Drähte sind mit den Nummern 1, 1', 2, 2' usw. versehen. Die einander entsprechenden Teile tragen in beiden Figuren gleiche Bezeichnungen.

Man kann die Trommel in den Ring übergehen lassen, indem man den inneren Ringradius immer kleiner werden läßt und diejenigen Drähte jeder Windung, die beim Ringe innen liegen, auf die (gegenüberliegende) Außenseite verlegt.

Hierdurch wird erreicht, daß bei ungefähr gleicher Drahtlänge die doppelte Zahl von Kraftlinien geschnitten wird, oder umgekehrt bei gleicher Anzahl von Drähten auf der Außenseite des Ankers (diese allein sind wirksam) der Widerstand des Ankers auf die Hälfte sinkt. Der

Trommelanker gibt also einen besseren Nutzeffekt der Maschine als der Ringanker und wird deshalb jetzt im allgemeinen vorgezogen. Nur bei sehr viel-drähtigen Wickelungen für sehr hohe Spannungen läßt sich die Trommelanordnung nicht benutzen, weil bei ihr, wie aus dem Schema deutlich zu sehen,

Fig. 746.



¹⁾ Sinsteden, Pogg. Ann. 84, 186 (1851).

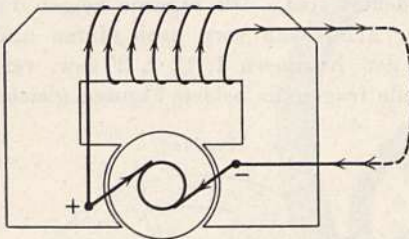
gerade diejenigen Windungen, welche die größte Potentialdifferenz haben — z. B. 1—1' und 3—3' —, dicht nebeneinander liegen und deshalb die Isolation Schwierigkeiten bereitet.

Mehrpole Maschinen; Wellenwicklung. Bei der Konstruktion von Maschinen für große Leistungen hat es sich als vorteilhaft erwiesen, den magnetischen Kreis zu vervielfachen, wie dies in Fig. 746 für eine sechspolige Maschine angedeutet ist. Die Ankerwindungen laufen bei diesen Maschinen

an der Außenfläche wellenförmig hin und her $\left(\begin{array}{c} \text{---} \\ \text{1} \\ \text{---} \\ \text{2} \\ \text{---} \\ \text{3} \\ \text{---} \end{array} \right)$, so daß der Abstand der axialen Drähte 1, 2, 3 usw. gleich dem Polabstand ist. Auf die Art der Verbindung der Wicklung zu Spulen und die mannigfachen Möglichkeiten der Parallel- und Reihenschaltung kann hier nicht eingegangen werden. Je nach der Art der Verbindung gebraucht man entweder bloß zwei Schleifbürsten in einem Winkelabstand gleich demjenigen zweier benachbarter Pole, oder aber so viel Bürsten als Pole (siehe weiter unten Fig. 759); im letzteren Falle sind einerseits die geradzahigen Bürsten, andererseits die ungeradzahigen miteinander leitend verbunden.

§ 241. Die dynamoelektrische Maschine von Siemens. Im Jahre 1867 zeigte nun W. Siemens¹⁾, daß die im vorigen Paragraphen erwähnte Hilfserregung der Feldelektromagnete entbehrlich sei, da man ja den Strom der Maschine selbst zur Erregung des Feldmagneten benutzen könne, indem man diesen zwischen den Anker und die Verbrauchsleitung einschaltete (Fig. 747).

Fig. 747.



der Maschine selbst zur Erregung des Feldmagneten benutzen könne, indem man diesen zwischen den Anker und die Verbrauchsleitung einschaltete (Fig. 747).

Siemens bezeichnete dieses Prinzip der Magneterregung als das „dynamoelektrische Prinzip“ und seine Maschine als eine „dynamoelektrische Maschine“, weil bei ihr die erzeugte Elektrizität vollständig aus

mechanischer Arbeit (Dynamis) entstammt²⁾. Die etwas unbequeme Siemenssche Bezeichnung wird jetzt meist in „Dynamomaschine“ abgekürzt.

Siemens hatte sein Prinzip zunächst an einer Maschine mit Doppel-T-Anker angewandt; erst 1871 erfolgte die Übertragung auf die Grammesche Maschine³⁾.

Die Möglichkeit des Siemensschen Verfahrens beruht auf dem in jedem Elektromagneten nach dem Aufhören des Stromes zurückbleibenden remanenten Magnetismus. Die Magnetschenkel einer dynamoelektrischen Maschine haben, wenn sie einmal erregt waren, genügenden remanenten Magnetismus, um durch Rotation des Ankers einen im Anfang allerdings schwachen Strom zu entwickeln. Dieser steigert aber sofort den Magnetismus; der gesteigerte Magnetismus gibt wiederum einen stärkeren Strom, und so steigern sich beide gegenseitig immer höher hinauf, bis ein Gleich-

¹⁾ Berl. Akad. Ber., 17. Januar 1867.

²⁾ Bei einer magnetoelektrischen Maschine mit permanenten Magneten ist dies übrigens auch der Fall.

³⁾ C. R. 73, 144, 175 (1871).

gewichtszustand eintritt, dessen Abhängigkeit von den äußeren Bedingungen weiter unten gezeigt werden wird.

Wenn man eine dynamoelektrische Maschine bei offenem Schließungskreise in Bewegung setzt, so hat man, da kein Strom entstehen kann, auch keine andere Arbeit zu leisten, als zur Überwindung der Reibung nötig ist. Die Maschine geht also leicht. Sobald man aber den Stromkreis schließt bemerkt man sofort einen rasch größer werdenden Bewegungswiderstand, und der Strom nimmt rasch an Stärke bis zum Maximum zu. Man sagt, „die Maschine gehe an“, und wenn sie angegangen, dann geht sie schwer, und zwar um so schwerer, je geringer der Widerstand des äußeren Stromkreises, je größer also die erzeugte Stromenergie ist (siehe weiter unten § 242).

Erst die dynamoelektrische Maschine hat den in der Zeit seit etwa 1880 erfolgten großartigen Aufschwung der technischen Anwendung starker elektrischer Ströme oder der „Elektrotechnik“ ermöglicht. Die Maschine selbst hat hierbei, ähnlich wie die Dampfmaschine, immer größere Vervollkommnung erfahren. Sehen wir von den später zu besprechenden Wechselstrommaschinen ab, so ist das Prinzip derselben im wesentlichen immer dasselbe geblieben. Alle Dynamomaschinen besitzen daher irgendwie geformte Feldmagnete, einen rotierenden Anker, neuerdings einfach „Rotor“ genannt, einen Kollektor (Kommutator), Kontaktbürsten und die nötigen Verbindungen. Wegen der Details der Maschinen müssen wir unbedingt auf Spezialwerke verweisen; hier sind nur die physikalischen Grundlagen der Konstruktion und der Wirkungsweise zu besprechen.

Als Maschinen für Handbetrieb zu Demonstrationszwecken kann man jeden kleinen Elektromotor von etwa $\frac{1}{10}$ PS benutzen, wenn man ihn mit einem geeigneten Riemenantrieb versieht, der die normale Umdrehungszahl zu erzielen gestattet. Zur Prüfung der im folgenden Paragraphen entwickelten Theorie bedarf man schon etwas größerer Maschinen. Am besten ist eine etwa $\frac{1}{2}$ bis 1 Kilowatt leistende Maschine, die mittels eines entsprechenden Elektromotors (siehe weiter unten § 247) angetrieben wird. Die Verbindung geschieht zweckmäßig durch direkte Kuppelung der Achsen mittels Lederkuppelung. Betriebsspannung etwa 110 Volt für die eine, 30 bis 60 Volt (entsprechend etwa vorhandener Akkumulatorenbatterie) für die andere Maschine. Da jede beliebig als Motor oder Dynamo dienen kann, so lassen sich an einem solchen Apparat alle im folgenden besprochenen Erscheinungen zeigen.

Wenn, wie in der obigen Fig. 747 angedeutet, der ganze Strom der Maschine durch die Magnetwicklung geleitet wird, so bezeichnet man die Maschine als eine

„Hauptschlußmaschine“.

Hier genügen offenbar relativ wenige Windungen dicken Drahtes zur Erregung. Da die in der Magnetwicklung verbrauchte elektrische Energie gleich $J^2 W$ ist, so wird man den Widerstand W der Wickelung so klein wie möglich machen.

Man kann aber auch den zur Magneterregung dienenden Strom vom Hauptstrom abzweigen und erhält so die

„Nebenschlußmaschine“

(Fig. 748). Ist E die Spannung an den Bürsten, so verteilt sich der Strom in der äußeren Hauptleitung und Magnetwicklung im umgekehrten Verhältnis der Widerstände. Man hat also, um den Energieverlust im Magneten

(E^2/W) möglichst klein zu machen, den Widerstand der Magnetwicklung groß zu wählen. Die Wicklung besteht aus vielen dünnen Windungen (siehe weiter unten).

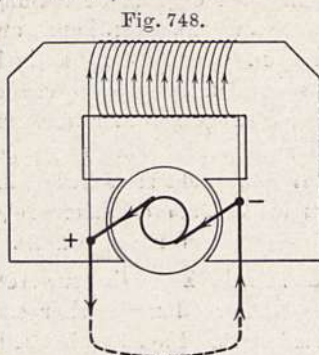


Fig. 748.

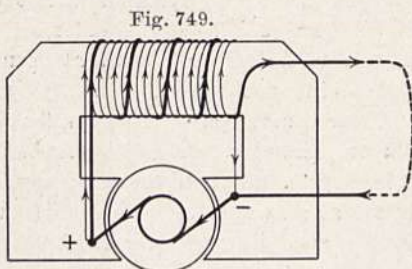


Fig. 749.

Endlich kann man beide Wicklungsarten verbinden und sowohl den Hauptstrom als auch einen Zweigstrom zur Magneterregung benutzen (Fig. 749). Diese Art bezeichnet man als

„Compound- oder Verbund-Maschinen“.

(Über die Unterschiede in der Wirkungsweise siehe § 242.)

§ 242. Theorie der Dynamomaschine. a) Das magnetische Feld. Zur Erregung eines magnetischen Kreises gegebener Gestalt ist, wie am Schluß des § 214 gezeigt, stets ein ganz bestimmter Verbrauch an elektrischer Energie nötig; in dieser Beziehung verhalten sich also die verschiedenen Wicklungs- und Schaltungsarten ganz gleich. Wesentlich für den Energieaufwand ist der „magnetische Widerstand“ (vgl. § 214) des magnetischen Kreises; um diesen nach Möglichkeit zu verringern, pflegt man neuerdings die Ankerwicklung nicht auf der Oberfläche des Ankers zu verlegen, sondern in Nuten oder Bohrungen (750a und b). Man erreicht dadurch die Möglichkeit, den

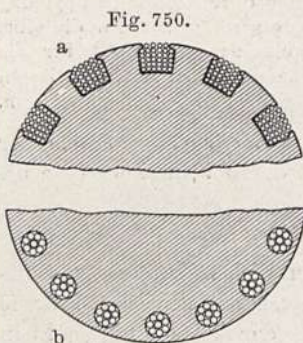


Fig. 750.

Luftspalt zwischen Anker und Polschuhen, der zu dem magnetischen Widerstand den größten Beitrag liefert, auf ein Minimum zu verringern. Daß trotz der bei dieser Anordnung eintretenden magnetischen Schirmwirkung die von den Windungen geschnittene Kraftlinienzahl unverändert bleibt, wurde schon in § 201 gezeigt¹⁾. Eben dort wurde auch gezeigt, daß die an den Drähten angreifenden elektrodynamischen Kräfte durch die Schirmwirkung verringert und die Angriffspunkte der Kräfte statt dessen teilweise an die Seitenflächen der Nuten oder Bohrungen verlegt werden; es ist dieses ein wesentlicher Vorteil

in Anbetracht der Schwierigkeit, die Drähte auf einer glatten Ankeroberfläche genügend zu befestigen.

b) Bürstenstellung. In dem Augenblick des Überganges der Schleifbürste von einer Kollektorlamelle zur nächsten ist die zwischen beiden Lamellen liegende Ankerspule kurz geschlossen (vgl. Fig. 741). Wenn in

¹⁾ Siehe auch v. Dobrowolsky, Elektrotechn. Zeitschr. 18, 429 (1897).

diesem Moment der Kraftfluß durch die Spule ein Maximum hat (vgl. Fig. 739), so ist die induzierte EMK gleich Null und der Strom in der Spule steigt nicht über den normalen Wert an. Steht dagegen die Bürste nicht an der richtigen Stelle — der neutralen Zone —, so entstehen starke Kurzschlußströme, die sich äußerlich durch Funkensprühen an den Bürsten bemerkbar machen.

Man bemerkt nun an einer arbeitenden Dynamomaschine, daß die neutrale Stellung der Bürsten von der Stromstärke abhängt, indem bei zunehmendem Strom die Bürsten immer mehr in der Drehrichtung verstellt werden müssen. Der Grund der Erscheinung liegt darin, daß durch den Ankerstrom ein Feld erzeugt wird, das sich zu demjenigen der Feldmagnete addiert.

Es stelle die schraffierte Fläche in Fig. 751 schematisch den Querschnitt eines Trommelankers dar. H_m sei das Feld der Magnete, das wir der Einfachheit halber als homogen annehmen. Wenn zunächst die Bürsten bei a und b stehen, so läuft in allen Drähten links von ab der Strom nach hinten, rechts von ab nach vorn, und das durch diesen Strom erzeugte Ankerfeld H_a hat etwa den angedeuteten Verlauf. H_m und H_a setzen sich zu einem resultierenden Felde H zusammen, dessen Kraftlinien (in der Figur stark ausgezogen) gegen diejenigen des ursprünglichen Feldes H_m innerhalb der Trommel um einen gewissen Winkel φ geneigt sind; die Bürsten befinden sich also nicht mehr in der neutralen Zone, sondern müssen nach vorn gedreht werden, wobei sich aber auch das Ankerfeld selbst mitdreht, da dieses, wie leicht zu sehen, immer parallel der Verbindungsline der Bürsten steht. Die Bürsten stehen in der neutralen Zone, wenn das resultierende Feld senkrecht zur Bürstenlinie, also auch senkrecht zum Ankerfeld steht. Man erhält also die Bürstenverschiebung aus Fig. 752: Magnetfeld und Ankerfeld seien gegeben, dann ist das resultierende Feld so zu bestimmen, daß alle drei zusammen ein rechtwinkeliges Dreieck ergeben. Für den Bürstenwinkel φ gilt dann: $\sin \varphi = H_a/H_m$. Man sieht ferner, daß das resultierende Feld bei funkenfreier Bürstenstellung stets kleiner ist als H_m .

Aus Fig. 751 folgt ferner, daß das Streckungsbestreben der gekrümmten Krafttröhren ein Drehmoment auf den Anker ausüben muß, das an den Drähten angreift (vgl. jedoch Schluß des Abschnitts a) und der Drehung des Ankers entgegenwirkt.

Fig. 751.

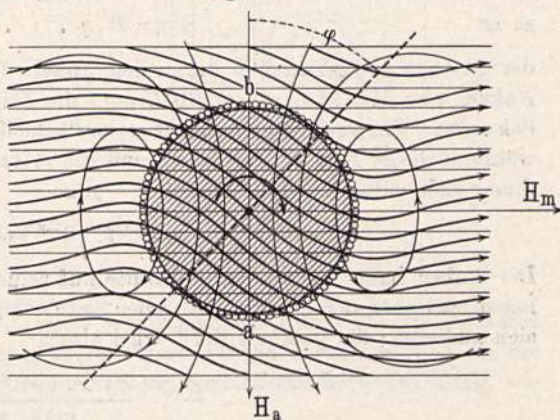
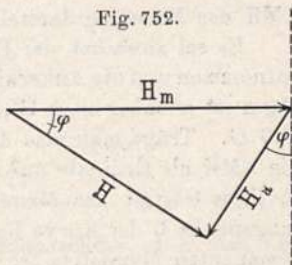


Fig. 752.



In elektrischen Zentralstationen mit stark wechselnder Belastung erfordert das stete Nachstellen der Bürsten große Aufmerksamkeit. Diese Belästigung wird neuerdings durch Anbringung der sogenannten „Wendepole“¹⁾ vermieden. Da nämlich das Ankerfeld nahezu dem Ankerstrom proportional ist, so läßt es sich durch ein Paar Hilfspole *ns* kompensieren (Fig. 753), die vom Ankerstrom durchflossen werden, und ein dem Ankerfeld genau entgegengesetzt gleiches Feld erzeugen.

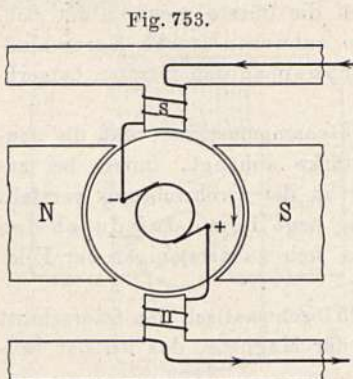


Fig. 753.

Da nämlich das Ankerfeld nahezu dem Ankerstrom proportional ist, so läßt es sich durch ein Paar Hilfspole *ns* kompensieren (Fig. 753), die vom Ankerstrom durchflossen werden, und ein dem Ankerfeld genau entgegengesetzt gleiches Feld erzeugen.

c) Größe der EMK. Ist *B* die magnetische Induktion im Ankereisen — im allgemeinen etwa gleich 10 000 bis 15 000 — und *q* der gesamte Ankerquerschnitt,

so ist
$$G = B \cdot q \dots \dots \dots (1)$$

der gesamte Induktionsfluß durch den Anker. Ist *U* die Umdrehungszahl des Ankers pro Minute, so ist $30/U = t$ die Zeit einer halben Umdrehung in Sekunden. Ein an der äußeren Ankeroberfläche liegender Draht durchschneidet während dieser Zeit *G* Kraftlinien, und die mittlere in dem Drahte während dieser Zeit induzierte EMK beträgt

$$E_m = G/t \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \dots \dots \dots (2)$$

Der Anker habe im ganzen *n* Drähte auf seiner äußeren Oberfläche. Dann liegen zwischen den Bürsten auf jeder Seite *n/2* Drähte, deren mittlere EMKK sich addieren; die gesamte EMK wird also

$$E_m \cdot n/2 = E = \frac{n \cdot G \cdot U}{60 \cdot 10^{-8}} \text{ Volt} \dots \dots \dots (3)$$

Beispiel: *U* = 1500, *B* = 10000, *q* = 200 qcm, also *G* = $2 \cdot 10^6$, *n* = 200. Somit $E = 220 \cdot 2 \cdot 10^6 \cdot 1500 \cdot 10^{-8} / 60 = 110$ Volt.

d) Charakteristik und Wirkungsgrad der Hauptschlußmaschine. Unter der „Charakteristik“ versteht man nach Hopkinson²⁾ eine Kurve, welche den Zusammenhang zwischen der Stromstärke und der EMK der Maschine darstellt.

Es sei zunächst der Erregungsstrom für die Magnete einer Hilfsbatterie entnommen und die Ankerklemmen direkt zu einem Voltmeter geführt (Fig. 754). Dann ist offenbar nach Gleichung (3) die EMK direkt proportional dem Kraftfluß *G*. Trägt man also die Stromstärke im Feldmagneten als Abszisse und die EMK als Ordinate auf, so erhält man eine Kurve *E₀* (in Fig. 756), welche in ihrer Gestalt der Magnetisierungskurve des Eisens entspricht. Der Anfangspunkt 0 der Kurve liegt nicht bei Null, sondern etwas höher, wegen des remanenten Magnetismus.

Benutzt man nunmehr den Strom der Maschine selbst zur Erregung (Fig. 755) und reguliert dessen Stärke durch einen in die äußere Leitung gelegten Widerstand *W*, so mißt ein an den Maschinenklemmen *kk* liegendes

¹⁾ Pohl, Elektrotechn. Zeitschr. 26, 509 (1905); 27, 713 (1906).

²⁾ Orig. papers on dynamoelectric machinery etc. New York 1893.

Voltmeter nicht mehr die gesamte EMK E der Maschine, sondern die sogenannte „Klemmspannung“ e , die mit E durch die Gleichung

$$e = E - J \cdot w \quad \text{oder} \quad E = e + J \cdot w \dots \dots \dots (4)$$

zusammenhängt, wobei w der Widerstand von Anker und Feldmagneten zusammen. Addiert man also zu der direkt gemessenen Kurve e (Fig. 756) die

Fig. 754.

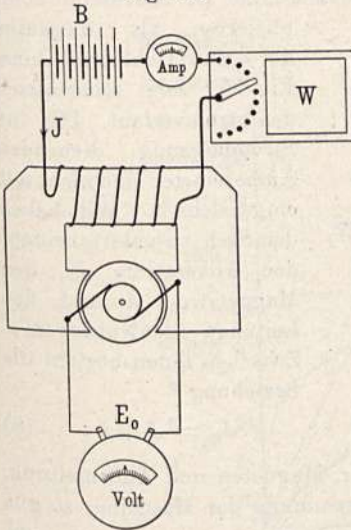
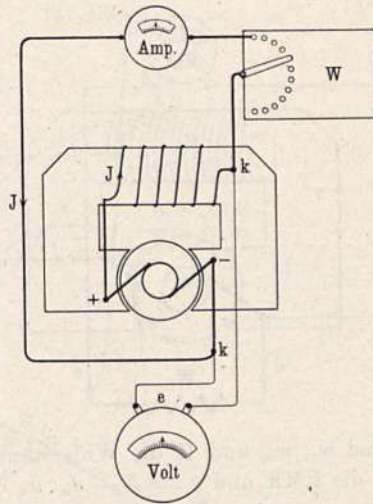
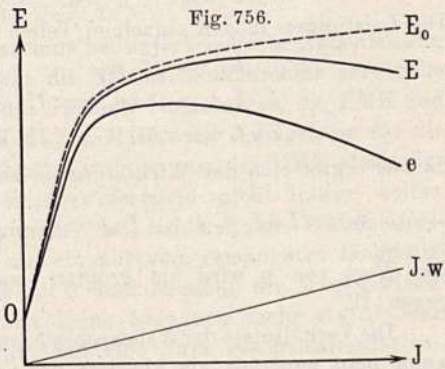


Fig. 755.



Ordinaten der geraden Linie $J \cdot w$, so erhält man die Kurve für die EMK der Maschine E . Diese läuft bei größeren Stromstärken etwas niedriger als die entsprechende Kurve E_0 für Fremderregung, weil die Ankerrückwirkung, wie in Abschnitt b gezeigt, das Feld schwächt. Man bezeichnet meist die E -Kurve als die „innere“ und die e -Kurve als die „äußere Charakteristik“.



Die gesamte Leistung der Maschine ist

$$E \cdot J = J^2 (w + W) \dots (5)$$

Die Leistung in der äußeren Leitung oder die „Nutzleistung“ ist

$$e \cdot J = J^2 \cdot W \dots \dots (6)$$

Der „Wirkungsgrad“ oder das „elektrische Güteverhältnis“ der Hauptschlußmaschine, d. h. das Verhältnis von nutzbarer Arbeit zur Gesamtarbeit ist also

$$\eta = e/E = W/(w + W) \dots \dots \dots (7)$$

η wird um so größer, je kleiner der Maschinenwiderstand w im Verhältnis zum äußeren Widerstand W ist; η beträgt je nach der Größe der Maschine 70 bis 95 Proz.

Für den normalen Betrieb der Maschine kommen nur die Teile links vom Maximum der e -Kurve in Betracht. Da man in der Praxis meist konstante Spannung verlangt, so ergibt sich aus der Charakteristik, daß die Hauptschlußmaschine nur dann anwendbar ist, wenn die Strombelastung eine annähernd konstante ist.

e) Charakteristik und Wirkungsgrad der Nebenschlußmaschine. Das Verhalten der Nebenschlußmaschine ist bedeutend komplizierter als dasjenige der Hauptschlußmaschine.

Fig. 757.

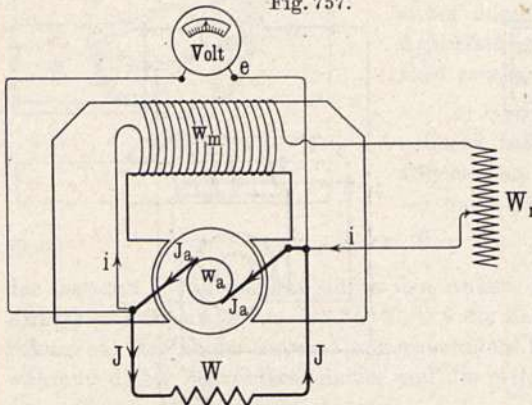


Fig. 757 zeigt schematisch den Stromverlauf. Die zur Strommessung dienenden Amperemeter sind nicht mit eingezeichnet. Wir haben demnach zu unterscheiden: den Ankerstrom J_a , den Magnetstrom i und den Leitungs- oder Nutzstrom J . Zwischen ihnen besteht die Beziehung

$$J_a = J + i \dots (8)$$

Sind w_a, w_m und W die Widerstände in Anker, Magneten und Außenleitung, E die EMK und $e = E - J_a \cdot w_a$ die Klemmspannung der Maschine, so gilt also

$$i = e/w_m \text{ und } J = e/W \dots (9)$$

also

$$i/J = W/w_m \dots (10)$$

Aus (8) und (10) folgt

$$J = J_a \cdot w_m / (W + w_m) \text{ und } i = J_a \cdot W / (W + w_m) \dots (11)$$

Die Leistungen in den einzelnen Teilen sind:

$$\left. \begin{aligned} L_a &= J_a^2 \cdot w_a \\ L_m &= i^2 \cdot w_m = J_a^2 \cdot W^2 w_m / (W + w_m)^2 \\ L &= J^2 \cdot W = J_a^2 \cdot W w_m^2 / (W + w_m)^2 \end{aligned} \right\} \dots (12)$$

daraus ergibt sich der Wirkungsgrad zu

$$\eta = L / (L + L_a + L_m) = \frac{1}{1 + W/w_m + w_a (W + w_m)^2 / w_m^2 W} \quad (13)$$

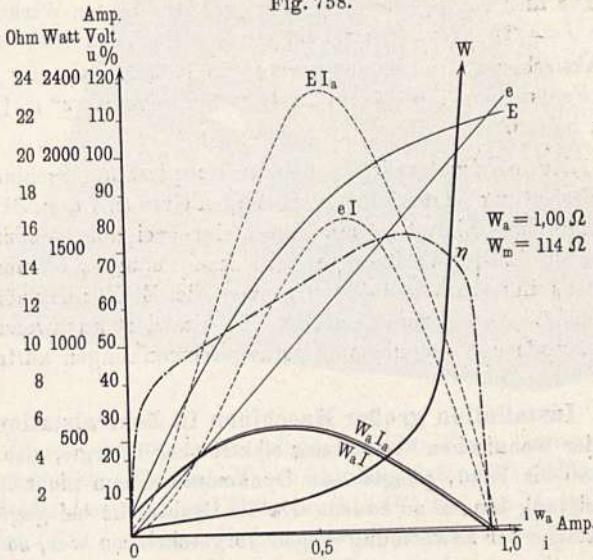
Der Wert von η wird am größten, wenn w_m sehr groß und w_a sehr klein gegen W .

Die Verhältnisse der Nebenschlußmaschine lassen sich am besten übersehen, wenn man zunächst als Abszisse der Charakteristik nicht den Nutzstrom J , sondern den Erregungsstrom i wählt (Fig. 758¹). Erregt man zunächst die Feldmagnete mittels einer fremden Stromquelle (von genügender Spannung!) unter Zwischenschaltung eines Regulierwiderstandes w_r , so erhält man die Kurve für E in Gestalt der Magnetisierungskurve des magnetischen Kreises der Maschine genau wie bei der Hauptschlußmaschine. Läßt man nunmehr

¹) Die hier gezeichneten Kurven sind an einer kleinen 2 PS-Maschine mit Nutenanker beobachtet.

die Maschine sich selbst erregen, so ist nach Gleichung (9): $e = i \cdot w_m$ und wird durch eine Gerade dargestellt. Ferner ist $E - e = J_a w_a$. Da w_a konstant, so stellt die Kurve $J_a w_a$, deren Ordinaten gleich der Differenz zwischen denjenigen der beiden Kurven E und e sind, abgesehen vom Maßstabe, den Verlauf von J_a dar. Nach (8) ist $J = J_a - i$. Zieht man also von der Kurve $J_a w_a$ die Gerade $i \cdot w_a$ ab, so erhält man die Kurve für $J \cdot w_a$. Die

Fig. 758.



verschiedenen Werte beziehen sich alle auf konstante Tourenzahl der Maschine, nur der äußere Widerstand W ist zu verändern. Es ist $W = e/J$. W ist also Null für $e = 0$ und unendlich groß für $J = 0$.

Während also die Hauptschlußmaschine bei unterbrochener Außenleitung ($W = \infty$) überhaupt unerregt ist, hat die Nebenschlußmaschine ihre volle EMK. Mit abnehmendem W nimmt der Strom J zunächst zu, die EMK und die Klemmspannung dagegen nehmen ab, weil jetzt der Zweigstrom für die Magnete schwächer wird. Infolge dieser Verringerung der EMK steigt der Strom mit weiter abnehmendem Leitungswiderstand nicht immer weiter, sondern erreicht schließlich ein Maximum, um bei weiterer Widerstandsverminderung wieder abzufallen bis auf ein nur vom remanenten Magnetismus herrührendes Minimum. Für $W = 0$ sind offenbar die Magnetwicklungen kurz geschlossen, und es findet keine Erregung mehr statt. Man erhält also das eigentümliche Resultat, daß eine kurz geschlossene Nebenschlußmaschine überhaupt nicht angeht. Schließt man eine im Betrieb befindliche Nebenschlußmaschine plötzlich kurz, so entsteht zuerst ein enormer Stromstoß, weil der Magnetisierungsstrom wegen der Selbstinduktion nicht sofort verschwindet; ein solcher Kurzschlußversuch kann deshalb nur an ganz kleinen Maschinen ohne Gefahr ausgeführt werden.

Wegen der starken Selbstinduktion der Nebenschlußwicklung ist auch ein plötzliches Ausschalten derselben gefährlich; man muß den Strom vorher durch einen Widerstand genügend schwächen.

Die Kurve für den Wirkungsgrad erhält man aus

$$\eta = e \cdot J / E \cdot J_a \dots \dots \dots (14)$$

indem man zunächst die beiden Kurven $e \cdot J$ und $E \cdot J_a$ konstruiert und dann aus beiden den Quotienten bildet.

Aus der Wirkungsgradkurve folgt, daß für den praktischen Gebrauch nur die rechts vom Strommaximum liegenden Teile der Kurve in Betracht kommen. Die hier vorliegende Maschine gibt den besten Wirkungsgrad von 79 Proz. für $J = 15$ Amp., $E = 101$, $e = 96$ Volt und $E J_a = 1515$ Watt.

Im praktischen Betriebe pflegt man die Klemmspannung durch Regulierung des Feldstromes mittels des „Nebenschlußregulators“ w_r (vgl. Fig. 757) konstant zu halten.

f) Die Verbundmaschine. Bei der Hauptschlußmaschine nimmt mit wachsender Belastung (innerhalb der normalen Grenzen) die EMK zu, bei der Nebenschlußmaschine nimmt sie ab. Durch eine geeignete Kombination beider Wickelungsarten in der Verbundmaschine kann man es offenbar erreichen, daß wenigstens innerhalb gewisser Grenzen die EMK unabhängig von der Belastung bleibt. Die Verbundmaschine ist also dort anzuwenden, wo verhältnismäßig große und plötzliche Belastungsschwankungen auftreten.

§ 243. Installation großer Maschinen in Zentralstationen. In der ersten Zeit der technischen Verwertung elektrischer Energie, also etwa in der Zeit von 1880 bis 1890, pflegte man Dynamomaschinen nicht über etwa 10 bis 20 PS Leistung hinaus zu bauen. Da die Drahtdicke bei gegebener maximaler Stromstärke der Erwärmung wegen vorgeschrieben war, so konnte man zur Erzielung einer bestimmten EMK nur noch über die beiden Faktoren n (Drahtzahl) und U (Tourenzahl) des Produktes $n \cdot U$ in Gleichung (3) des § 242 verfügen. Anfangs wählte man meist n klein und U möglichst groß, indem man die nötige Tourenzahl durch eine Riemenübertragung zwischen der großen Riemenscheibe der langsam laufenden Antriebsmaschine (z. B. Dampfmaschine) und der kleinen Riemenscheibe der schnell laufenden Dynamomaschine erzielte.

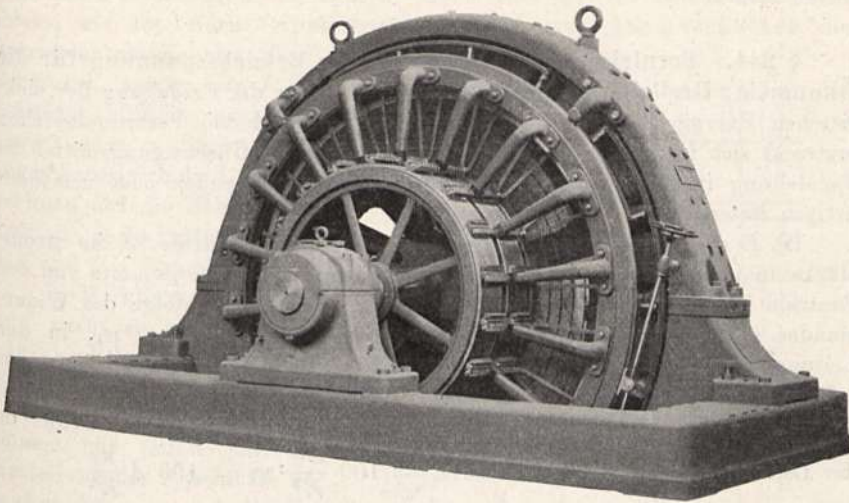
Anlagen für größere Leistungen bestanden entsprechend aus einer größeren Anzahl parallel geschalteter kleiner Maschinen von geringer Einzelleistung.

Die großen Energieverluste, die mit der Riemenübertragung verbunden sind, die Unregelmäßigkeiten der EMK infolge von Riemengleitung, die häufigen Störungen durch Riemenbruch ließen eine Beseitigung dieses Antriebes wünschenswert erscheinen. Es entstanden die langsam laufenden vielpoligen Maschinen mit großem Ankerumfang, also großer Drahtzahl, die mit der Dampfmaschine direkt durch gemeinsame Achse verbunden waren. Auch gelang es, die Leistung der Einzelmaschine immer mehr zu steigern, so daß Typen entstanden, wie sie Fig. 759 zeigt.

Neuerdings endlich führte die wachsende Ausbreitung der rasch rotierenden Dampfturbinen dazu, wieder Dynamomaschinen für große Tourenzahl zu bauen, die mit der Dampfturbine direkt gekuppelt sind. Da mit zunehmender Tourenzahl bei gleicher Leistung die Dimensionen sowohl der Antriebsmaschine als auch der Dynamomaschine abnehmen, so sind die neuen Schnellaufmaschinen auffällig klein gegen die bisherigen langsam laufenden.

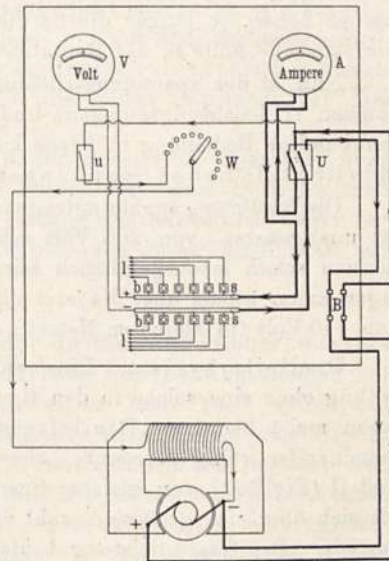
Um die Spannung der Maschine sowie die Stromabnahme kontrollieren zu können, führen sämtliche Leitungen zunächst zu einem Schaltbrett

Fig. 759.



(Fig. 760). Dieses enthält meist folgende Teile: Einen Strommesser (*A*), einen Spannungsmesser (*V*), einen Nebenschlußregulator (*W*) und Unterbrecher (*u*) für den Feldmagneten; einen Unterbrecher (*U*) für den Hauptstrom, zwei Sammelschienen (*SS*), von denen die Leitungen (*II*) zu den einzelnen Verbrauchsstellen abzweigen, eine Anzahl sogenannter Schmelzsicherungen (*b* und *B*) sowohl in der Hauptleitung als auch in den einzelnen Zweigleitungen.

Fig. 760.



Die „Schmelzsicherungen“ haben den Zweck, bei Überlastung einer Leitung durch zu starke Stromentnahme oder durch Kurzschluß die Leitung dadurch selbsttätig auszuschalten, daß sie infolge der gesteigerten Stromwärme durchschmelzen. Sie haben je nach der Stromstärke verschiedene Gestalt. Für sehr starke Ströme — über etwa 40 Ampere — bestehen sie aus einem Bleidraht oder Bleistreifen von passender Dicke, der mittels zweier angelöteter Kupferklötze mit den Leitungsenden verschraubt wird. Für schwächere Ströme haben die Sicherungen die weiter unten in § 245 beschriebene Form.

Statt der Schmelzsicherung benutzt man für sehr starke Ströme, z. B. in der Hauptleitung der Maschine, auch sogenannte „Maximalausschalter“. Sie

beruhen stets auf dem Prinzip, daß ein vom Strom erregter Elektromagnet bei Überschreitung einer gewissen Stromstärke eine Sperrklinke auslöst, worauf der Schalthebel von selbst durch eine kräftige Feder oder durch sein Gewicht geöffnet wird.

§ 244. Fernleitungen; Bedeutung der Betriebsspannung für die Ökonomie; Dreileitersystem. Zwischen dem Orte der Erzeugung der elektrischen Energie — der „Zentralstation“ — und den Verbrauchsstellen erstreckt sich in mehr oder weniger großer Länge als Übertragungsmittel die Fernleitung in Gestalt eines sich baumartig verzweigenden oder maschenartigen Netzes.

Ist E die Klemmspannung der Maschine in der Zentrale, J die Stromstärke in irgend einem der Fernleitungsstränge, so ist die gesamte von der Zentrale in diesen Strang gesandte Leistung $A = EJ$. Infolge des Widerstandes w_l der Fernleitung wird hiervon ein Teil, nämlich $J^2 w_l$, in der Leitung verzehrt und in Wärme verwandelt. Am Verbrauchsort hat man infolgedessen nicht mehr die Leistung EJ , sondern nur noch $E'J$, wobei $E' = E - Jw_l$, zur Verfügung. Der prozentische Energieverlust in der Leitung beträgt also: $100 \cdot Jw_l/E = 100 \frac{EJ}{E^2} \cdot w_l = 100 A \frac{w_l}{E^2}$.

Hieraus folgt, daß man bei gegebener Gesamtleistung A den Verlust möglichst klein machen kann, wenn man E sehr groß und entsprechend J sehr klein macht, oder aber: bei gegebener Leistung und zulässiger Verlustziffer kann man den Leitungswiderstand um so größer, den Draht also um so dünner und damit um so billiger wählen, je größer E , je kleiner J .

Dementsprechend geht das Bestreben der Elektrotechniker dahin, die Betriebsspannung ihrer Anlagen so hoch zu wählen wie irgend möglich, um so höher, je länger die Fernleitungen sind, je mehr also die Leitungsverluste eine Rolle in der Rentabilitätsberechnung spielen.

Nun ist der Spannungserhöhung wenigstens für Installationen in Wohnräumen (Beleuchtungsanlagen) und überhaupt überall, wo nicht durchaus sachkundige Bedienung in Frage kommt, eine Grenze gesetzt durch die Gefährlichkeit hoher Spannungen.

Die Berührung spannungstragender Gleichstromleitungen von etwa 100 Volt ist unangenehm, von 200 Volt schon recht schmerzlich; 300 und 400 Volt können schon lebensgefährlich sein¹⁾; man geht deshalb für häusliche Anlagen kaum jemals über die jetzt allgemein gebräuchlichen Normalspannungen von 110 Volt (in kleineren Netzen) oder 220 Volt (in größeren Netzen) hinaus.

Dreileitersystem. Eine weitere Spannungsvermehrung in der Fernleitung ohne eine solche in den Hausleitungen bezweckt das in größeren Anlagen meist benutzte „Dreileitersystem“. Wir betrachten zunächst zwei voneinander völlig getrennte, aber dicht nebeneinanderliegende Anlagen I und II (Fig. 761) von gleicher Spannung E und gleicher Strombelastung J , die sich über eine größere Anzahl von Verbrauchsstellen $abc\dots$ bzw. $a'b'c'\dots$ verteile. Die Gesamtleistung beider zusammen ist $EJ + EJ = E \cdot (2J) = 2EJ$.

¹⁾ Wechselstrom ist schon bei viel niedrigeren Spannungen gefährlich.

Da nun die mittleren Fernleitungen BF und CG genau gleiche, aber entgegengesetzte Ströme führen, so können wir sie bei FG und BC direkt miteinander verbinden und die Fernleitungsstücke BF und CG entfernen, ohne am Betriebe etwas zu ändern. Jetzt sind also die beiden Maschinen ebenso wie die beiden Verbrauchsstellen hintereinander geschaltet, die Betriebsspannung beträgt $2E$, der Strom dagegen nur J ; die Leistung $(2E) \cdot J = 2EJ$ ist unverändert geblieben. Dagegen haben sich die Leitungsverluste auf die Hälfte reduziert, da ja die Leitungsstücke BF und CG fortgefallen sind.

In Wirklichkeit läßt sich nun natürlich eine völlig gleiche Belastung der beiden Reihen von Verbrauchsstellen niemals erzielen. Man wird immer nur durch passende Verteilung der Anschlüsse bewirken können, daß die Belastungen ungefähr gleich sind. Zur Ausgleichung dieser Belastungsdifferenz dient deshalb ein dritter Draht, der sogenannte „Mittelleiter“ M

(Fig. 762), der aber nunmehr wegen seiner im allgemeinen nur geringen Strombelastung sehr dünn sein kann und auch nicht isoliert zu sein braucht, sondern neuerdings meist absichtlich möglichst gut mit Erde verbunden wird. Das so entstandene Leitungssystem wird als Dreileitersystem bezeichnet. Der Mittelleiter hat also die Spannung Null, die beiden „Außenleiter“ die Spannungen $+$ oder -110 oder 220 Volt.

Es ist prinzipiell möglich, nach ähnlichem Schema die Spannung noch weiter zu erhöhen durch Verwendung eines Fünfleitersystems. Doch hat man wegen der zunehmenden Komplikation der Anlage und namentlich wegen der Schwierigkeiten der Regulierung in der Zentrale von dieser Möglichkeit nur wenig Gebrauch gemacht.

§ 245. Technische Ausführung der Leitungen; Sicherheitsvorschriften; Sicherungen. Über die Ausführung von Leitungsanlagen hat der Verband deutscher Elektrotechniker im Jahre 1907 auf Grund der im Laufe der letzten Jahrzehnte gesammelten Erfahrungen eine Anzahl von Sicherheitsvorschriften¹⁾ erlassen, deren Innehaltung allen Installateuren zur strengen Pflicht gemacht wird. Die Sicherheitsvorschriften bezwecken erstens eine Sicherung der Leitungen selbst gegen beabsichtigte oder unbeabsichtigte Beschädigungen, zweitens eine Sicherung von Menschen und Tieren

Fig. 761.

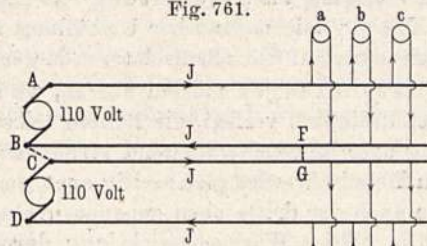
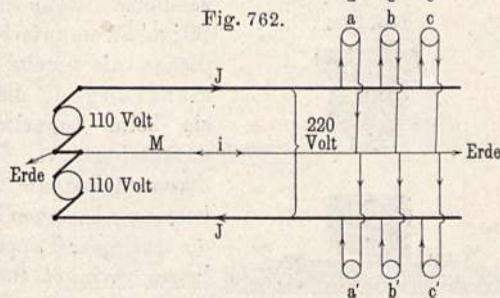


Fig. 762.



¹⁾ Näheres siehe Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik. 7. Auflage. Berlin 1907.

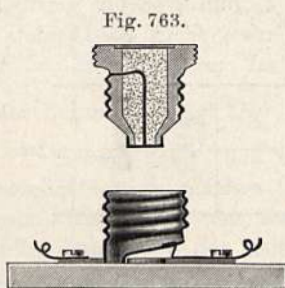
gegen die Gefahren einer Berührung der Leitungen, drittens endlich eine Sicherung der Umgebung der Leitungen gegen die mit etwaigen Kurzschlüssen verbundene Feuersgefahr. Rücksichten auf Zweck und Umfang dieses Buches fordern die Beschränkung der Besprechung auf die grundsätzlichen Punkte.

Die Sicherung der Leitungen selbst erreicht man bei Fernleitungen durch Verlegung als „Freileitung“ an hohen Masten auf Porzellanisolatoren, als „Kabel“ mit mehrfacher Umhüllung in der Erde oder als unterirdische Freileitungen auf Porzellanisolatoren in gemauerten Kanälen oder Betonröhren.

Hausleitungen müssen überall, wo sie der Berührung zugänglich sind, in Metallröhren¹⁾ verlegt, die Röhren selbst mit der Erde (Gas- oder Wasserleitung oder Mittelleiter) leitend verbunden werden. Durch die Einschließung in ein Metallrohr wird gleichzeitig auch der zweite und bis zu einem gewissen Grade auch der dritte oben genannte Sicherungszweck erfüllt.

Die heftige Wärmeentwicklung durch den bei einem Kurzschluß entstehenden Lichtbogen würde auch ein Metallrohr in wenigen Sekunden durch-

schmelzen, wenn nicht vorher schon für eine selbsttätige Stromunterbrechung gesorgt wird. Hierfür dienen die bereits in § 243 genannten Schmelzsicherungen, die meist so bemessen sind, daß sie beim Doppelten der normalen Stromstärke durchschmelzen. Entsprechend den geringeren Stromstärken, die für Hausanlagen meist in Betracht kommen, bestehen sie hier bald aus Stanniolstreifen, die auf einer Pappunterlage befestigt sind und bei ihrem geringen Raumbedarf selbst in Steckdosen, Schaltern u. dgl. untergebracht werden können, oder



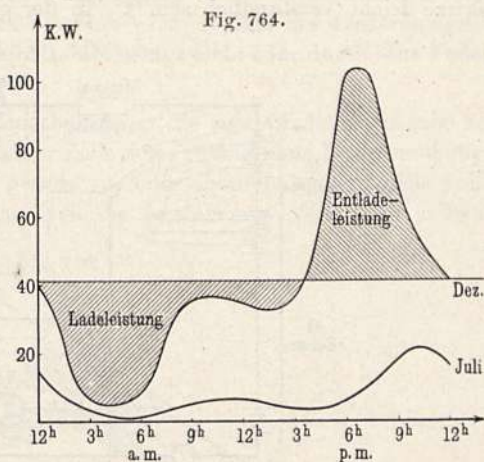
aber aus dünnen Drähten, die meist in einer Sand- oder Gipschülle im Innern eines Schraubstöpsels untergebracht sind (Fig. 763). Als Schmelzkörper diente früher meist ein Bleidraht, neuerdings ein — seiner geringeren Masse wegen rascher schmelzender — Silberdraht. Die Einpackung in Sand oder Gips verhütet die Überbrückung der Schmelzstelle durch einen Lichtbogen. Eine richtig konstruierte Silberdrahtsicherung schmilzt bei einem vollständigen Kurzschluß in Bruchteilen einer Sekunde, bei doppelter Belastung in etwa zwei Minuten durch.

Eine besondere Gefahr für die Isolation der Leitungen bildet die Feuchtigkeit. Deshalb sind die Vorschriften für feuchte Räume besonders streng. Aber auch in relativ trockenen Räumen können die zum Schutz der eigentlichen Isolierhülle dienenden Umspinnungsmaterialien Feuchtigkeit anziehen, und wenn dann an irgend einer Stelle die Isolierhülle eine Lücke hat, so beginnt ein erst schwacher Stromübergang, der aber allmählich wächst, indem die Stromwärme die Umspinnung langsam verkohlt und dadurch in einen guten Leiter verwandelt, bis auf einmal der völlige Kurzschluß da ist. Deshalb werden jetzt für Spannungen über 125 Volt nur noch Leitungen zugelassen, die mit der Isolierhülle (meist Guttapercha oder Gummi) lückenlos umpreßt sind (sogenannte „Gummiaderleitungen“). Die früher angewandte spiralförmige Umwicklung mit Gummiband ist für hohe Spannungen nicht mehr zulässig.

¹⁾ Unter dem Namen Bergmann-, Peschel-, Kuhlrohren im Handel erhältlich.

§ 246. **Akkumulatoren; Pufferbatterien.** In § 184 sind die allgemeinen Eigenschaften der Sekundärelemente oder Akkumulatoren bereits beschrieben worden. In elektrischen Kraftanlagen dienen sie wegen ihrer Fähigkeit, die elektrische Energie gleichsam aufzuspeichern, dazu, in Zeiten geringen Bedarfs den Überschuß an Maschinenleistung aufzunehmen, um ihn zu Zeiten großen Bedarfs, wenn die Maschinen allein nicht ausreichen würden, wieder abzugeben. Ein derartiger Ausgleich ist deshalb von Bedeutung, weil eine Maschinenanlage nur dann ökonomisch arbeitet, wenn sie voll belastet ist (vgl. Fig. 758); in einer hauptsächlich Beleuchtungszwecken dienenden Kraftanlage ist aber der Strombedarf äußerst schwankend, wie aus dem nebenstehenden Diagramm (Fig. 764) hervorgeht. Die Figur bezieht sich auf einen Tag im Monat Dezember bzw. Juli.

Der Hauptstrombedarf findet in den Abendstunden statt; nach einem Abfall im Laufe der Nacht entsteht ein zweites kleineres Maximum in den Frühstunden. Wenn die Energie ganz von der Maschine zu liefern wäre, so müßte diese imstande sein, das ganze Maximum von 103 KW zu liefern. Während der Zeit minimalen Bedarfs wäre sie also selbst im Dezember nur mit wenigen Prozenten belastet. Diese Schwankungen lassen sich nun ausgleichen, wenn man eine Maschine



benutzt, deren Leistung das Mittel der Tageskurve für Dezember, das sind etwa 42 KW, beträgt und sie bei maximaler Leistung mit einer Akkumulatorenbatterie kombiniert, welche mindestens die Differenz $103 - 42 = 61$ KW zu liefern vermag. Während der Zeit geringen Bedarfs ladet die Maschine die Batterie; während des Hauptbedarfs dagegen liefern beide ihre Energie in die Leitung. Die Maschine braucht jetzt also nur etwa halb so groß zu sein, als sie ohne die Batterie sein müßte, und sie ist den ganzen Tag hindurch gleichmäßig und voll belastet.

Bei dem Parallelbetrieb von Maschine und Batterie entsteht gleichzeitig noch ein Vorteil dadurch, daß die EMK der Batterie nicht so sehr wie die der Nebenschlußmaschine (vgl. § 242) mit zunehmender Belastung abnimmt. Die Batterie gleicht also die Belastungsstöße der Leitung aus, ähnlich wie der Windkessel einer Pumpe, oder wie die Puffer an einem Eisenbahnzug. Man nennt sie deshalb auch „Pufferbatterie“.

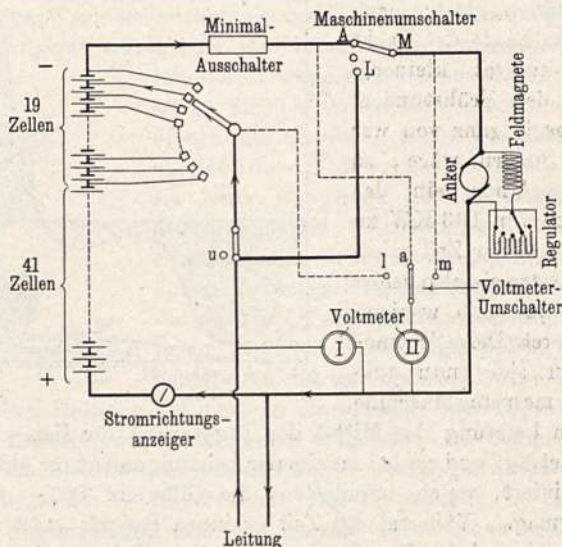
Da die Spannung der Batterie mit dem Ladungszustand wechselt, so sind besondere Schalteinrichtungen nötig, um die Spannung der Leitung konstant zu halten, und die Maschinenspannung entweder der Leitung oder der Batterie anzupassen.

Ist die normale Leitungsspannung z. B. 110 Volt, so gebraucht man, da der entladene Akkumulator etwa 1,8 Volt hat, mindestens $110/1,8 = 61$ oder rund 60 Akkumulatorenzellen. Im Zustande maximaler Ladung beträgt die Spannung dagegen bei gleichzeitig fließendem Ladestrom etwa 2,7 Volt; wenn

gleichzeitig mit der Ladung aus der Batterie Strom entnommen werden soll, so dürfen dazu also nur $110/2,7 = 41$ Zellen benutzt werden. Es muß also eine Schaltvorrichtung — „Zellenschalter“ — vorhanden sein, mittels welcher die Zahl der mit der Leitung verbundenen Zellen von 60 bis 41 variiert werden kann. Ferner muß die Maschinenspannung innerhalb der Grenzen der Netzspannung — 110 Volt — einerseits und der maximalen Batteriespannung, das sind $60 \cdot 2,7 = 162$ Volt, andererseits variiert werden können. Dies geschieht entweder mittels des Nebenschlußregulators der Maschine, die dann natürlich für maximal 162 Volt konstruiert sein muß, oder bei größeren Anlagen durch Zwischenschaltung einer besonderen Hilfsmaschine.

Nach diesen Ausführungen wird die in Fig. 765 dargestellte Schaltungsskizze leicht verständlich sein¹⁾. In der gezeichneten Stellung der Schalter

Fig. 765.



ladet die Maschine die Batterie und liefert gleichzeitig durch den Zellen-schalter hindurch Strom in die Leitung. Das Voltmeter I kontrolliert die Leitungsspannung, das Voltmeter II die Ladungsspannung. Bevor durch Einschalten des Hebels bei *AM* die Maschine an die Batterie gelegt wird, ist durch Umlegen des Voltmeterumschalters nach *m* zu prüfen, ob die Spannung der Maschine höher oder wenigstens gleich derjenigen der Batterie ist. Der Übergang zu reinem Maschinenbetrieb vollzieht sich, indem zunächst bei *A* unterbrochen wird, dann die Maschine auf Leitungsspannung herunterreguliert wird (Voltmeter II auf *m* muß mit I gleich zeigen), endlich der Maschinenumschalter nach *L* gelegt und darauf bei *u* die Batterie von der Leitung abgeschaltet wird. Während aller dieser Manipulationen ist die Leitung niemals spannungslos.

Von Hilfseinrichtungen sind noch angedeutet:

Ein „Stromrichtungsanzeiger“, d. i. ein einfaches Nadelgalvanoskop, dessen Ausschlagrichtung sofort sehen läßt, ob die Batterie geladen oder entladen

¹⁾ Die Schmelzsicherungen sind in der Zeichnung fortgelassen.

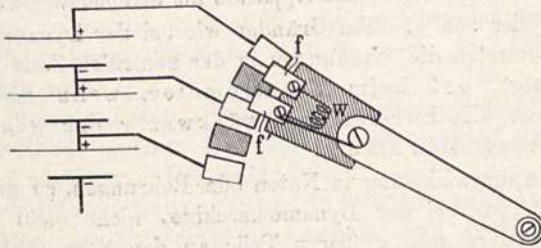
wird; ferner ein „Minimalausschalter“, der die Verbindung mit der Maschine sofort unterbricht, wenn der Ladestrom unter eine gewisse Grenze sinkt.

Wenn nämlich durch ein Versehen bei der Betätigung des Nebenschlußregulators oder durch plötzliche Spannungssteigerung der Batterie — etwa infolge plötzlicher starker Verminderung der Stromentnahme in der Leitung — die Batteriespannung plötzlich über die Maschinenspannung steigt, so fließt der Strom im umgekehrten Sinne durch die Maschine, und diese würde dann, als Elektromotor (siehe weiter unten) von der Batterie angetrieben, im gleichen Sinne weiterlaufen.

Der Minimalausschalter ist so eingerichtet, daß der Schalthebel durch einen vom Strom durchflossenen Elektromagneten in der Schlußstellung festgehalten wird; wenn der Strom zu schwach wird, so läßt der Elektromagnet den Hebel los, und dieser wird durch sein Eigengewicht oder durch eine Feder losgerissen.

Bei der Konstruktion des Zellschalters ist die eigentümliche Aufgabe zu lösen, daß sich der Übergang von einer Zelle zur anderen ohne Unterbrechung, aber auch ohne Kurzschluß der gerade zu- oder abzuschaltenden Zelle vollziehen soll. Fig. 766 zeigt schematisch die Ausführung. Zwischen je zwei

Fig. 766.



mit den Zellen verbundenen Kontaktstücken befindet sich ein — in der Figur schraffiertes — isolierendes Stück. An dem Schalthebel befindet sich außer der eigentlichen Kontaktfeder f noch eine Hilfsfeder f' , die mit f durch einen Widerstand w verbunden ist. Während des Überganges von einer Zelle zur nächsten ist, wie in der Figur dargestellt, die letzte Zelle durch den Widerstand w geschlossen, der so bemessen ist, daß der Strom nicht über den zulässigen Maximalwert steigen kann.

Wie leicht zu sehen, werden die äußersten Zellen der Batterie, da sie nur in dem Maße zugeschaltet werden wie die anderen sich entladen, nicht voll ausgenutzt. Sie bedürfen also auch einer geringeren Ladedauer. Man spart deshalb an Energie, wenn man die Verbindung der Schaltzellen mit der Maschine ebenfalls durch einen Zellschalter bewirkt. Dieser „Ladezellschalter“ ist also in die von A kommende Leitung in Fig. 766 einzulegen und hat im übrigen genau dieselbe Einrichtung wie der Entladeschalter.

In größeren Anlagen erfolgt der Betrieb der Zellschalter automatisch, der Zeiger eines Voltmeters betätigt ein Relais (vgl. § 198), durch dieses wird eine Schalteinrichtung betätigt, welche einen den Zellschalter treibenden Elektromotor im einen oder anderen Umlaufsinne einschaltet.

§ 247. **Elektromotoren; rotierende Umformer.** Unter einem „Elektromotor“ verstehen wir einen Apparat, der durch einen hineingeschickten elektrischen Strom in Bewegung gesetzt wird, der also imstande ist, elektrische Energie in mechanische zu verwandeln. Auf die älteren, nur noch historisch interessanten Konstruktionen kann hier aus Raummangel nicht eingegangen werden. Einige derselben findet man in Band IV der neunten Auflage dieses Werkes beschrieben.

Der moderne Elektromotor unterscheidet sich äußerlich in nichts von der Dynamomaschine; er ist mit dieser in der Tat bis auf eine gewisse Abweichung in der Bürstenstellung durchaus identisch.

Aus der Lenzschen Regel folgt ja schon, daß bei der Stromerzeugung durch Induktion eine der Bewegung entgegenwirkende Kraft auftritt, und das Gesetz von der Erhaltung der Energie verlangt, daß die gegen diese Kraft geleistete Arbeit gleich der erzeugten elektrischen Energie ist. Denkt man sich also in die Magnete und in den Anker einer beliebigen Dynamomaschine Ströme von derselben Stärke und Richtung von außen hineingeleitet, wie man sie durch Drehung der Maschine in dieser erzeugen würde, so muß ein auf den Anker wirkendes Drehmoment entstehen, das diesen in umgekehrter Richtung zu treiben sucht und ebensogroß ist, wie das der Drehung entgegenwirkende bei Betrieb des Apparats als Stromerzeuger.

Da auch hier aus gleichen Gründen wie bei der Dynamomaschine (vgl. § 242, b) die Bürsten die Windungen in der neutralen Zone kurz schließen müssen, so folgt, daß beim Elektromotor, wenn derselbe keine Wendepole hat, die Bürsten nach rückwärts, d. h. gegen die Drehrichtung zu verstellen sind.

Liegt die Ankerwicklung in Nuten oder Bohrungen, so greift das Drehmoment, genau wie bei der Dynamomaschine, nicht mehr völlig an den Drähten an, sondern zum größeren Teile an den Seitenflächen der Nuten oder an der Innenwand der Bohrungen.

Falsch ist dagegen die Erklärung, daß die schief gegen die Außenfläche des Ankers laufenden Kraftlinien, etwa wie schief angreifende gespannte Fäden, den Anker drehen; denn wie in § 41 gezeigt, ist die Tangentialkomponente der Maxwell'schen Spannungen an weichem Eisen gleich Null. Wäre das nicht der Fall, so müßte sich der in Fig. 751 schematisch gezeichnete Anker auch drehen, wenn die Drahtwindungen fest ständen und nur das Eisen drehbar wäre. Man hätte dann einen kollektorlosen Gleichstrommotor; tatsächlich ist diese Anordnung aber unmöglich.

Je nach der Schaltungsweise unterscheidet man ganz so wie bei der Dynamomaschine „Hauptschluß“- und „Nebenschlußmotoren“.

Der innige Zusammenhang zwischen der Wirkungsweise desselben Apparats als Dynamomaschine und als Motor wird aus folgendem Versuch klar (Fig. 767):

In den Stromkreis einer kleinen Dynamomaschine für Handbetrieb¹⁾ ist eine galvanische Batterie E' (z. B. einige Akkumulatoren) eingeschaltet. Die

¹⁾ Nebenschluß- oder magnetelektrische Maschine. Steht nur eine Hauptschlußmaschine zur Verfügung, so sind die Magnete besonders zu erregen. Bei Hauptschlußschaltung würde sich nämlich mit der Umkehrung des Stromes auch der Magnetismus der Feldmagnete umkehren; der geschilderte Versuch wäre unmöglich.

Spannung E' ist kleiner zu wählen als die bei Handbetrieb erreichbare Höchstspannung der Maschine. Im Stromkreis befinde sich ferner ein Amperemeter mit zweiseitiger Skala (d. h. Nullpunkt in der Mitte). Der Gesamtwiderstand des Kreises sei w .

Die Maschine entwickelt bei ihrer Drehung eine EMK gleich E , welche mit der Umdrehungsgeschwindigkeit zunimmt.

a) Die Maschine wird festgehalten:
 $E = 0$.

$J = E'/w$; Arbeit der Batterie = $E'J = E'^2/w = J^2w =$ Joulesche Wärme. Arbeit der Maschine = Null.

b) Die Maschine läuft als Elektromotor: Mit zunehmender Drehungszahl wächst E . Es ist

$$J = (E' - E)/w \quad \text{oder} \quad E' = E + J.w \quad \dots \quad (1)$$

J muß also mit zunehmender Drehungszahl abnehmen. In der Tat bemerkt man, wie mit zunehmender Drehungszahl der Zeiger des Amperemeters zurückgeht.

$$\left. \begin{aligned} \text{Arbeit der Batterie} &= E'J = EJ + J^2w \\ &= \text{Motorarbeit} + \text{Joulesche Wärme} \end{aligned} \right\} \dots \quad (2)$$

Ist der Motor unbelastet, so wird EJ nur zur Überwindung der Reibung verbraucht, ist also klein; der Motor läuft so rasch, daß E fast gleich E' und J sehr klein wird.

Wird der Motor belastet, etwa durch Bremsung oder Hemmung der Kurbel mit der Hand, so sinkt die Drehungszahl; es sinkt also auch E , es steigt J und EJ nimmt zu. Das heißt:

Der Elektromotor gebraucht in jedem Augenblick nur so viel Strom, wie für die zu leistende Arbeit und Joulesche Wärme gerade nötig.

c) Hilft man dem laufenden Motor durch Drehen an der Handkurbel noch nach, so wird zunächst $E = E'$ und $J = 0$; dann wird die Reibungsarbeit gerade von der drehenden Hand geleistet. Dreht man noch rascher, so wird $E > E'$ und J wird negativ. Jetzt wirkt die Maschine als Stromerzeuger, die hineingeschickte Arbeit der Hand erzeugt die Stromleistung EJ . Es ist:

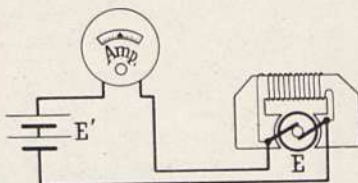
$$\begin{aligned} J &= (E - E')/w \quad \text{oder} \\ E &= E' + J.w \\ EJ &= E'J + J^2w. \end{aligned}$$

J^2w ist die Joulesche Wärme, $E'J$ wird zur Aufladung der Batterie verwandt.

Anlasser: Aus Gl. (2) folgt, daß zur Erzielung eines günstigen Wirkungsgrades w möglichst klein sein muß. Würde man nun einen stillstehenden Motor ohne weiteres an die Batteriespannung E' legen, so wäre im ersten Moment $J = E'/w$, würde also bei kleinem w unzulässig großen Wert annehmen.

Deshalb muß in den Stromkreis eines jeden Elektromotors — bei Nebenschlußmotoren bloß in den Ankerkreis — ein „Anlaßwiderstand“ eingeschaltet werden, der in dem Maße, wie die Drehungs-

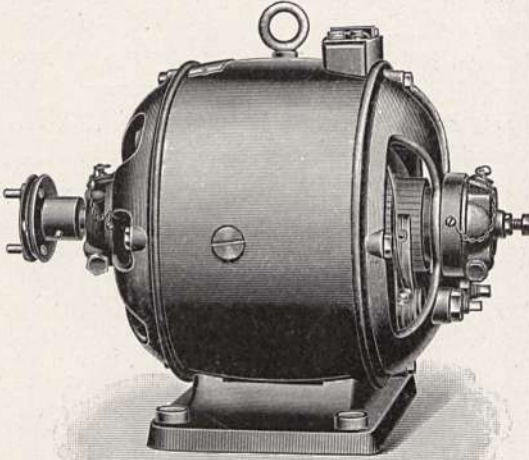
Fig. 767.



zahl wächst, allmählich vermindert und schließlich ganz kurz geschlossen wird. Nur bei den allerkleinsten Modellen — unter $\frac{1}{5}$ PS —, die in Bruchteilen einer Sekunde anlaufen, ist der Anlaßwiderstand entbehrlich.

Wegen seines günstigen Wirkungsgrades von 90 bis 95 Proz. bei größeren und noch etwa 75 bis 80 Proz. bei kleineren Modellen von $\frac{1}{2}$ bis 1 PS,

Fig. 768.



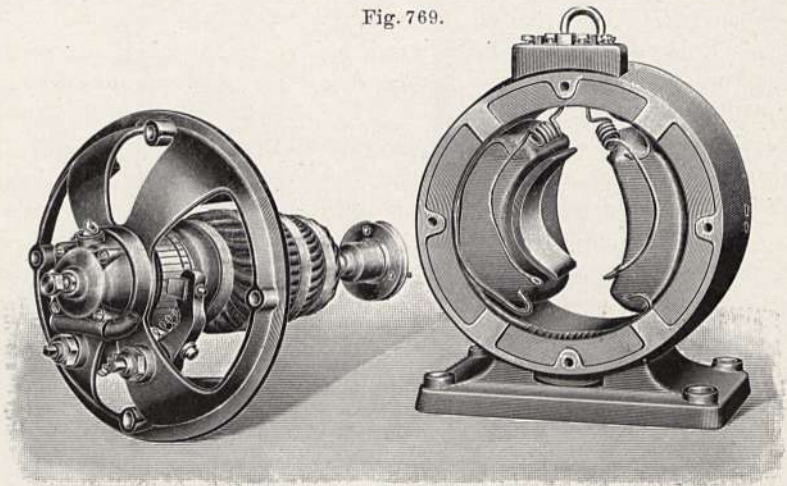
wegen seines geringen Raumbedarfs und seiner bequemen Bedienung ist der Elektromotor in Werkstätten und Laboratorien heute fast unentbehrlich.

Für Laboratoriumszwecke eignet sich nur der Nebenschlußmotor, weil, wie im folgenden Paragraphen gezeigt werden soll, seine Drehungszahl von der Belastung fast unabhängig ist.

Fig. 768 zeigt die typische Form eines kleineren modernen Motors von etwa 1 PS in Außenansicht, Fig. 769 denselben mit herausgenommenem Anker. Es ist das Haupt-

gewicht auf möglichst kompensiöse Form und Ausbildung des Magnetgestelles als Schutzgehäuse für die empfindlicheren Teile, nämlich Feldwicklung,

Fig. 769.



Anker, Kollektor und Bürsten, gelegt. Die Schmierung erfolgt selbsttätig durch einen auf der Achse lose aufsitzenden in den Ölbehälter eintauchenden Ring.

Schnellaufmotoren: Während die normale Umlaufzahl der meisten Motoren zwischen 1000 und 2000 pro Minute liegt, ist es für manche wissenschaftliche Zwecke erwünscht, sehr schnell laufende Motoren zu benutzen.

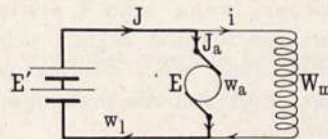
Derartige Motoren mit bis zu 18000 Drehungen pro Minute, also 300 pro Sekunde, werden von H. Boas in Berlin gebaut.

Rotierende Umformer: Wenn man einen mit der Betriebsspannung E arbeitenden Elektromotor von der Leistung $A = E \cdot J$ zum Antrieb einer Dynamomaschine verwendet, die dieselbe Leistung $A = E' J'$ zu liefern vermag, so bildet das Ganze einen „rotierenden Umformer“ („Transformator“) zur Verwandlung elektrischer Energie in solche anderer Spannung und Stromstärke. Das Verhältnis E'/E heißt das „Übersetzungsverhältnis“; natürlich ist dann $J'/J = E/E'$. Man kann also an der Zentralstation Gleichstromenergie von sehr hoher Spannung, etwa $E = 2000$ Volt und geringer Stromstärke, erzeugen und mit relativ geringen Verlusten (vgl. § 244) durch dünne Leitungen in große Entfernung leiten, um sie dort vermittelt eines rotierenden Umformers in solche von der normalen Betriebsspannung von 110 oder 220 Volt und entsprechend vermehrter Stromstärke zu verwandeln. Natürlich lohnt sich eine solche Komplikation nur, wenn die Ersparnis an Leitungsmaterial und Leitungsverlusten größer ist als die Verluste bei der Umwandlung. Einer allgemeinen Verwendung rotierender Umformer in der Praxis steht der Umstand im Wege, daß sie einer Wartung und Bedienung bedürfen. Dagegen können sie in Laboratorien häufig gute Dienste leisten. In der Technik zieht man meist die viel bequemeren Wechselstromumformer vor. (Siehe weiter unten Kap. XI.)

§ 248. Angenäherte Theorie des Elektromotors. a) Der Nebenschlußmotor: Es sei

- J_a der Ankerstrom,
- i der Feldmagnetstrom,
- $J = J_a + i$ der Gesamtstrom,
- w_a der Ankerwiderstand,
- W_m der Magnetwicklungswiderstand,
- w_l der Widerstand der Leitung von der Stromquelle.

Fig. 770.



Sei zunächst w_l vernachlässigt, so daß jederzeit an den Motorklemmen die Spannung E' herrscht. Dann ist die EMK des rotierenden Ankers:

$$E = E' - J_a \cdot w_a \dots \dots \dots (1)$$

E ist abhängig von der Drehungszahl U und der Felderregung i . Bei genügender Entfernung vom Sättigungszustand der Magnete setzen wir in erster Näherung E proportional i ; ferner ist E proportional U , also

$$E = k i U \dots \dots \dots (2)$$

wo k ein von den Motordimensionen abhängiger Faktor. Es ist also:

$$J_a w_a = E' - k i U \dots \dots \dots (3)$$

Die vom Motor geleistete Nutzarbeit ist:

$$A = E J_a = k i U \cdot J_a \dots \dots \dots (4)$$

Die Gesamtarbeit im Anker ist:

$$E' J_a = E J_a + J_a^2 w_a \dots \dots \dots (5)$$

Der „Wirkungsgrad des Ankers“ ist also:

$$\eta_a = \frac{E}{E'} = 1 - \frac{J_a w_a}{E'} \dots \dots \dots (6)$$

η kommt also um so näher an 1, je kleiner der Ankerwiderstand w_a .

Läuft der Anker gänzlich unbelastet und reibungslos, so muß $A = 0$, also $J_a = 0$ werden. Dann ist $E = E'$ und die (maximale) Drehungszahl ist nach Gl. (3):

$$U_0 = E'/ki \quad \text{oder} \quad E' = ki U_0 \dots \dots \dots (7)$$

Es ist also allgemein:

$$J_a w_a = ki(U_0 - U) \dots \dots \dots (8)$$

oder

$$\frac{U_0 - U}{U_0} = \frac{J_a w_a}{ki U_0} = \frac{E' - E}{E'} \quad \text{und} \quad \frac{U}{U_0} = \frac{E}{E'}$$

oder

$$\frac{U}{U_0} = \eta_a \dots \dots \dots (9)$$

Bei genügend kleinem Ankerwiderstand wird also U/U_0 nahezu 1, d. h. die Drehungszahl des Nebenschlußmotors ist fast unabhängig von der Belastung.

Die letztgenannte Eigenschaft macht den Nebenschlußmotor vorzüglich für solche Zwecke geeignet, die möglichst konstante Drehungszahl verlangen. Dazu gehören fast alle Laboratoriumsanwendungen, ferner in der Technik der Antrieb von Werkzeugmaschinen, Webstühlen usw.

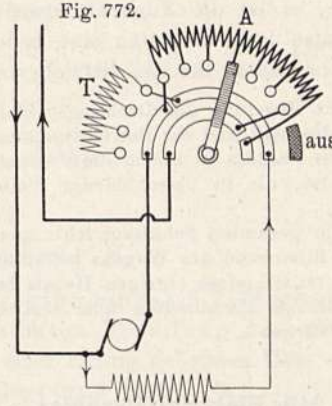
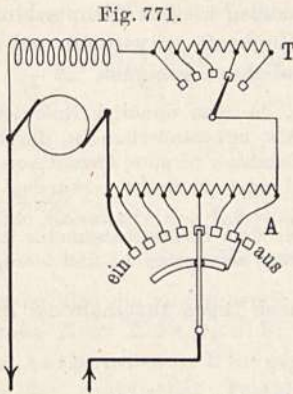
Aus Gl. (7) folgt, daß man die Drehungszahl des Nebenschlußmotors durch Änderung der Felderregung variieren kann, und zwar wird U_0 größer, wenn man i erniedrigt, also das Feld schwächt. Dieses paradoxe Resultat erklärt sich leicht, wenn man bedenkt, daß durch eine Schwächung von i die Gegenkraft E des Ankers abnimmt, der Ankerstrom also steigt und die Drehungszahl so lange wächst, bis wieder $E = E'$ geworden.

Von der Betriebsspannung E' ist U ganz unabhängig, weil eine Erhöhung von E' die Feldmagnete verstärkt und dadurch gleichzeitig auch die Gegenkraft des Ankers in gleichem Maße erhöht. Natürlich gilt dies nur, so lange die Feldmagnete noch weit von dem Sättigungszustande entfernt sind.

Will man die Drehungszahl erniedrigen ohne die Unabhängigkeit von der Belastung aufzugeben, so erzeuge man die Feldmagnete mit der normalen Betriebsspannung, den Anker dagegen mit einer besonderen Stromquelle von niedrigerer Spannung.

Zugkraft: Soll ein Motor im Moment des Einschaltens eine besonders starke Zugkraft ausüben, wie z. B. beim Anfahren eines Straßenbahnwagens, so ist die Nebenschlußschaltung ungeeignet. Die Zugkraft hängt offenbar von dem Produkt $J_a \cdot i$ ab. Macht man nun im ersten Moment J_a sehr stark, so macht sich der bei obiger Rechnung vernachlässigte Leitungswiderstand w_l bemerkbar. Die Klemmspannung des Motors ist dann nicht mehr E' , sondern $e = E' - (J_a + i)w_l$. Ist also J_a sehr groß, so wird $i = e/W_m$ zu klein und das Produkt $i \cdot J_a$ wird ebenfalls klein. Der Nebenschlußmotor läuft also unter starker Belastung schlecht an. Von diesem Fehler sind die weiter unten zu besprechenden Hauptschlußmotoren frei.

Schaltung: Fig. 771 zeigt das Schaltungsschema eines Nebenschlußmotors nebst Anlasser (A) und Tourenregler (T). Der Anlasser ist so eingerichtet, daß die jeweils stromlosen Teile desselben — in der Figur rechts vom Hebel — nicht abgeschaltet, sondern durch den Hebel kurz geschlossen



sind. Hierdurch wird erreicht, daß beim Ausschalten des Motors der in der Magnetwicklung entstehende starke Selbstinduktionsstoß sich durch den Anlasser und den Anker hindurch ausgleichen kann.

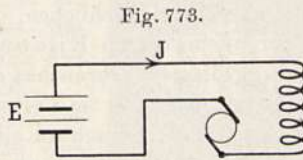


Fig. 772 zeigt die in der Praxis übliche Vereinigung von Anlasser und Tourenregler in einem Apparat.

b) Der Hauptschlußmotor: (Fig. 773) *w* sei der gesamte Leitungswiderstand, dann ist

$$Jw = E' - E \dots \dots \dots (10)$$

und angenähert, d. h. so lange Magnete noch weit genug von der Sättigung entfernt:

$$E = kU.J \dots \dots \dots (11)$$

also

$$U = \frac{1}{k} \left\{ \frac{E' - Jw}{J} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

Die mechanische Arbeit des Motors ist:

$$EJ = (E' - Jw)J = A \dots \dots \dots (13)$$

Ist der Motor unbelastet, also $A = 0$, so ist nach Gl. (13) auch $J = 0$, also nach Gl. (12) $U_0 = \infty$, d. h.:

Der unbelastete Hauptschlußmotor „geht durch“ bzw. erhöht seine Drehungszahl so lange, bis die Achsen- und Bürstenreibung die Stromarbeit gerade aufzehrt.

Bei gutem Wirkungsgrad muß der Spannungsabfall Jw klein gegen E' , also w klein gegen E'/J sein. Dann wird angenähert $J = A/E'$ und $E'/J = E'^2/A$. Somit wird:

$$U = \frac{1}{k} \frac{E'^2}{A} \dots \dots \dots (14)$$

Die Drehungszahl des Hauptschlußmotors ist also der Belastung umgekehrt, dem Quadrat¹⁾ der Betriebsspannung direkt proportional.

Zugkraft: Da mit wachsendem J auch die Stärke der Feldmagnete wächst, so ist die Zugkraft etwa proportional J^2 . Der Hauptschlußmotor kann also beim Anlaufen eine bedeutende Zugkraft entwickeln und ist dadurch besonders für den Betrieb von Straßenbahnen geeignet.

Die Regelung der Drehungszahl geschieht, da man unnötige Energieverluste vermeiden will und die Betriebsspannung E' meist unveränderlich ist, durch Änderung des Faktors k , indem die Feldmagnetenwicklung in eine Anzahl von Spulen geteilt ist, die in verschiedener Weise parallel oder in Reihe verbunden werden können.

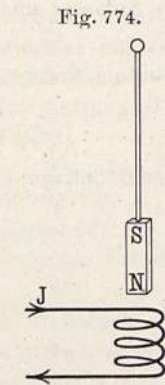
Die gesamten Schaltvorrichtungen sind bei dem Straßenbahnmotor in einem an der Stirnwand des Wagens befindlichen Kasten untergebracht und werden vom Führer mittels eines einzigen Hebels bedient.

Sonstige Einzelheiten über elektrische Bahnen liegen außerhalb des Rahmens dieses Werkes²⁾.

§ 249. Elektrizitätszähler. In den meisten elektrischen Anlagen soll der Abnehmer den tatsächlichen Verbrauch an elektrischer Energie, also die Anzahl der verbrauchten Kilowattstunden, bezahlen. Zur selbsttätigen Registrierung dieses Verbrauches dienen die Zähler.

Ist E die Spannung im Leitungsnetz, J die Stromstärke während einer Zeit t , so ist der Verbrauch an elektrischer Energie: $E \cdot J \cdot t$. Da sowohl E als auch J fortwährend schwanken, so muß der Zähler so eingerichtet sein, daß er für eine beliebige Zeitdauer die Summe $\Sigma E \cdot J \cdot t$ registriert. Da meistens in Leitungsnetzen die Spannung E nach Möglichkeit konstant gehalten wird, so begnügt man sich vielfach auch mit der Registrierung von $\Sigma J \cdot t$, da dies bei annähernd konstantem E ja der $\Sigma E J t = E \cdot \Sigma J \cdot t$ proportional ist. Im ersten Falle heißt der Zähler ein „Wattstundenzähler“, im zweiten ein „Ampere-stundenzähler“.

Es muß genügen, die wichtigsten „Typen“ ohne Eingehen auf Einzelheiten hier zu erklären.



a) Uhrzähler: Diese älteste in praktischen Gebrauch gelangte Zählerklasse stammt von H. Aron³⁾ und beruht auf folgendem einfachen Gedanken (Fig. 774): Das Pendel einer Uhr trägt an Stelle des gewöhnlichen Pendelkörpers einen Magneten sn , unterhalb dessen sich eine vom Strome J durchflossene Spule befindet. Solange die Spule stromlos ist, wirkt auf das Pendel bloß die Schwerkraft g . Fließt dagegen ein Strom, so kommt infolge der Anziehung des Magneten durch den Strom zur Schwere noch ein dem Strome proportionales Glied kJ hinzu. Die Schwingungszahl n des Pendels ist proportional der Wurzel der wirkenden Kraft, also $\sqrt{g + kJ}$. Ist n_0 die

¹⁾ Nach Erreichung der magnetischen Sättigung wächst U proportional E' .

²⁾ Näheres hierüber in: H. Kyser, Die elektrischen Bahnen und ihre Betriebsmittel. Braunschweig 1907.

³⁾ Elektrot. Zeitschr. 7, 353 (1886).

Schwingungszahl im stromlosen, n diejenige im stromdurchflossenen Zustande, so ist:

$$n^2/n_0^2 = (g + kJ)/g. \dots \dots \dots (1)$$

Ist die Einrichtung so getroffen, daß die Änderung nur geringfügig, daß also $(n - n_0) = \delta n$ klein gegen n_0 , so wird:

$$\frac{n^2}{n_0^2} = \frac{(n_0 + \delta n)^2}{n_0^2} = \frac{n_0^2 + 2n_0\delta n}{n_0^2} = 1 + \frac{2\delta n}{n_0} = 1 + \frac{kJ}{g}$$

oder

$$J = \frac{2g\delta n}{k n_0} = c \cdot \delta n \dots \dots \dots (2)$$

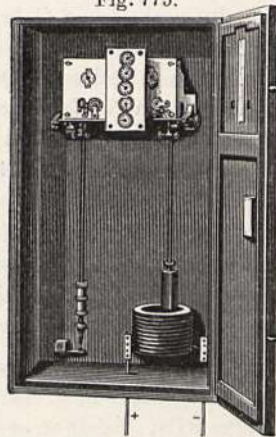
wo c eine Konstante des Instruments, und

$$\Sigma Jt = c \Sigma \delta n \cdot t = c \cdot N \dots \dots \dots (3)$$

Es ist also die zu messende „Amperestundenzahl“ ΣJt proportional der Größe $N = \Sigma \delta n \cdot t$, d. h. der gesamten Voreilung der mit dem Pendel verbundenen Uhr gegenüber einer richtig gehenden Uhr.

In der praktischen Ausführung hängt man zwei Pendel (Fig. 775), ein beeinflusstes und ein unbeeinflusstes, nebeneinander und richtet das Zählwerk so ein, daß dasselbe die Differenz der Schwingungszahlen beider Pendel angibt.

Fig. 775.



Soll der Apparat Wattstunden zählen, so wird an Stelle des schwingenden Magneten eine schwingende Spule mit vielen dünnen Windungen angebracht, die von einem schwachen, der Netzspannung proportionalen Zweigstrom durchflossen wird. Dann ist offenbar die Wirkung auf das Pendel proportional dem Produkt der beiden Ströme, also proportional $E \cdot J$.

In seiner neuesten Ausführung enthält der Apparat noch eine Reihe von Hilfseinrichtungen, um zufällige Gangdifferenzen der beiden Pendel selbsttätig auszugleichen, um das Uhrwerk selbsttätig — d. h. ohne Aufziehen — in Gang zu halten usw.

b) Motorzähler: Wenn ein Elektromotor so konstruiert ist, daß seine Umlaufszahl u proportional J oder $E \cdot J$ ist, so zählt ein mit der Achse verbundenes Zählwerk offenbar direkt die Größe ΣJt oder $\Sigma E Jt$. Man genügt der obigen Bedingung, indem man Feld und Anker eisenfrei herstellt, das Feld durch den Hauptstrom J oder einen bestimmten Bruchteil desselben erregt und in den Anker einen der Spannung proportionalen Zweigstrom i leitet. Dann ist das auf den Anker wirkende Drehmoment proportional $E \cdot J$.

Läßt man nun auf den Anker eine hemmende Kraft ausüben, die der Umlaufszahl u proportional ist, so wird sich eine solche Umlaufszahl herstellen, daß Drehmoment = Hemmung, also u proportional $E \cdot J$. Man erreicht eine derartige Hemmung am einfachsten durch eine sogenannte „Wirbelstrombremse“ (vgl. § 227): Eine auf der verlängerten Achse befestigte Kupferscheibe rotiert zwischen feststehenden Magneten. Die in der Scheibe induzierten „Wirbelströme“ sind u proportional, die bewegungshemmende

Kraft ist proportional der Einwirkung zwischen diesen Strömen und dem Magneten, also ebenfalls proportional u .

Voraussetzung für richtige Wirkung des Zählers ist offenbar, daß die Reibung der Achsen und Kommutatorfedern gegen die Wirbelstromwirkung zu vernachlässigen ist. Durch verschiedene Hilfskonstruktionen, deren Beschreibung hier zu weit führen würde, ist es gelungen, die Reibungsfehler praktisch zu kompensieren.

c) Registrierzähler. Der Zeiger eines Amperemeters oder Wattmeters mit gleichmäßiger Skala wird in gleichmäßigen Zeitabständen, z. B. alle fünf Sekunden, durch einen selbsttätigen Mechanismus in die Nullage gebracht. Eine Sperrvorrichtung kuppelt während dieser Rückwärtsbewegung des Zeigers dessen Achse mit einem Zählwerk, das sich also um eine dem Zeigerausschlag proportionale Strecke weiterbewegt.

d) Elektrolytzähler. Die Menge der elektrolytischen Zersetzungsprodukte ist nach dem Faradayschen Gesetz (vgl. § 145 und 146) proportional ΣJt . Jedes Voltmeter (Coulombmeter) kann also als Amperestundenzähler benutzt werden.

In praktischen Gebrauch sind neuerdings Zähler gekommen, in denen an der Kathode ausgeschiedenes Quecksilber in einem Meßzylinder aufgefangen wird; die abgelesene Quecksilbermenge mißt also die Zahl der Amperestunden. Damit der Apparat nicht unbequeme Dimensionen annehme, leitet man nur einen Bruchteil des Meßstromes durch den Zähler. Ein derartiger Zähler ist bereits in § 146 (Fig. 469) beschrieben.

§ 250. Die elektrische Glühlampe. a) Allgemeines. Das Problem der Verteilung einer gewissen Menge elektrischer Energie in eine Anzahl kleiner Bruchteile läßt sich prinzipiell auf zwei verschiedenen Wegen lösen: Der eine Weg besteht darin, daß man die einzelnen Abnahmestellen (Lampen)

Fig. 776.

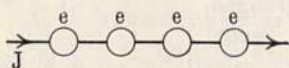
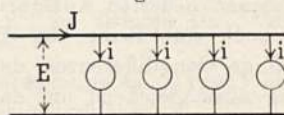


Fig. 777.



in Reihe schaltet, so daß jede vom gesamten Strom J durchflossen wird, aber nur einen Bruchteil $e = E/n$ der gesamten Spannung E verzehrt (Fig. 776). Dann verbraucht jede Lampe die Leistung:

$$e \cdot J = \frac{E}{n} \cdot J \dots \dots \dots (1)$$

Diese Anordnung ist offenbar nur dann zu gebrauchen, wenn sämtliche Lampen auf einmal ein- und ausgeschaltet werden können. Ein beliebiges Ein- und Ausschalten einzelner Lampen ist unmöglich.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, daß die einzelnen Abnahmestellen parallel geschaltet werden (Fig. 777), so daß jede nur den Teilstrom $i = J/n$, aber die gesamte Betriebsspannung E verbraucht. Die in jeder Lampe verbrauchte Leistung ist wiederum:

$$E \cdot i = EJ/n \dots \dots \dots (2)$$

In dieser Anordnung kann offenbar jede Lampe für sich ein- und ausgeschaltet werden, ohne daß die anderen davon beeinflußt werden; für praktische Anwendung in größeren Beleuchtungsanlagen kommt deshalb hauptsächlich die Parallelschaltung in Betracht.

Nun wurde in § 244 gezeigt, daß die Ökonomie einer Anlage mit zunehmender Betriebsspannung steigt. Ist w der Widerstand einer Lampe, so ist die in ihr verzehrte elektrische Leistung aber gleich E^2/w . Je höher E , desto größer muß also für eine gegebene Leistung auch w sein. Eine Unterteilung in kleine Beträge erfordert also Lampen von hohem Widerstand. Sind ferner n Lampen parallel geschaltet, so ist ihr Gesamtwiderstand w/n . Ist $J = ni$ der Gesamtstrom, so ist $J^2 \cdot w/n$ die Nutzleistung in den Lampen und $J^2 w_l$ die in der Fernleitung vom Widerstand w_l verlorene Leistung. Der prozentische Verlust ist also:

$$100 \cdot \frac{w_l}{w/n}.$$

Soll der Verlust klein sein, so muß also der Lampenwiderstand so hoch sein, daß selbst ein Bruchteil w/n davon noch immer sehr groß gegen den Widerstand w_l der Fernleitung ist.

In Band II, § 317 dieses Werkes wurde gezeigt, daß die Helligkeit eines glühenden Körpers etwa mit der 12. Potenz der absoluten Temperatur, die gesamte Wärmeausstrahlung dagegen nur mit der 4. bis 5. Potenz ansteigt. Das Verhältnis an nutzbarer, d. h. sichtbarer Strahlung, zur Gesamtstrahlung steigt also etwa im Verhältnis der 7. bis 8. Potenz der absoluten Temperatur. Da nun die gesamte ausgestrahlte Energie in Form elektrischer Energie zugeführt wird, so folgt, daß die Lichtausbeute eines elektrisch geglühten Drahtes mit zunehmender Temperatur außerordentlich rasch ansteigt.

Ein brauchbarer Draht für eine elektrische Glühlampe muß also imstande sein, sehr hohe Temperaturen auszuhalten.

b) Die Kohleglühlampe. Die erste praktisch brauchbare elektrische Lampe, welche beiden Bedingungen, nämlich hohem Widerstande und hoher Temperatur, gerecht wurde, war die von Edison im Jahre 1879 erfundene Kohlefadenglühlampe¹⁾. Ihre äußere Gestalt ist so allbekannt, daß eine Abbildung hier überflüssig. Der Glühfaden wurde von Edison durch Verkohlen einer Bambusfaser hergestellt; jetzt benutzt man Fäden aus Cellulose, die in flüssigem Zustande aus einer feinen Öffnung herausgespritzt werden und rasch erhärten. Die Fäden werden dann unter Luftabschluß verkohlt. Da der glühende Faden an der Luft verbrennen würde, so muß die Lampe luftleer gemacht werden. Hierdurch wird zugleich noch der weitere Vorteil erreicht, daß keine Energieverluste durch Wärmeleitung oder Konvektion mehr stattfinden.

Die Temperatur der gewöhnlichen Kohleglühlampe beträgt etwa 1600 bis 1800°. Da der Schmelzpunkt der Kohle weit über 3000° liegt, so könnte es scheinen, als ob man durch höhere Beanspruchung eine größere Ökonomie erzielen könnte. In der Tat liefert eine auf 3000° erhitzte 16 kerzige Glühlampe etwa 2000 Kerzenstärken. Aber die Kohle zerstäubt bei hohen

¹⁾ Versuche zur Herstellung von Kohleglühlampen lassen sich bis ins Jahr 1845 zurück verfolgen (vgl. Hoppe, Geschichte der Elektrizität).

Temperaturen sehr rasch, so daß die Lebensdauer der Lampe verkürzt wird. Die oben angegebene Normaltemperatur ist diejenige, bei welcher im Durchschnitt die Summe aus Betriebs- und Ersatzkosten ein Minimum wird.

Eine Kohleglühlampe gebraucht etwa 3 Watt pro Normalkerze; eine 16kerzige Lampe also 48 Watt oder bei einer Betriebsspannung von 110 Volt $48/110 = 0,44$ Amp. Der Widerstand der Lampe beträgt $110/0,44 = 250$ Ohm.

Der eben genannte Widerstand gilt für die glühende Lampe. Im kalten Zustande ist derselbe wegen des negativen Temperaturkoeffizienten der Kohle viel größer, nämlich etwa 400 Ohm.

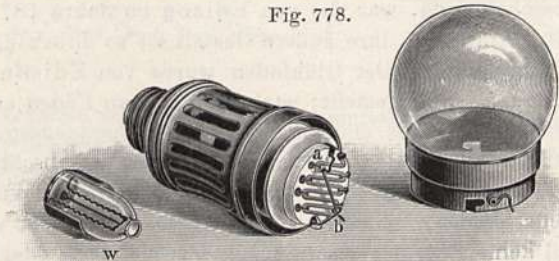
Würde man 100 Lampen parallel schalten, so hätten diese einen Widerstand von 2,5 Ohm. Ein Kupferkabel von 10 mm Durchmesser und 500 m Länge hat einen Widerstand gleich $500/(25 \cdot \pi \cdot 60) =$ rund 0,1 Ohm. Der Verlust in der Leitung würde also 4 Proz. betragen.

Neuerdings ist es gelungen, Kohlefäden herzustellen, die etwas höhere Temperaturen vertragen und nur etwa 2,2 Watt pro Kerze verbrauchen¹⁾.

c) Die Metallfadenlampe. Weit bessere Ökonomie erzielt man mit den während der letzten Jahre entstandenen und jetzt bereits weit verbreiteten Metallfadenlampen. Die erste derartige Lampe ist die von Auer v. Welsbach erfundene Osmiumlampe. Bald darauf gelang es, noch andere schwer schmelzbare Metalle, z. B. das Wolfram und das Tantal zu Lampenfäden zu verarbeiten. Infolge ihrer höheren Temperatur verbrauchen diese Lampen nur 1 bis 1,7 Watt pro Kerze. Daß sie die Kohlefadenlampen noch nicht völlig verdrängt haben, liegt einerseits an ihrem höheren Preise, der die Ersparnis an Energie teilweise wieder aufwiegt, andererseits an ihrer großen Empfindlichkeit gegen Erschütterungen, die sie für viele Zwecke, z. B. für transportable Lampen, Tischlampen usw., unbrauchbar macht.

d) Nernstlampe. Diese Lampe, nach ihrem Erfinder W. Nernst benannt, ist in den Jahren 1900 bis 1904 entstanden; seit der Einführung der Metallfadenlampe, denen sie an Ökonomie etwa gleichkommt, hat sie für die Praxis nur noch historisches Interesse. Dagegen ist sie physikalisch interessant, weil ihr Glühkörper aus einem Material besteht — Magnesia und Oxide der seltenen Erden, wie Thoroxyd und Ceroxyd —, das bei gewöhn-

Fig. 778.



licher Temperatur ein fast vollkommener Nichtleiter ist und erst durch Erwärmung leitend wird (vgl. § 126 am Schluß). Die Lampen müssen deshalb zunächst durch einen Vorwärmer angeheizt werden. Der Vorwärmer besteht aus einer elektrisch geglühten Platindrahtspirale und schaltet sich selbsttätig aus, sowie die Lampe in Gang kommt. Da mit zunehmendem Strome die

¹⁾ Sogenannte „metallisierte“ Kohlelampen der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft.

Temperatur des Glühstiftes steigt, so sinkt gleichzeitig der Widerstand, und zwar viel schneller als der Strom ansteigt. Das Produkt $J \cdot w = e$, d. h. die Spannung an den Klemmen der Lampe, sinkt deshalb mit wachsender Stromstärke. Wie im folgenden Paragraphen näher ausgeführt werden soll, wäre in einem solchen Falle der Zustand der Strömung labil, d. h. der Strom würde ohne Ende zunehmen, wenn nicht noch ein Vorschaltwiderstand w' von solcher Größe angebracht wäre, daß $J(w + w')$ mit zunehmendem J ansteigt.

Fig. 778 zeigt eine Nernstlampe; die Glocke ist abgenommen und ebenso wie der im Sockel untergebrachte, aus einem sehr dünnen Eisendraht in evakuiertem Glasgefäß bestehende Vorschaltwiderstand w daneben gelegt. ab ist der Glühstift, dahinter sieht man den U-förmig gebogenen Vorwärmer, der aus einer porzellanartigen Masse besteht, in welcher eine feine Platindrahtspirale eingebettet ist. Ein ebenfalls im Sockel befindlicher kleiner Elektromagnet schaltet beim Leitendwerden des Glühstiftes selbsttätig den Vorwärmer aus.

Der Energieverbrauch beträgt 1,5 bis 1,8 Watt pro Kerze.

§ 251. Der elektrische Lichtbogen¹⁾. In der Zeit von etwa 1800 bis 1820 bemerkten verschiedene Forscher, daß der Unterbrechungsfunke einer Voltaschen Säule besonders stark und glänzend war, wenn als Elektroden Kohlestücke benutzt wurden. Im Jahre 1821 beobachtete dann H. Davy²⁾, dem eine aus 2000 Zellen bestehende große Batterie zur Verfügung stand, daß zwei mit den Enden der Batterie verbundene Kohlestücke, wenn man sie zuerst zur Berührung brachte und dann auseinanderzog, eine hellglänzende Flamme zwischen sich entstehen ließen, während die Kohleenden selbst in lebhaftes Weißglut gerieten. Die Erscheinung ließ sich beliebig lange erhalten, der Strom ging also offenbar durch die leitend gewordene Luftstrecke dauernd über.

Wenn die Kohleenden, wie es bei dem Davyschen Versuch der Fall war, einander in wagerechter Lage gegenüberstehen, so biegt sich die Flamme infolge des aufsteigenden heißen Luftstromes bogenförmig nach oben (Fig. 779). Davy gab deshalb der Erscheinung den Namen „elektrischer Lichtbogen“.

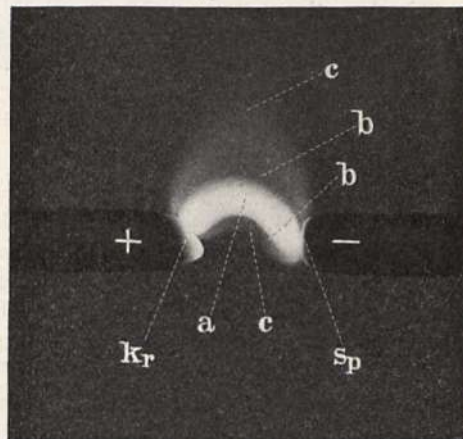


Fig. 779.

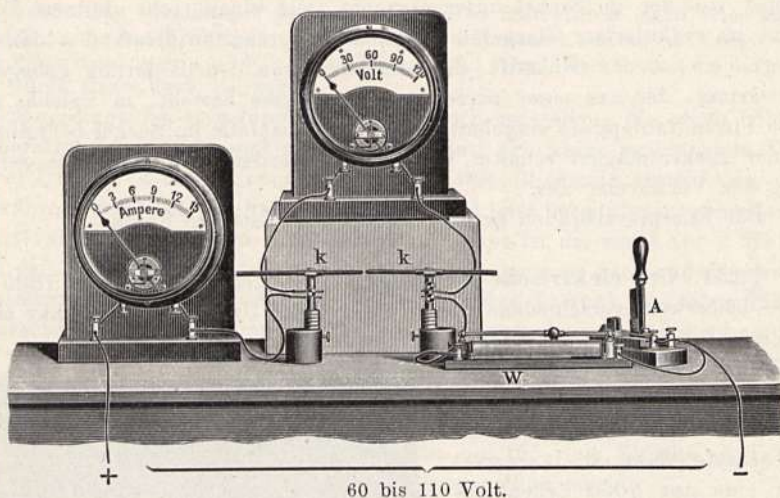
¹⁾ Die recht komplizierten physikalischen Vorgänge im Lichtbogen sollen im Kapitel XII eingehender besprochen werden; hier genügen einige Grundtatsachen, deren Kenntnis zum Verständnis der Konstruktion der sogenannten „Bogenlampen“ nötig ist. Siehe ferner auch: E. Rasch, „Das elektrische Bogenlicht“, Braunschweig 1910.

²⁾ Phil. Trans. 1821 (2), 487.

Erster Versuch (Fig. 780): Wir bilden einen Stromkreis aus einer Stromquelle von mindestens etwa 60 Volt (Akkumulatorenbatterie oder städtische Zentrale), einem Regulierwiderstand W , zwei in Blechhülsen gefaßten Kohlestiften kk (Bogenlampenkohle), einem Ausschalter A und einem Amperemeter. Parallel zu den Kohlen ist ein Voltmeter geschaltet.

Nach Einschalten von einigen Ohm des Regulierwiderstandes bringen wir die Kohlen zur Berührung und ziehen sie sogleich um etwa 3 bis 5 mm

Fig. 780.



auseinander. Es entsteht ein Lichtbogen wie oben beschrieben; bei genügender Spannung der Stromquelle — etwa 110 Volt — gelingt es leicht, die Länge des Bogens bis auf etwa 1 bis 1,5 cm zu steigern. Man beobachtet den Lichtbogen wegen seiner blendenden Helligkeit durch ein dunkles Glas hindurch oder projiziert ihn mittels einer Linse in stark vergrößertem Maßstabe auf einen Schirm. Das meiste Licht geht von der hell weißglühenden Grundfläche kr der positiven Kohle aus ¹⁾ (vgl. Fig. 779); die negative Kohle dagegen gerät, wenn sie nicht gar zu dünn ist, nur an der äußersten Spitze (Sp) ins Glühen. Der Bogen selbst leuchtet nur schwach, ist aber, wie photographische und andere Messungen zeigen, sehr reich an ultravioletten Strahlen.

Man unterscheidet im Bogen deutlich drei konzentrische Schichten, den bläulichen und photographisch sehr wirksamen Kern a , eine dunklere Hülle b und die gelbgrünliche, flammenartige Außenschicht oder Aureole c .

Zweiter Versuch: Wir stellen die Kohlen senkrecht übereinander und lassen den Lichtbogen eine Zeitlang — etwa 10 bis 15 Minuten — brennen. Dann zeigt sich, daß die positive Kohle sich aushöhlt, die negative sich zuspitzt, wie es Fig. 781 schematisch andeutet. Die Höhlung der positiven Kohle bezeichnet man als den „Krater“. Ferner bemerkt man, daß die Kohleenden allmählich abbrennen, und zwar verliert die heißere positive Kohle in gleicher Zeit etwa das Doppelte an Gewicht als die negative. In der Praxis macht man deshalb meist die positive Kohle etwa doppelt so dick

¹⁾ Jedes Quadratmillimeter emittiert etwa 120 Kerzen.

als die negative, um gleichen Abbrand zu erzielen. Die positive Kohle verliert pro Amperestunde etwa 0,75 g.

Dritter Versuch: Wir beobachten das Voltmeter; vor Entstehung des Bogens, aber bei bereits eingeschalteter Stromquelle, zeigt das Voltmeter die volle Spannung E der Stromquelle. Wenn die Kohlen sich berühren, also kurz geschlossen sind, so sinkt das Voltmeter auf Null, sowie aber die Kohlen nur um einen Bruchteil eines Millimeters voneinander entfernt werden, steigt sofort die Spannung e am Lichtbogen auf etwa 40 Volt. Bei weiterer Verlängerung des Abstandes steigt die Spannung weiter, auch wenn durch gleichzeitige Verstellung von W der Strom J konstant gehalten wird.

Ändern wir andererseits bei konstanter Bogenlänge den Vorschaltwiderstand und damit auch J , so finden wir, daß mit zunehmender Stromstärke J die Spannung e am Lichtbogen abnimmt.

Das Verhältnis e/J , welches für einen gewöhnlichen festen oder flüssigen Leiter konstant ist und deshalb mit einem besonderen Namen „Widerstand“ benannt wird, ist hier also von der Stromstärke abhängig. Von einem Widerstande des Bogens im gewöhnlichen Sinne läßt sich deshalb gar nicht sprechen, man müßte denn dem Bogen einen mit zunehmendem Strome abnehmenden Widerstand zuschreiben. Viel besser ist es hier und bei Gasentladungen überhaupt, den Widerstands-

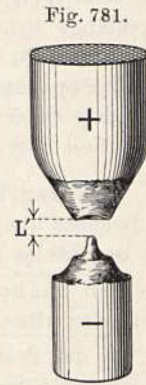
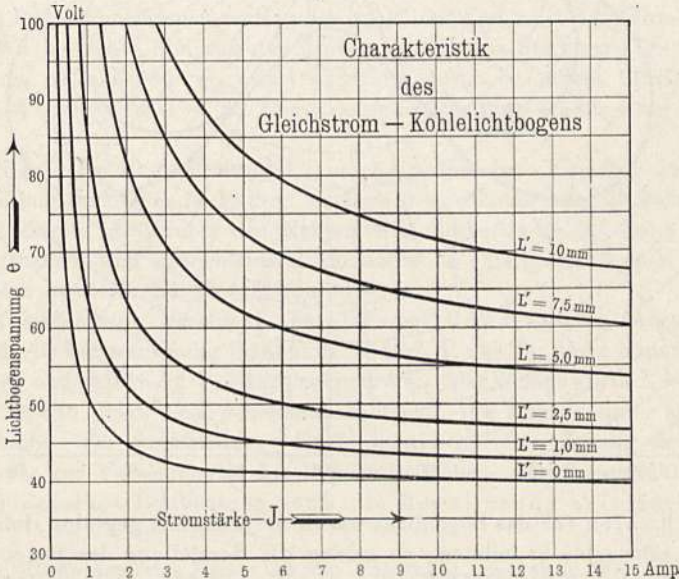


Fig. 781.

Fig. 782.



begriff ganz fallen zu lassen ¹⁾ und sich einfach an die empirisch gegebene Beziehung zwischen e und J , die sogenannte „Charakteristik“ ²⁾ des Licht-

¹⁾ W. Kaufmann, Phys. Zeitschr. 1, 348 (1900).

²⁾ W. Kaufmann, Ann. d. Phys. (4) 2, 158, (1900).

bogens, zu halten. Fig. 782 zeigt die Charakteristiken des gewöhnlichen Kohlelichtbogens nach Messungen von Frau H. Ayrton¹⁾. Die beige-schriebenen Zahlen L' bedeuten die Länge des Lichtbogens in Millimetern, und zwar den Abstand zwischen der negativen Spitze und dem positiven Kraterende (vgl. Fig. 781). Die in der Praxis meist angewandte „normale“ Bogenlänge beträgt 2 bis 3 mm, die zugehörige Spannung am Bogen etwa 45 bis 50 Volt.

Der Spannungsabfall im Regulierwiderstand W ist offenbar gleich $E - e$. Nach dem Ohmschen Gesetz ist also:

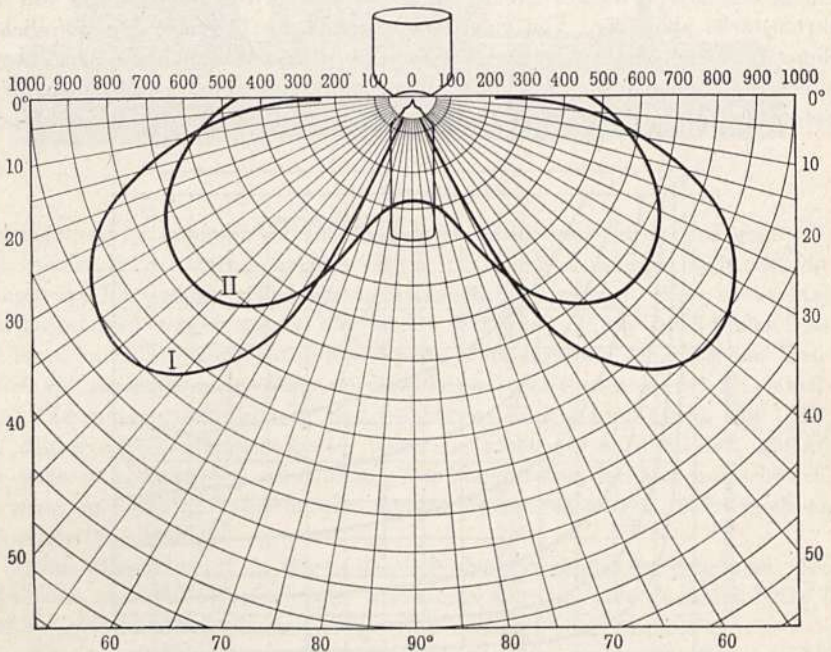
$$J = (E - e) / W \dots \dots \dots (1)$$

Läßt man W kleiner werden, so nimmt J zu, einmal weil der Nenner W des Bruches kleiner wird, dann aber auch, weil e mit wachsendem J abnimmt, also der Zähler $(E - e)$ größer wird. Für $W = 0$ wird somit $J = \infty$.

Ein Lichtbogen darf also stets nur mit Vorschaltwiderstand brennen; ohne einen solchen wirkt der Bogen als Kurzschluß.

In der Praxis rechnet man auf den Vorschaltwiderstand etwa 25 Proz. des gesamten Spannungsabfalles.

Fig. 783.

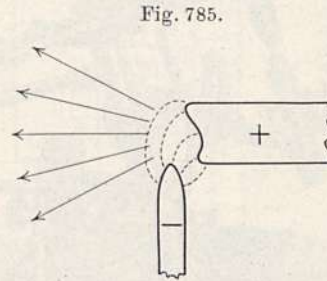
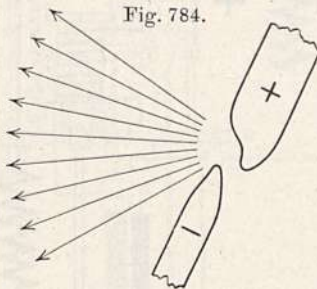


Die Kohlen für das Bogenlicht waren ursprünglich geglühte Holzkohlen; da diese sehr schlecht leiteten, so gelang die Herstellung des Bogens zuerst nur mit ziemlich hohen EMKK. Foucault empfahl im Jahre 1844 die Benutzung der Retortenkohle; im Jahre 1846 erfand Staite die künstliche Kohle, die in ähnlicher Weise hergestellt wurde wie die Kohlen für Bunsenelemente (vgl. § 113).

¹⁾ „The electric arc“ 1899.

Dochtkohlen: Da die Leitfähigkeit des Bogens sehr stark durch geringe Beimengungen von Dämpfen aus der Kohle beeinflusst wird und die Kohlen niemals ganz gleichmäßig sind, so hat der Bogen die Neigung, an der positiven Kohle hin und her zu wandern. Dieser Übelstand wird vermieden, wenn man die positive Kohle mit einem Kern oder Docht aus besonders leicht verdampfbarem Material versieht.

Lichtverteilung des Lichtbogens: Da die Lichtmenge zum größten Teile vom positiven Krater ausgeht, so ist das Licht des Bogens infolge der Schattenwirkung der Kohlenstäbe nicht gleichmäßig im Raume verteilt, sondern so, wie es Kurve I in Fig. 783 zeigt. Es ist längs eines jeden Radius die



Lichtstärke als Strecke aufgetragen. Kurve II zeigt die etwas gleichmäßigere Lichtverteilung desselben Bogens, wenn das Licht wie gebräuchlich durch eine Opalglasglocke zerstreut wird; allerdings geht hierbei auch ein nicht unbeträchtlicher Bruchteil durch Absorption verloren.

Bei Projektionslampen verbessert man die Lichtausbeute durch die in Fig. 784 dargestellte Stellung der Kohlen. Auch die Stellung Fig. 785 wird neuerdings vielfach benutzt, wobei allerdings durch besondere Einrichtungen — magnetisches Gebläse — der Bogen in seiner Stellung erhalten werden muß.

§ 252. Die Bogenlampen¹⁾. a) Allgemeines: Eine zur Erzeugung des Lichtbogens dienende Lampe muß so eingerichtet sein, daß der Bogen zunächst durch Berührung der Kohlen entzündet, dann auf seine richtige Länge gebracht und endlich durch Nachschieben entsprechend dem Abbrand der Kohlen in dieser Länge erhalten wird.

Am einfachsten geschieht dies bei den Handregulierlampen, die jedoch, da sie fortwährender Bedienung bedürfen, nur für kurz dauernde Verwendung, namentlich in Projektionsapparaten oder Scheinwerfern benutzbar sind. Fig. 786 zeigt eine gebräuchliche Form, die Kohlestellung entspricht der Fig. 784, die verschiedenen Griffe dienen zur Regulierung der Bogenlänge sowie zur Verschiebung des Bogens in Höhen- und Seitenrichtung.

Für dauernde Beleuchtung muß die Regulierung automatisch erfolgen.

Die älteste derartige Lampe ist von Foucault angegeben. Von historischem Interesse ist ferner noch die sogenannte Jablochkoffsche Kerze, die aus zwei durch nichtleitendes, aber verdampfbares Material getrennten parallelen Kohle-

¹⁾ Es können hier nur die Typen angegeben werden. Wegen aller Einzelheiten sei auf die Schrift von J. Zeidler, Die elektrischen Bogenlampen (Braunschweig 1905), verwiesen, der auch ein Teil der Figuren dieses Paragraphen entnommen ist.

stäben besteht. Nachdem die Zündung durch eine dünne, rasch verdampfende Metallbrücke eingeleitet, brennt der Bogen von selbst weiter, indem beide Kohlen sich langsam verkürzen. Für die Praxis ist diese äußerst einfache Lampe deshalb unbrauchbar, weil sich der Bogen nach etwaigem zufälligen Verlöschen nicht von selbst wieder entzünden kann.

Die neueren Lampen lassen sämtlich die Regulierung durch den Strom selbst besorgen; je nach der Schaltung des Regulierorgans unterscheidet man

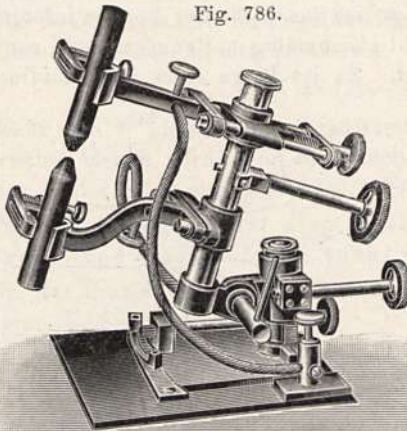


Fig. 786.

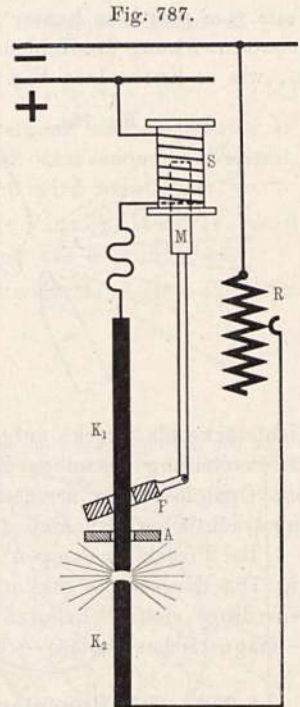


Fig. 787.

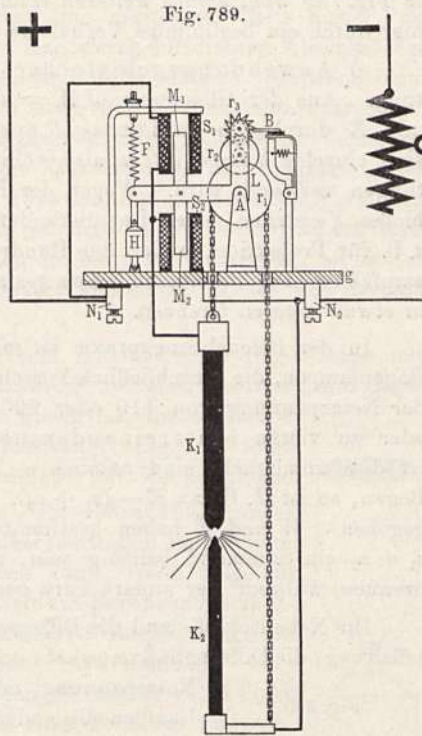
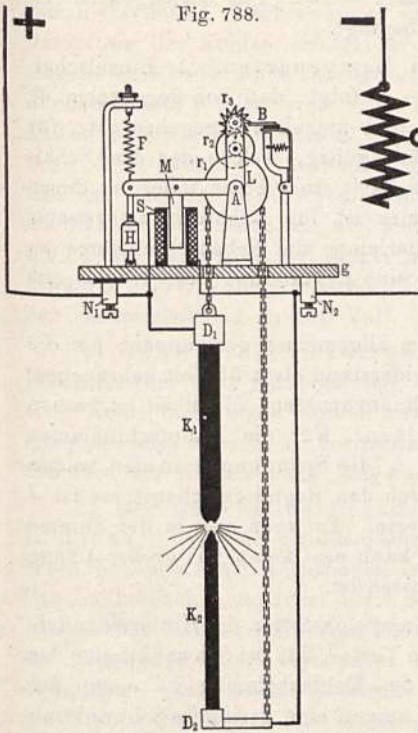
drei Haupttypen, nämlich die „Hauptschlußlampe“, die „Nebenschlußlampe“ und die „Differentiallampe“.

b) Die Hauptschlußlampe (Fig. 787): Die vom gesamten Lampenstrom durchflossene Spule s zieht den Kern M an. Die mit M verbundene selbsttätige Klemme F hält den Kohlestab K_1 durch Reibung fest und hebt ihn mit in die Höhe. Solange die Lampe stromlos ist, liegt F auf der Platte A auf, die Klemme der Kohle K_1 ist gelöst und diese liegt auf K_2 auf. Wird der Strom eingeschaltet, so hebt sich M , die Klemme faßt die Kohle und der Bogen bildet sich. Mit zunehmender Entfernung nimmt die Stromstärke ab, bis ein Gleichgewicht zwischen dem Gewicht der Kohle und der magnetischen Kraft der Spule eintritt. Die Regulierung geschieht durch allmähliches Sinken von M und F und von Zeit zu Zeit auch durch Herunterrutschen der Kohle, wenn F auf A aufstößt und dadurch die Kohle losläßt. Dieser äußerst einfache Mechanismus wird namentlich an den neuerdings viel benutzten Lampen für sehr kleine Stromstärken — 1 bis 3 Ampere — benutzt.

Da der Mechanismus der Hauptschlußlampe auf konstante Stromstärke reguliert, so kann man eine Veränderung der Stromstärke nur durch Verstellung des Reguliermechanismus, etwa durch Vermehrung oder Verminderung des Gewichtes des beweglichen Teiles erzielen. Änderung der EMK oder des Regulierwiderstandes R ändert nur die Bogenlänge.

c) Die Nebenschlußlampe: Fig. 788 zeigt das Schema einer gebräuchlichen Ausführungsform: Die Kohlen sind durch eine Kette verbunden, die

über eine Rolle r_1 läuft; die Drehung der Rolle ist gehemmt, solange das mit r_1 unter Zwischenschaltung von r_2 verbundene Rad r_3 durch die Arretierung B festgehalten wird. Das ganze Räderwerk sitzt auf einem um die Achse von r_1 drehbaren Rahmen L , auf welchen folgende Kräfte wirken: 1. Das Übergewicht der positiven Kohle und ihres Halters, 2. die Feder F , 3. der von



der Spule S angezogene Eisenkern M . Die Spule S liegt im Nebenschluß zum Bogen und besteht dementsprechend aus vielen dünnen Windungen. Sind zunächst die Kohlen nicht in Berührung, so erhält die Spule beim Einschalten die ganze Spannung E der Stromquelle, der Kern wird kräftig angezogen, der Rahmen L wird nach links gedreht und das Räderwerk freigegeben, die Kohlen bewegen sich durch ihr eigenes Gewicht bis zur Berührung. Dadurch sinkt die Spannung an den Kohlen fast auf Null, die Spule wird stromlos und die Feder zieht den Rahmen nach rechts, wodurch die Kohlen getrennt werden und der Bogen gezündet wird. Gleichzeitig steigt die Spannung an der Spule wieder bis zur Bogenspannung e , die Anziehung auf den Kern M + Kohlegewicht halten der Federkraft das Gleichgewicht in einer mittleren Stellung des Rahmens, bei welcher bereits die Räder arretiert sind. Mit zunehmendem Abbrand der Kohlen steigt e und damit die Kraft auf M , der Rahmen wird also langsam nach links gedreht, bis durch Freiwerden der Räder wieder ein geringer Nachschub der Kohlen erfolgt. Zur Dämpfung der Bewegungen ist noch eine „Luftbremse“ H angebracht. Da die Nebenschlußlampe auf konstante Bogenspannung e reguliert, so kann man gemäß der Gleichung $JW = (E - e)$ durch Änderung von W die Stromstärke J regulieren.

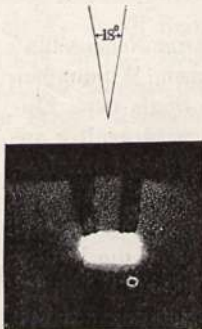
d) Die Differentiallampe. Da bei gegebenem E und W einer Vermehrung von e jedesmal eine Verminderung von J entspricht, so kann man die Gegenwirkung der Feder F , die ja die Kohlen entfernen soll, auch durch eine im Hauptstrom liegende Spule ersetzen. Dadurch erhält man die zuerst von v. Hefner - Alteneck angegebene Differentiallampe, deren Abbildung in Fig. 789 wohl keines weiteren Kommentars bedarf. Das Gleichgewicht ist hier durch ein bestimmtes Verhältnis e/J bedingt.

e) Anwendungsgebiete der drei Lampenarten. 1. Einzelschaltung. Aus der Gleichung: $JW = (E - e)$ folgt, daß bei gegebenem W und E durch ein bestimmtes J auch e und umgekehrt gegeben ist; für eine einzelne Lampe ist es also völlig gleichgültig, welche der drei Schaltungen verwandt wird. Wegen der Möglichkeit einer Stromänderung durch bloßes Verstellen eines Regulierwiderstandes ist für Laboratoriumszwecke, z. B. für Projektion, außer der Handregulierlampe die Nebenschlußlampe zu empfehlen. Die Differentiallampe gestattet eine Regulierung des Stromes nur in etwas engeren Grenzen.

In der Beleuchtungspraxis ist man im allgemeinen gezwungen, um die Bogenlampen, die einschließlich Vorschaltwiderstand etwa 55 Volt gebrauchen, der Netzspannung von 110 oder 220 Volt anzupassen, dieselben zu zweien oder zu vierten hintereinanderschalten. Für die Hauptschlußlampe ist dies unmöglich; sind nämlich e_1 und e_2 die Spannungen an den beiden Bögen, so ist $J \cdot W = E - (e_1 + e_2)$. Durch den Reguliermechanismus ist J gegeben. W und E haben bestimmte Werte. Es kann also in der Summe $e_1 + e_2$ ein Summand beliebig sein, z. B. kann ein Bogen mit großer Länge brennen, während der andere kurz geschlossen ist.

Die Nebenschluß- und die Differentiallampe gestatten die Hintereinanderschaltung; die Differentiallampe hat noch den Vorteil, daß bei Schwankungen der Netzspannung oder des Kohleabstandes in einer der Lampen die anderen Lampen eine geringere Schwankung zeigen als bei Nebenschlußschaltung.

Fig. 790.



f) Flammenbogenlampen (Intensiv- oder Effektlampen). Durch Zusatz geeigneter Metallsalze (z. B. Fluorcalcium) kann die Lichtausbeute des Bogens bis auf das Vierfache gesteigert werden. Die vermehrte Ausstrahlung geht jedoch nicht vom Krater aus, sondern vom Flammenbogen selbst, d. h. von den in diesen leuchtenden Metalldämpfen. Da diese kein kontinuierliches, sondern ein Linienspektrum aussenden, so ist das Licht mehr oder weniger gefärbt. Die viel höhere Leitfähigkeit der Dämpfe gestattet eine Verlängerung des Bogens auf etwa 15 mm bei 40 Volt Spannung. Die Kohlen pflegt man nicht übereinanderzustellen, sondern in einem spitzen Winkel nach unten zusammenstoßen zu lassen (Fig. 790), damit der Bogen frei nach unten ausstrahlen kann. Ein Indiehögesteigen des Bogens wird verhindert durch eine unmittelbar über den Kohlespitzen befindliche Platte aus feuerfestem Material, die gleichzeitig als Lichtreflektor dient, sowie durch einen vom Lampenstrom selbst erregten „Blasmagneten“, der den Bogen, der sich ganz wie ein biegsamer Leiter verhält, nach unten biegt (vgl. Fig. 557).

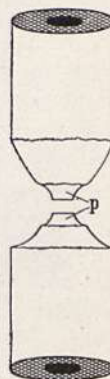
Für medizinische Zwecke (Finsensche Behandlung von Hautkrankheiten) werden mit Eisensalzen getränkte Kohlen benutzt. Das an ultravioletten chemisch wirksamen Strahlen sehr reiche Licht wird mittels Quarzlinsen auf die zu behandelnden Stellen konzentriert. Ähnlichen Zwecken dient auch die Quecksilberdampf Lampe (siehe weiter unten).

g) Dauerbrandlampen. Da der Abbrand der Kohlen hauptsächlich durch Oxydation (Verbrennung) und nur zum geringeren Teile durch Verdampfung der Kohlen erfolgt, so kann man durch luftdichten Abschluß des Bogens eine bedeutende Verzögerung des Abbrandes erzielen. Während beim offenen Bogen Kohlen von 20 cm Länge etwa für zehn Stunden ausreichen, halten sie unter Luftabschluß etwa 100 Stunden aus. Infolge der Verhinderung der Oxydation unterbleibt auch die Kraterbildung und Zuspitzung der Kohlen, und der Lichtbogen wandert zwischen den fast ebenen parallelen Endflächen der Kohlen hin und her. Um günstige Lichtverteilung zu erhalten, muß man den Bogen viel länger nehmen als bei offenen Lampen, so daß er etwa 75 bis 80 Volt gebraucht. Die Dauerbrandlampen eignen sich deshalb zur Einzelschaltung an 110 Volt.

h) Wechselstromlampen. Beim Betriebe einer Bogenlampe mit Wechselstrom fällt natürlich der Unterschied zwischen positiver und negativer Kohle fort; beide Kohlen strahlen gleichviel, die maximale Ausstrahlung erfolgt in horizontaler Richtung. Fig. 791 zeigt das Bild der Kohlen nach längerem Betriebe mit Wechselstrom.

i) Der Quecksilberlichtbogen. Im Jahre 1896 zeigte L. Arons¹⁾, daß man zwischen Quecksilberelektroden im Vakuum einen helleuchtenden Lichtbogen erhalten kann, wenn man die Quecksilberflächen zunächst durch Schütteln zur Berührung bringt. Ein solcher Vakuumlichtbogen bedarf keinerlei Regulierung, da die Elektroden nicht verbraucht werden. Die ungleiche Verdampfung — die positive Elektrode verdampft rascher — bewirkt ein Hinüberdestillieren des Metalles von einer Seite zur anderen. Durch geeignete Formgebung wird für selbsttätiges Zurückfließen gesorgt. Einer praktischen Verwertung der Aronsschen Entdeckung stand zunächst die Unmöglichkeit entgegen, große Stromdichten anzuwenden, weil die Glasröhren dann sprangen oder schmolzen. Erst die Fortschritte in der Verarbeitung des gegen Wärmeschwankungen so viel widerstandsfähigeren und bei heller Rotglut noch nicht erweichenden „Quarzglas“ (geschmolzener und dadurch amorph gemachter Bergkristall) gestatteten die Herstellung praktisch brauchbarer Quecksilberdampflampen. Fig. 792 zeigt ein Laboratoriumsmodell einer solchen²⁾. Da ein Einschmelzen von Drähten in Quarzglas unmöglich ist, so geschieht die Stromzuführung durch eingeschlifene Stäbe aus Nickelstahl, die dann noch mittels Quecksilbers und einer Kittmasse abgedichtet sind. Die Blechstreifen dienen zur Kühllhaltung der Elektroden.

Fig. 791.



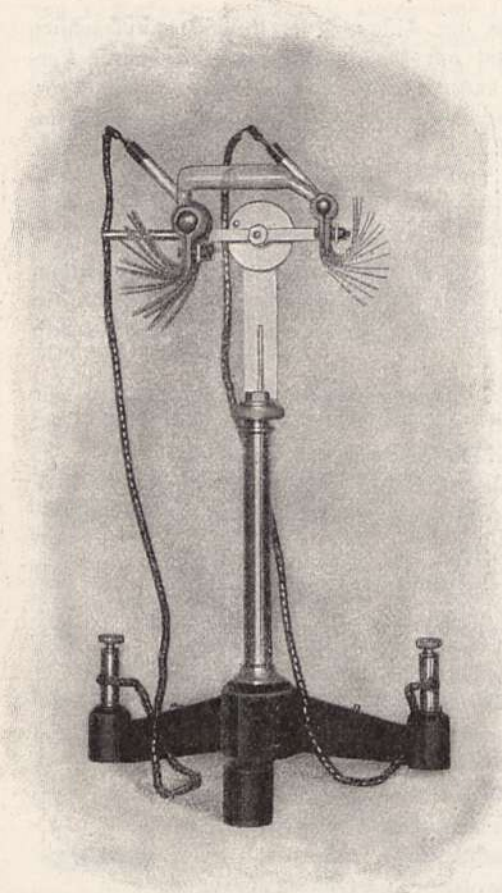
Für Zwecke der praktischen Beleuchtung werden Lampen hergestellt, die mit einer automatischen Kippvorrichtung zum Zwecke der Zündung eingerichtet sind und sich äußerlich wenig von einer gewöhnlichen Bogenlampe

¹⁾ Wied. Ann. 58, 73 (1896).

²⁾ Fabrikant: W. C. Heraeus in Hanau.

unterscheiden. Das Licht der Quecksilberlampe ist außerordentlich reich an ultravioletten Strahlen und ruft infolgedessen, wenn die gläserne Schutzglocke abgenommen ist, leicht Haut- und Augenentzündungen hervor. Das völlige Fehlen von roten Strahlen bewirkt höchst unangenehme Farbentäuschungen — rote Gegenstände sehen schwarz aus, die menschliche Haut erscheint blauviolett gefleckt —, so daß die Lampe nur für die Beleuchtung von Straßen oder Werkstattsräumen sowie für photographische Zwecke brauchbar ist.

Fig. 792.



Ferner wird die Quarzlampe in dazu besonders konstruierten Formen zu medizinischen Zwecken verwandt.

k) Lichtausbeute der gebräuchlichen Bogenlampen. Die Angaben der folgenden Tabelle beziehen sich auf eine Stromstärke von etwa 8 Ampere. Für kleinere Stromstärken ist der Effekt (Kerzen pro Watt) etwas ungünstiger, für größere Stromstärken etwas besser. Für Opalglasglocken ist ein Verlust von etwa 25 Proz. zu rechnen. Wechselstromlampen haben einen bedeutend geringeren Effekt.

Lampenart	Spannung einschl. Vorschaltwiderstand	Watt	Kerzen	Kerzen Watt
	Volt			
Gleichstrom, offen	55	440	650	1,5
„ Dauerbrand	110	880	800	0,9
„ Flammenbogen	55	440	1750	4,0
Quecksilberlampe (4 Amp.)	110	440	1200	2,7

Elftes Kapitel.

A. Wechselstrom. B. Elektrische Schwingungen. C. Drahtlose Telegraphie und Telephonie.

A. Wechselstrom.

§ 253. Allgemeines über Wechselströme. Die ersten magnetelektrischen Maschinen erzeugten Wechselströme (vgl. § 239). Zum Betriebe einzelner Bogenlampen, der historisch ältesten Anwendung starker Ströme, waren Wechselströme ohne weiteres brauchbar. Die weitere Entwicklung, namentlich die Erfindung des Grammeschen Ringes drängte dann den Wechselstrom auf lange Zeit in den Hintergrund.

Wenn infolgedessen bisher die Lehrbücher der Physik den Wechselstrom und seine besonderen Eigenschaften fast gar nicht berücksichtigten, so ist das historisch begründet; die Entwicklung der letzten beiden Jahrzehnte fordert jedoch unbedingt eine gewisse Berücksichtigung des Wechselstromes auch im Rahmen dieses Lehrbuches, denn alle Anzeichen scheinen darauf hinzuweisen, daß in Zukunft der Wechselstrom immer mehr dem Gleichstrom gleichberechtigt werden oder ihn sogar verdrängen wird. Der Grund dafür ist in seiner leichten Transformierbarkeit zu suchen, die es gestattet, die elektrische Energie mit hoher Spannung durch dünne Leitungen mit geringen Verlusten in große Entfernungen zu leiten und sie dort auf niedere Gebrauchsspannung herunterzutransformieren. Spannungen von 100 000 Volt in den Fernleitungen sind durchaus keine Seltenheit mehr, während bei Gleichstrom wegen der Isolationsschwierigkeiten am Kollektor die praktisch erreichbare Grenze bei etwa 3000 Volt liegt. Im Gegensatz zu dem steter Wartung bedürftigen rotierenden Gleichstromumformer (vgl. § 247) bedarf der keine beweglichen Teile enthaltende Wechselstromtransformator (s. w. unten § 259), der weiter nichts ist als eine verbesserte Form des Induktionsapparates, keinerlei Bedienung. Die anfänglichen Schwierigkeiten beim Betriebe von Motoren sind jetzt als behoben zu betrachten, so daß für den in Entwicklung begriffenen elektrischen Vollbahnbetrieb der Gleichstrom überhaupt kaum mehr in Frage kommt; die Möglichkeit, jedem Konsumenten die ihm genehme Spannung bis herab zur wenige Volt betragenden Betriebsspannung für elektrische Klingeln liefern zu können, ist ein wesentlicher Vorteil. Bloß für elektrolytische Zwecke und für die in den bisherigen Teilen dieses Buches beschriebenen speziellen Laboratoriumsversuche über Gleichstrom ist der Wechselstrom als solcher nicht zu gebrauchen und muß mittels sogenannter Gleichrichter (s. w. unten § 261) in Gleichstrom verwandelt werden.

Zu dem gewöhnlichen Wechselstrome niedriger Frequenz von 15 bis 50 Perioden pro Sekunde kommen ferner in neuester Zeit die sich immer mehr entwickelnden Anwendungen hochfrequenter Wechselströme oder elektrischer Schwingungen hinzu. Ihr Hauptanwendungsgebiet ist die „drahtlose Telegraphie“. Den Ausgangspunkt dieses Spezialzweiges der Elektrotechnik bilden die Laboratoriumsversuche von H. Hertz (s. w. unten § 273 ff.) und seinen Nachfolgern über elektrische Schwingungen und Wellen.

Bei der Besprechung des ganzen umfangreichen Gebietes der Wechselstromtechnik müssen wir uns ebenso wie im vorigen Kapitel auf die zugrunde liegenden physikalischen Prinzipien beschränken. Technische Einzelheiten werden nur so weit besprochen, als ihre Kenntnis für den Physiker nötig ist, der den Wechselstrom zu Laboratoriums- und Vorlesungszwecken benutzen will.

Die zeitliche Veränderlichkeit des Wechselstromes bringt es mit sich, daß für den Zusammenhang zwischen Stromstärke und EMK nicht mehr der Widerstand der Leitungen allein, sondern auch die Induktivitäten und Kapazitäten eine große Rolle spielen. Je größer die Frequenz, desto größer wird dieser Einfluß.

Ferner hat die Art des zeitlichen Verlaufes einen großen Einfluß; wird der Strom mechanisch durch Rotation von Spulen in einem Magnetfelde erzeugt, so kann die EMK einen ganz beliebigen zeitlichen Verlauf haben (vgl. Fig. 731). Die Gesetze sind am einfachsten für sinusartigen Verlauf. Da in der Praxis die Kurvenform von einer Sinuskurve nicht allzuweit abzuweichen pflegt, so sollen im folgenden die Gesetze des Wechselstromes

stets unter der einschränkenden Annahme behandelt werden, daß der Strom ein sinusförmiger sei und nur, wo die Abweichungen besonders stark hervortreten, soll auf dieselben hingewiesen werden.

Zur Vereinfachung des Späteren wird in § 255 ein besonderer Abschnitt über die mathematische Behandlung von Sinusschwingungen gegeben.

§ 254. Erzeugung von Wechselströmen. Wenn eine Spule in einem homogenen Magnetfelde rotiert, so wird in ihr eine sinusförmige EMK induziert (vgl. § 225). Die Periodenzahl ist gleich der Umdrehungszahl pro Sekunde.

Die gebräuchliche Periodenzahl der Technik beträgt im allgemeinen etwa 50 pro Sekunde ¹⁾, für Bahnbetrieb neuerdings auch 15 bis 17 pro Sekunde. Da

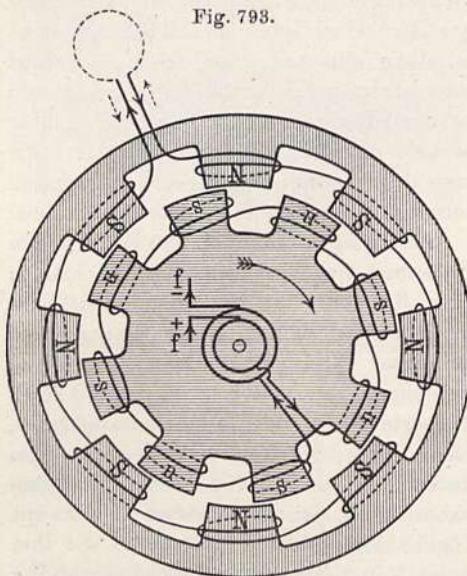
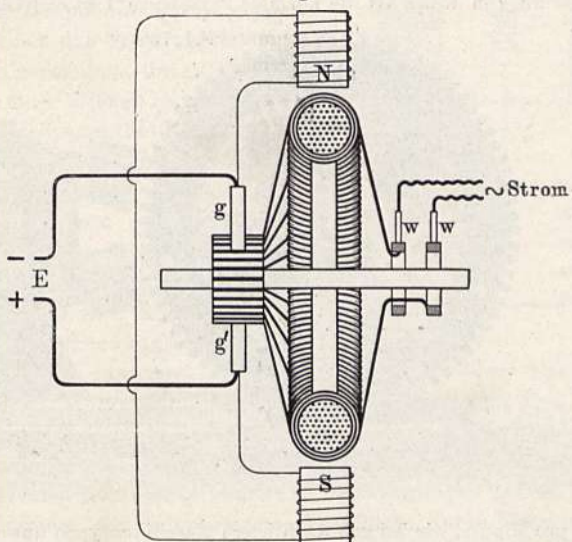


Fig. 793.

¹⁾ Bei geringerer Periodenzahl würden elektrische Lampen, namentlich Bogenlampen, flimmerndes Licht geben.

eine Umdrehungszahl von 50 pro Sekunde für eine größere Maschinenwelle zu hoch, so erzeugt man technisch den Wechselstrom mittels langsamer laufender, aber mehrpoliger Maschinen. Fig. 793 zeigt das Prinzip der Anordnung. Auf einer Achse ist der „Rotor“, d. h. ein Kranz rotierender Spulen mit Eisenkernen $nsns$ befestigt. Die Spulen rotieren im Innern des „Stators“, d. h. einer gleichen Anzahl fester Spulen $NSNS$. Leitet man durch das eine der Spulensysteme, z. B. $nsns$, einen von einer Batterie oder einer Hilfsdynamo erzeugten und durch Schleiffedern ff zugeführten Gleichstrom, so wird in dem anderen System, z. B. $NSNS$, ein Wechselstrom induziert, genau so wie dies bereits im Beginn des § 239 auseinandergesetzt wurde. Die Periodenzahl ist offenbar gleich dem halben Produkte aus Umdrehungszahl mal Spulenzahl. Denn jedesmal, wenn eine der Magnetspulen ns gerade vor einer der Induktionsspulen NS vorbeigeht, wechselt die Richtung der induzierten EMK

Fig. 794.



ihr Zeichen. Eine ganze Periode entspricht aber zweimaligem Zeichenwechsel. Die in Fig. 793 skizzierte Anordnung, nämlich rotierende „Feldmagnete“ und feststehende Induktionsspulen, ist die in der Technik gebräuchliche und bietet den Vorteil, für die starken Ströme keine Schleifbürsten zu gebrauchen. Prinzipiell ist es natürlich auch umgekehrt möglich, die Feldmagnete feststehen und die Induktionsspulen rotieren zu lassen.

Für Laboratoriumszwecke kann man kleine Maschinen direkt mit einem Gleichstrommotor als Antriebsmaschine kuppeln. Macht der Motor 1500 Touren pro Minute, also 25 pro Sekunde, so muß die Wechselstrommaschine vierpolig sein, um die normale Periodenzahl von 50 Sekunden zu erzielen.

Die einfachste Methode der Wechselstromerzeugung für Versuchs- und Demonstrationszwecke besteht darin, daß man an zwei gegenüberliegende Punkte der Ankerwicklung eines Gleichstrommotors Drähte anlötet und diese mit Schleifringen verbindet, von welchen man dann Wechselstrom abnehmen kann. Fig. 794 zeigt das Schema. Die Erklärung ist folgende: Den beiden Bürsten g und g' des Kollektors wird Gleichstrom der Spannung E zugeführt.

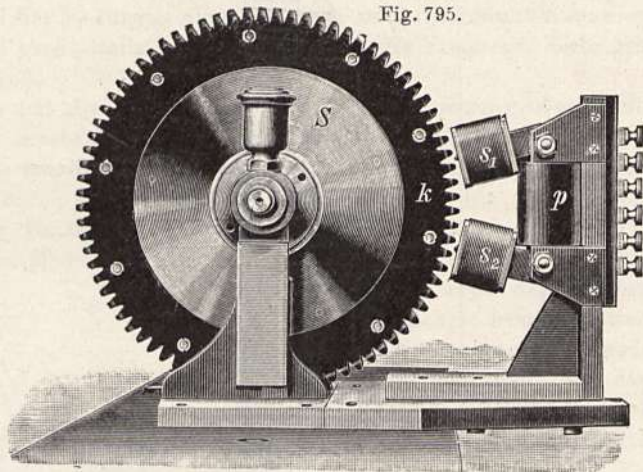
Längs der Ankerwicklung fällt die Spannung beiderseitig von $+E/2$ auf $-E/2$, und zwar annähernd proportional dem Sinus des Winkelabstands φ . Die Schleifringe ww haben also die Spannungsdifferenz $E \cdot \sin \varphi$, und da der Anker mit gleichförmiger Geschwindigkeit umläuft, so ist $\varphi = 360^\circ \cdot t/T$, wo t die laufende Zeit und T die Dauer einer Umdrehung. Also wird die Spannungsdifferenz e der beiden Schleifringe:

$$e = E \cdot \sin(360^\circ \cdot t/T) \dots \dots \dots (1)$$

In Fig. 794 und später ist für Wechselstrom das Symbol „ \sim -Strom“ gebraucht. In den folgenden Figuren bedeutet stets (\sim) einen \sim -Stromerzeuger.

Der den Schleifringen entnommene Wechselstrom verzerrt natürlich den Spannungsverlauf im Anker, so daß die Stromform nicht unbedeutlich von der Stärke des entnommenen Stromes abhängt. Für Demonstrationsversuche der weiter unten beschriebenen Art reicht die Anordnung jedoch aus. Bei zweipoligen Maschinen erhält man allerdings in dieser Art die normale Periodenzahl 50 erst bei einer Touren-

Fig. 795.



zahl $n = 3000$ pro Minute, die bei gebräuchlichen Maschinentypen nur ausnahmsweise zulässig ist. Besser brauchbar sind vierpolige Maschinen. Die beiden Abnahmestellen müssen dann natürlich statt in 180° nur in 90° Entfernung voneinander liegen. (Über Einrichtung zur Entnahme von mehrphasigem Wechselstrom s. w. unten § 262.)

Für mancherlei Messungen gebraucht man Wechselstrom höherer Frequenz, von einigen hundert bis etwa 10000 Perioden. Zu seiner Erzeugung kann man ein Induktorium mit sehr rasch arbeitendem Unterbrecher, z. B. dem Wehneltunterbrecher benutzen. Will man mit niedriger Spannung arbeiten, so kann man zwei gleichartige Spulen, wie etwa die in Fig. 680 abgebildeten, benutzen, von denen die eine als primäre, die andere als sekundäre dient. Die so erzeugten Ströme weichen allerdings stark von der Sinusform ab. Nahezu sinusförmigen Strom erhält man mit der Hochfrequenzmaschine von Dolezalek¹⁾, deren Hauptteil in Fig. 795 abgebildet ist. Der Wechselstrom wird in den beiden Spulen S_1 und S_2 induziert, die auf den Polen eines Elektromagneten sitzen, der durch die von Gleichstrom gespeiste

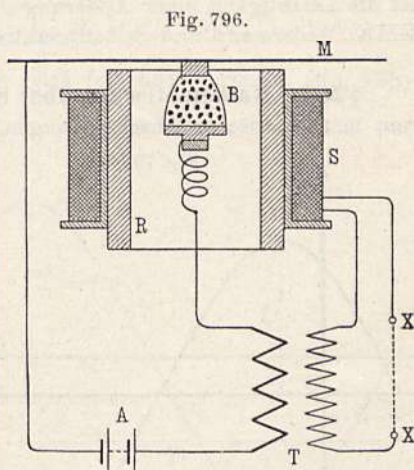
¹⁾ Zeitschr. f. Instrumentenk. 12, 240 (1903). Ältere ähnliche Maschinen sind von v. Kries, Franke und M. Wien angegeben.

Spule p erregt wird. Vor den Polen rotiert der gezahnte Eisenkörper k und verändert periodisch den magnetischen Widerstand im magnetischen Kreise des Elektromagneten. Die Maschine wird durch einen Elektromotor angetrieben und gibt bis zu etwa 7000 Perioden.

Die Leistung der nur für Meßzwecke dienenden Maschine ist nur klein und übersteigt nicht etwa 15 Watt. Natürlich lassen sich nach ganz ähnlichem Prinzip auch größere Maschinen bauen.

Ebenfalls für Meßzwecke bestimmt und von großer Einfachheit ist der in Fig. 796 im schematischen Durchschnitt dargestellte Summerumformer¹⁾.

Im Zentrum einer kreisförmigen Telephonmembran M ist ein Beutelmikrophon B befestigt. Dasselbe wird umschlossen von einer magnetisierten Stahlröhre R , die in geringem, regulierbarem Abstand der Telephonmembran gegenübersteht. Über das Stahlrohr ist eine Drahtspule S geschoben, die mit der Sekundärspule eines kleinen Induktoriums T und der Gebrauchsleitung XX in Serie geschaltet ist. Die primäre Wickelung des Induktoriums ist mit dem Mikrophon und zwei Akkumulatoren A zu einem Stromkreis verbunden.



Schwingt die Membran auf das Stahlrohr zu, so vermindert sich der Widerstand des Mikrophonkontaktes, der ansteigende Strom induziert in der Sekundärwicklung einen Induktionsstrom, der den Magnetismus des Stahlrohres verstärkt und hierdurch die Bewegung der Membran beschleunigt. Bei Rückwärtsbewegung der Membran findet der umgekehrte Vorgang statt, so daß die Telephonmembran ähnlich wie ein Neefscher Hammer in dauernde Schwingungen gerät. Die Bestimmung der Frequenz des Summerstromes geschieht durch Messung der Knotenabstände stehender Schallwellen²⁾, welche ein von dem Summerstrom erregtes Telephon in einem Glasrohr erzeugt.

Die Periodenzahl beträgt je nach der Dicke der Membran 50 bis 1000. Neuerdings ist von Larsen³⁾ eine ähnliche Anordnung mit stetiger Frequenzänderung mittels posaunenartig ausziehbarer Resonanzröhren beschrieben worden.

Wechselströme von über etwa 10 000 Perioden sind auf mechanischem Wege nicht mehr leicht erzeugbar⁴⁾. Zu ihrer Erzeugung dienen die „elek-

¹⁾ Dolezalek, Zeitschr. f. Instrumentenk. 23, 242 (1903). Fabrikanten Siemens u. Halske.

²⁾ Siehe Bd. I, § 235.

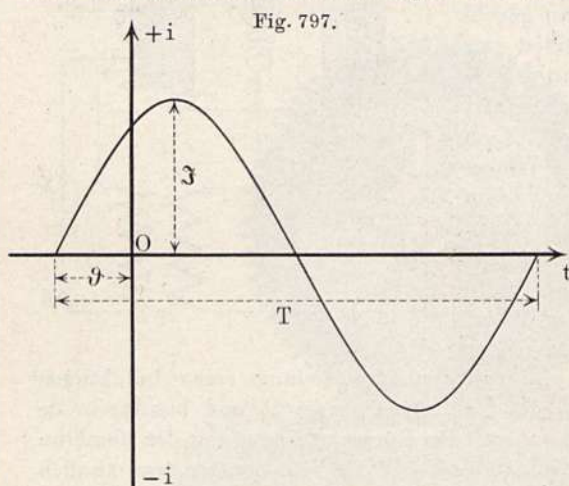
³⁾ Elektrot. Zeitschr. 32, 284 (1911).

⁴⁾ Von Herrn Goldschmidt ist kürzlich [E. T. Z. 32, 54 (1911)] eine Maschine beschrieben worden, in welcher durch eine eigentümliche Kombination von Ankerückwirkung und Resonanzvorgängen Wechselströme mittlerer Frequenz in solche sehr hoher Frequenz verwandelt werden. Die von der Lorenz-A.-G. fabrizierte Maschine dient für Zwecke der drahtlosen Telegraphie; eine Beschreibung der auch theoretisch sehr interessanten Maschine ist hier nicht möglich.

trischen Schwingungen“, die bei der Entladung eines Kondensators auftreten (vgl. § 234) und durch geeignete Anordnungen dauernd unterhalten werden können (s. w. unten § 272).

Für rein qualitative Versuche endlich kann, falls keine Wechselstrommaschine vorhanden, auch periodisch unterbrochener Gleichstrom benutzt werden. Am geeignetsten ist der Wehneltunterbrecher (§ 237); die punktierte Stromkurve in Fig. 725 kann man sich aus einem Gleichstrom und einem darübergelagerten Wechselstrom zusammengesetzt denken, welcher letzterer allerdings stark von der Sinusform abweicht. Ein besonderer Vorteil ist die Leichtigkeit einer Änderung der Frequenz durch passende Wahl von EMK, Widerstand und Selbstinduktivität des Stromkreises.

§ 255. Mathematisches über Sinusschwingungen. Zur Vermeidung rein mathematischer Abschweifungen und Wiederholungen in den folgenden



Paragraphen solle hier eine Reihe von Formeln abgeleitet und zusammengestellt werden, auf die im späteren Bezug genommen wird; die wichtigsten Endformeln sind unterstrichen.

a) Allgemeine Sinuskurve: Es hänge eine Größe i (z. B. ein Strom oder eine Spannung) mit der Zeit t durch eine Gleichung von der Form:

$$i = 3 \cdot \sin \frac{2\pi}{T} (t + \vartheta) \quad (1)$$

zusammen. Graphisch wird diese Abhängigkeit durch die in Fig. 797 gezeichnete „Sinuskurve“ dargestellt.

T ist die „Schwingungsdauer“ oder „Periode“ einer Schwingung.

$\frac{1}{T} = n$ ist die „Schwingungszahl“.

3 ist der Maximalwert oder die „Amplitude“ von i .

$-\vartheta$ ist der „Zeitpunkt des Beginns der Schwingung“.

Der Winkel $\frac{2\pi(t + \vartheta)}{T}$ ist in „natürlichem Winkelmaß“, d. i. $\frac{\text{Bogen}}{\text{Radius}}$ gemessen. In Graden erhält man den Winkel, dessen Sinus zu bilden ist, durch Multiplikation mit $360^\circ/2\pi$. Es entsprechen sich also:

Natürl. Maß	Gradmaß	Natürl. Maß	Gradmaß
$\pi/4$	45°	$5\pi/4$	225°
$\pi/2$	90°	$3\pi/2$	270°
$3\pi/4$	135°	$7\pi/4$	315°
π	180°	2π	360°

Für die weiteren Rechnungen ist es bequemer, die Größe

$$\omega = 2\pi/T = 2\pi n \dots \dots \dots (2)$$

d. i. die Schwingungszahl in 2π Sekunden oder

„Frequenz“

(auch „Kreisfrequenz“ genannt) einzuführen.

Dann ist, wenn $2\pi\vartheta/T = \omega\vartheta = \varphi$ gesetzt wird,

$$i = \mathfrak{J} \cdot \sin(\omega t + \varphi) \dots \dots \dots (3)$$

φ heißt der „Phasenwinkel“.

Die graphische Darstellung nimmt jetzt folgende Form an (Fig. 798):

b) Verlegung des Zeitanfangspunktes: Zählt man in Gl. (3) die Zeit von einem um φ/ω [oder in Gl. (1) um ϑ] weiter zurückliegenden Moment an, also von Punkt A in Fig. 798, so lautet die Gleichung für i :

$$i = \mathfrak{J} \cdot \sin \omega t \dots (4)$$

Zählt man dagegen die Zeit von einem um $(\pi/2 - \varphi)/\omega$ weiter vorgelegenen Moment (Punkt B in Fig. 798), so wird:

$$i = \mathfrak{J} \cdot \cos \omega t = \mathfrak{J} \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \dots \dots \dots (5)$$

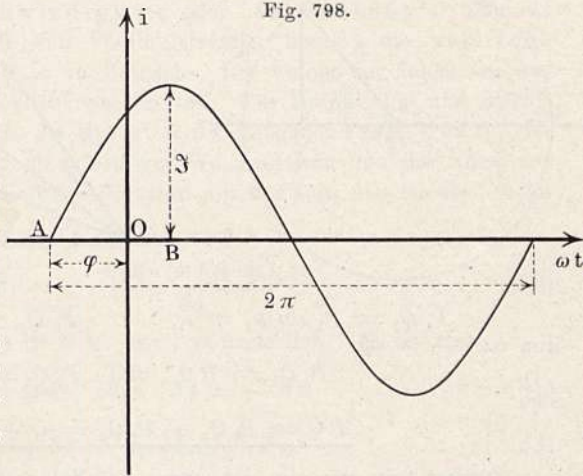


Fig. 798.

Die beiden Zeitzählungen in Gl. (4) und (5) liegen mit ihren Anfangspunkten um $\pi/2\omega = 2\pi/4\omega$, d. h. um $1/4$ Periode auseinander.

Gl. (4) und (5) stellen also auch zwei Schwingungen dar, die um $1/4$ Periode gegeneinander verschoben sind (vgl. § 225, Fig. 688).

c) Goniometrische Formeln:

- | | |
|---|--|
| $\sin(\pi/2 - \alpha) = \cos \alpha \dots (6)$ | $\operatorname{tg} \alpha = \sin \alpha / \cos \alpha = \sin \alpha / \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \dots (15)$ |
| $\cos(\pi/2 - \alpha) = \sin \alpha \dots (7)$ | $\operatorname{ctg} \alpha = \cos \alpha / \sin \alpha = 1 / \operatorname{tg} \alpha \dots \dots (16)$ |
| $\sin(\alpha + \pi/2) = \cos \alpha \dots (8)$ | $\sin^2 \alpha = \operatorname{tg}^2 \alpha / (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) \dots \dots (17)$ |
| $\cos(\alpha + \pi/2) = -\sin \alpha \dots (9)$ | $\cos^2 \alpha = 1 / (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) \dots \dots (18)$ |
| $\sin(-\alpha) = -\sin \alpha \dots (10)$ | $\sin(\alpha \pm \beta) = \sin \alpha \cdot \cos \beta \pm \cos \alpha \cdot \sin \beta \dots (19)$ |
| $\cos(-\alpha) = \cos \alpha \dots \dots (11)$ | $\cos(\alpha \pm \beta) = \cos \alpha \cdot \cos \beta \mp \sin \alpha \cdot \sin \beta \dots (20)$ |
| $\sin(\alpha + \pi) = -\sin \alpha \dots (12)$ | $\sin 2\alpha = 2 \cdot \sin \alpha \cos \alpha \dots \dots (21)$ |
| $\cos(\alpha + \pi) = -\cos \alpha \dots (13)$ | $\cos 2\alpha = \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha = 1 - \sin^2 \alpha$ |
| $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1 \dots (14)$ | $ = 2 \cos^2 \alpha - 1 \dots (22)$ |

d) Zusammensetzung und Zerlegung von Sinusschwingungen: Ein Punkt P , Fig. 799, durchlaufe gleichförmig in $T = 2\pi/\omega$ -Sekunden einen Kreis vom Radius $OP = \mathfrak{Z}$. Zur Zeit $t = 0$ falle P mit A zusammen.

Dann ist der Winkel $AOP = \omega t$ und

$$PQ = \mathfrak{Z} \cdot \sin(\omega t + \varphi) \dots \dots \dots (23)$$

$$OQ = \mathfrak{Z} \cdot \cos(\omega t + \varphi) \dots \dots \dots (24)$$

Wir fragen nach der Kurve i , welche entsteht, wenn wir zwei Schwingungen gleicher Frequenz, $i_1 = \mathfrak{Z}_1 \sin(\omega t + \varphi_1)$ und $i_2 = \mathfrak{Z}_2 \sin(\omega t + \varphi_2)$ addieren, so daß $i = i_1 + i_2$.

In Fig. 800 ist für den Zeitpunkt $t = 0$:

Fig. 799.

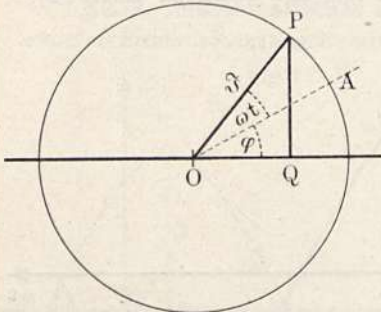
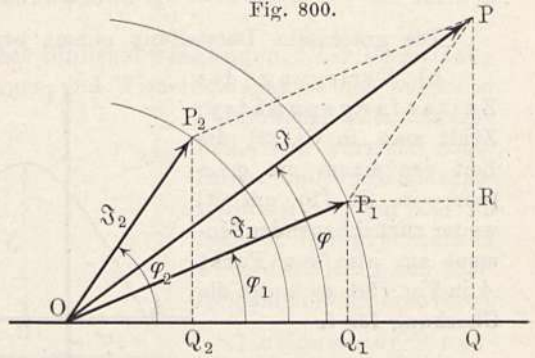


Fig. 800.



$$\overline{P_1 Q_1} = \mathfrak{Z}_1 \sin \varphi_1 = i_1, \quad \overline{P_2 Q_2} = \mathfrak{Z}_2 \sin \varphi_2 = i_2;$$

nun ist:

$$P_1 Q_1 = RQ \quad \text{und} \quad P_2 Q_2 = PR,$$

also

$$\underline{PQ = P_1 Q_1 + P_2 Q_2 = i_1 + i_2 = i} \dots \dots \dots (25)$$

Denken wir uns nun das ganze Parallelogramm $OP_1 P P_2$ gleichförmig rotierend, so bleibt stets die Projektion PQ die Summe der Projektionen $P_1 Q_1 = i_1, P_2 Q_2 = i_2$, es ist also stets $PQ = i$. Andererseits ist:

$$\underline{PQ = i = \mathfrak{Z} \cdot \sin(\omega t + \varphi)} \dots \dots \dots (26)$$

das bedeutet:

A. Die beiden Teilschwingungen i_1 und i_2 setzen sich zu einer „resultierenden“ Schwingung $i = i_1 + i_2$ zusammen, die wieder eine Sinusschwingung ist. Die Amplitude und Phase von i erhält man durch Parallelogrammkonstruktion analog der Zusammensetzung von Kräften.

Die Konstruktion ist in Fig. 801 noch einmal ohne Hilfslinien dargestellt.

B. In ganz analoger Weise kann man auch jede beliebige Schwingung in zwei oder mehrere Komponenten zerlegen.

Ein Spezialfall der Zerlegung ist in Fig. 802 dargestellt. Die Phasen der beiden Komponenten sind $\varphi_1 = 0$ und $\varphi_2 = 90^\circ$. Es ist also:

$$\mathfrak{Z} \cdot \sin(\omega t + \varphi) = \mathfrak{A} \cdot \sin \omega t + \mathfrak{B} \cdot \cos \omega t \dots \dots \dots (27)$$

wobei:

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{Z} \cdot \cos \varphi \quad \text{und} \quad \mathfrak{B} = \mathfrak{Z} \cdot \sin \varphi, \quad \text{also} \quad \mathfrak{A}^2 + \mathfrak{B}^2 = \mathfrak{Z}^2 \dots \dots (28)$$

$$\mathfrak{B}/\mathfrak{A} = \text{tg } \varphi \dots \dots \dots (29)$$

Im folgenden soll stets eine Sinusschwingung wie in Fig. 802 durch eine gerichtete Strecke — einen Vektor — dargestellt werden; wir bezeichnen die Vektoren je nach ihrer Bedeutung als „Stromvektoren“ oder „Spannungsvektoren“.

Fig. 801.

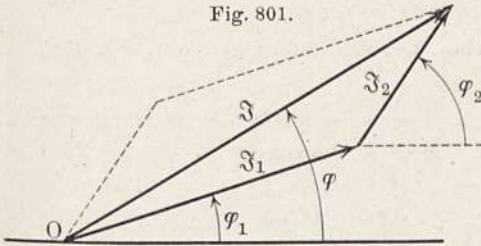
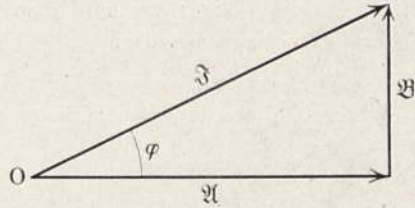


Fig. 802.



e) Änderungsgeschwindigkeit oder „Schwankung“: Für die gegenseitigen Einwirkungen von Wechselströmen kommt die zeitliche Änderungsgeschwindigkeit in Betracht, für welche im folgenden das Wort „Schwankung“ gebraucht werden soll. Für Induktions- und Selbstinduktionswirkungen ist z. B. die Größe $\delta i / \delta t$ maßgebend (vgl. § 229). Ist der veränderliche Strom ein sinusförmiger Wechselstrom von der Form der Gl. (3), so ändert sich nur die Sinusfunktion mit der Zeit. Es ist also, wenn

$$i = Z \cdot \sin(\omega t + \varphi),$$

$$\delta i / \delta t = Z \cdot \frac{\delta [\sin(\omega t + \varphi)]}{\delta t} \dots \dots \dots (30)$$

In der Größe $(\omega t + \varphi) = \alpha$ ist nur t veränderlich. Es ist also:

$$\delta \alpha = \omega \delta t \quad \text{oder} \quad \delta t = \frac{1}{\omega} \delta \alpha \dots \dots \dots (31)$$

und

$$\delta (\sin \alpha) / \delta t = \omega \cdot \delta (\sin \alpha) / \delta \alpha \dots \dots \dots (32)$$

Nun ist:

$$\frac{\delta (\sin \alpha)}{\delta \alpha} = \frac{\sin(\alpha + \delta \alpha) - \sin \alpha}{\delta \alpha} = \frac{\sin \alpha \cdot \cos(\delta \alpha) + \cos \alpha \cdot \sin(\delta \alpha) - \sin \alpha}{\delta \alpha}$$

läßt man hier in Zähler und Nenner $\delta \alpha$ sehr klein werden, so wird $\cos(\delta \alpha) = 1$ und $\sin(\delta \alpha) = \delta \alpha$, also:

$$\frac{\delta (\sin \alpha)}{\delta \alpha} = \cos \alpha \dots \dots \dots (33)$$

ähnlich wird:

$$\frac{\delta (\cos \alpha)}{\delta \alpha} = \frac{\delta \sin(\alpha + 90^\circ)}{\delta \alpha} = \cos(\alpha + 90^\circ) = -\sin \alpha \quad (\text{vgl. Gl. 8 u. 9}) \quad (34)$$

Aus (32), (33) und (34) folgt, wenn man für α wieder seinen Wert einsetzt:

$$\frac{\delta [\sin(\omega t + \varphi)]}{\delta t} = \omega \cdot \cos(\omega t + \varphi) \dots \dots \dots (35)$$

$$\frac{\delta [\cos(\omega t + \varphi)]}{\delta t} = -\omega \sin(\omega t + \varphi) \dots \dots \dots (36)$$

Also folgt für $i = Z \cdot \sin(\omega t + \varphi)$:

$$\delta i / \delta t = \omega Z \cdot \cos(\omega t + \varphi) = \omega Z \cdot \sin(\omega t + \varphi + 90^\circ) \dots \dots (37)$$

Aus (37) folgt:

C. Die Änderungsgeschwindigkeit oder „Schwankung“ einer Sinusschwingung hat die $\omega = \frac{2\pi}{T}$ fache Amplitude der Schwingung und ist ihr in der Phase um $\frac{1}{4}$ Periode voraus.

Fig. 803 stellt den zeitlichen Verlauf der beiden Sinuskurven, Fig. 804 ihr Vektordiagramm dar.

f) Zeitsummen und Zeitmittel. Die meisten für die Messung von Wechselströmen in Betracht kommenden Meßinstrumente (s. w. unten § 258)

Fig. 803.

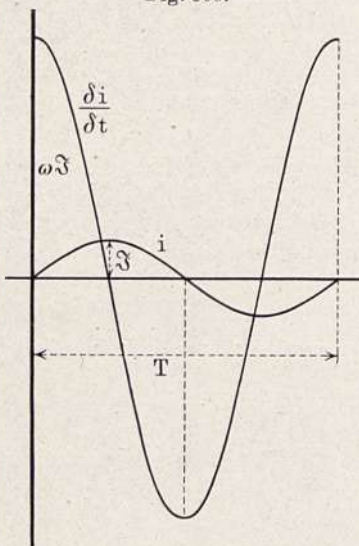
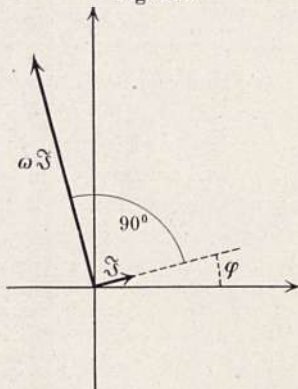


Fig. 804.



sind so eingerichtet, daß sie nicht die veränderlichen Spannungen und Ströme selbst anzeigen, sondern ihre zeitlichen Mittelwerte. Wenn z. B. zur Messung eines veränderlichen Stromes i ein Hitzdrahtamperemeter (vgl. § 143) verwendet wird, so ist die in jedem Augenblick entwickelte Wärmemenge gleich $w i^2 = w \cdot I^2 \cdot \sin^2(\omega t + \varphi)$. Da der Hitzdraht den schnellen Schwankungen nicht zu folgen vermag, so entsteht ein konstanter Ausschlag; denselben Ausschlag würde ein konstanter Strom J erzeugen, wenn er in gleicher Zeit gleichviel Wärme entwickelt. Da die Wärmeentwicklung in jeder Periode dieselbe ist, so kann man sich auf die Betrachtung einer Periode beschränken und es ist:

$$w T \cdot J^2 = w \int_0^T i^2 dt = w I^2 \cdot \int_0^T \sin^2(\omega t + \varphi) \cdot dt \quad \dots (38)$$

Da es offenbar nichts ändert, wenn man das Stück von $t = T - \varphi/\omega$ bis $t = T$ vom Schluß an den Anfang legt, so kann statt (38) auch geschrieben werden, indem man noch für ω seinen Wert $2\pi/T$ einsetzt:

$$J^2 = \frac{I^2}{T} \sum_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \cdot dt \quad \dots \dots \dots (39)$$

die Summation ist schon in § 234 ausgeführt worden; das Resultat ist:

$$\sum_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \delta t = T/2 \quad \dots \dots \dots (40)$$

also

$$J^2 = \frac{\mathfrak{J}^2}{2} \quad \text{oder} \quad \mathfrak{J} = J/\sqrt{2} \quad \dots \dots \dots (41)$$

Der durch Gl. (39) oder (41) definierte Mittelwert \mathfrak{J} einer veränderlichen Größe von der Amplitude J heißt der quadratische oder „effektive Mittelwert“.

Die Bedeutung von J wird am besten aus Fig. 805 klar. Die gestrichelte Kurve stellt den Verlauf von i , die ausgezogene denjenigen von i^2 dar; i^2 ist ebenfalls eine Sinuskurve, aber eine solche von doppelter Frequenz und um

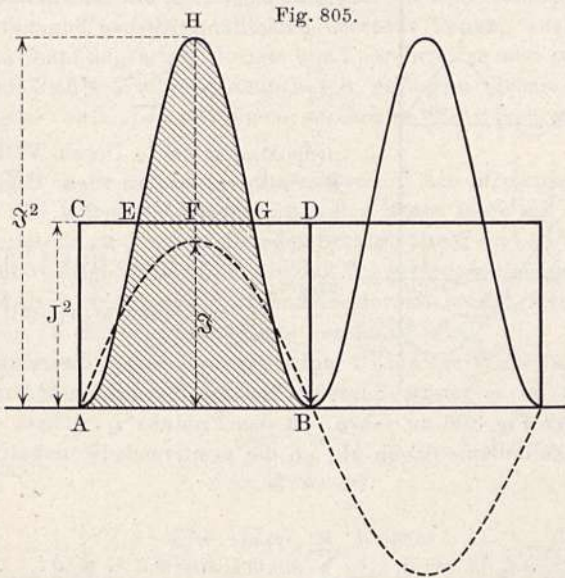


Fig. 805.

$J = \sqrt{\mathfrak{J}^2/2}$ nach oben verschoben. Die Zeitsumme $\sum i^2 \delta t$ ist gleich dem Flächeninhalt des schraffierten Kurvenstückes zwischen den Punkten A und B also auch gleich demjenigen des Rechtecks $ACDB$ von der Höhe $AC = \mathfrak{J}^2/2 = J^2$; denn man erhält das Rechteck, wenn man die oberhalb CD gelegenen Stücke EFH und GFH fortnimmt und seitlich als ACE und BGD ansetzt.

Arithmetischer Mittelwert: Während einer halben Schwingung von $t=0$ bis $T/2$ durchfließt die Leitung eine Elektrizitätsmenge $Q = \sum_0^{T/2} i \delta t$. Ein konstanter Strom i_m würde dieselbe Elektrizitätsmenge transportieren, wenn $i_m \cdot T/2 = \sum i \delta t$ oder $i_m = \frac{2}{T} \sum i \delta t$. Wir nennen i_m den arithmetischen Mittelwert von i . Es sei nun $i = \mathfrak{J} \cdot \sin \omega t$. Nach Gleichung (36) ist $\sin \omega t = -\frac{1}{\omega} \frac{\delta(\cos \omega t)}{\delta t}$, also $\sum i \delta t = -\mathfrak{J}/\omega \sum \delta(\cos \omega t)$; die Summe

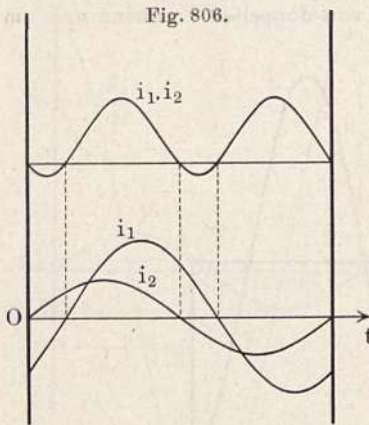
ist gleich der Differenz des Wertes von $\cos \omega t$ für $t = T/2$ und $T = 0$, also $(-1) - (1) = -2$, also $\sum i \delta t = \frac{2\Im}{\omega} = \frac{\Im T}{\pi}$, oder:

$$i_m = \frac{2}{\pi} \cdot \Im \dots \dots \dots (42)$$

g) Produkte von Schwingungen und ihr Zeitmittel. Wenn die beiden Windungen eines Elektrodynamometers (vgl. § 205) von zwei Wechselströmen

$$i_1 = \Im_1 \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad \text{und} \quad i_2 = \Im_2 \sin(\omega t + \varphi_2)$$

durchflossen werden, so vermag die bewegliche Spule wegen ihrer Trägheit den raschen Schwankungen nicht zu folgen und es entsteht ein konstanter Ausschlag, welcher der zeitlichen Summe:



$$\sum_0^T i_1 i_2 \delta t$$

proportional ist. Durch Verlegung des Zeitnullpunktes an den Beginn von i_1 kann geschrieben werden:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= \Im_1 \sin \omega t \\ i_2 &= \Im_2 \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned} \right\} \dots (43)$$

wobei $\varphi = (\varphi_2 - \varphi_1)$ die relative Phasenverschiebung der beiden Ströme.

Wie aus der Fig. 806 zu sehen, ist das Produkt $i_1 \cdot i_2$ bald + bald -, also hängt die Zeitsumme davon ab, ob die positiven oder negativen Anteile überwiegen.

Es ist:

$$\sum_0^T i_1 i_2 \delta t = \Im_1 \cdot \Im_2 \sum_0^T \sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi) \delta t \dots (44)$$

Ausmultiplikation ergibt [nach Gl. (19)]

$$\sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi) = \cos \varphi \cdot \sin^2 \omega t + \sin \varphi \cdot \sin \omega t \cdot \cos \omega t \dots (45)$$

Die Zeitsumme über $\sin^2 \omega t$ ergibt $T/2$ [vgl. Gl. (40)]; diejenige über $\sin \omega t \cdot \cos \omega t$ gibt Null, da das Produkt ebenso oft + wie - ist. Also:

$$\sum_0^T i_1 i_2 \delta t = \frac{\Im_1 \Im_2 \cdot T}{2} \cdot \cos \varphi \dots \dots \dots (46)$$

oder da $2 = (\sqrt{2})^2$, nach Gl. (41):

$$\sum_0^T i_1 i_2 \delta t = J_1 J_2 \cdot T \cdot \cos \varphi \dots \dots \dots (47)$$

Zu dem Faktor $J_1 J_2$, der den Ausschlag eines Elektrodynamometers für Gleichstrom bestimmt, kommt hier also noch der Cosinus des Phasenwinkels hinzu. Für $\varphi = 90^\circ$ wird die Wirkung Null.

h) Gleichungszerlegung. Wenn eine Gleichung:

$$A \sin \omega t + B \cos \omega t = C \sin \omega t + D \cos \omega t \dots (48)$$

für jeden beliebigen Zeitmoment gelten soll, so muß

$$A = C \text{ und } B = D \dots (49)$$

sein. Denn setzt man $\omega t = \pi/2$, so wird $\cos \omega t = 0$ und $\sin \omega t = 1$; setzt man $\omega t = 0$, so wird $\sin \omega t = 0$ und $\cos \omega t = 1$.

§ 256. Der einfache Wechselstromkreis. Es sollen im folgenden einige Fundamentalgesetze des Wechselstromes experimentell untersucht werden; zur Strom- und Spannungsmessung können Hitzdraht- oder bei geringerer Genauigkeit Weicheiseninstrumente dienen (s. w. unten § 258).

Als Spannungsmesser sind ferner auch geeichte Elektroskope und Elektrometer brauchbar. Für rein qualitative Versuche können auch Glühlampen als Strom- und Spannungszeiger dienen, und zwar benutze man zur Spannungsmessung möglichst hochvoltige Lampen mit geringem Stromverbrauch, zur Strommessung 2-Voltlampen mit einem maximalen Stromverbrauch von 1 bis einigen Ampere.

Erster Versuch (Ohmscher Stromkreis). Als Stromquelle diene die in Fig. 794 § 254 skizzierte Anordnung. Der Motor laufe mit 110 Volt; die Spannungsamplitude an den Schleifringen beträgt also $\mathcal{E} = 110$ Volt. Wir verbinden eine 110 voltige Glühlampe mit den Wechselstromklemmen; die Lampe brennt nur schwach rotglühend, während sie normal brennt, wenn sie parallel zu den Bürsten an der Gleichstromseite geschaltet wird.

Die Lampe kann offenbar als ein reiner Ohmscher Widerstand betrachtet werden; ihre Selbstinduktion ist zu vernachlässigen; es ist also in jedem Augenblick:

$$i = e/w \dots (1)$$

Wenn also:

$$e = \mathcal{E} \cdot \sin \omega t \dots (2)$$

so ist auch:

$$i = \mathcal{E}/w \cdot \sin \omega t = \mathfrak{J} \cdot \sin \omega t \dots (3)$$

also die Stromamplitude

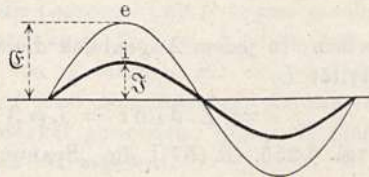
$$\mathfrak{J} = \mathcal{E}/w \dots (4)$$

d. h. es gilt das Ohmsche Gesetz, Strom und Spannung sind in gleicher Phase, s. Fig. 807.

Die Wärmewirkung in der Lampe ist proportional

Fig. 807.

$$\sum_0^T i^2 w \delta t$$



also nach § 257, Gl. (41) gleich

$$J^2 w = \frac{\mathfrak{J}^2}{2} w = \frac{\mathcal{E}^2}{2w} = \frac{E^2}{w}$$

wenn wir entsprechend der „effektiven Stromstärke J “ auch eine

$$\text{„effektive Spannung“} = E = \mathcal{E}/\sqrt{2} \dots (5)$$

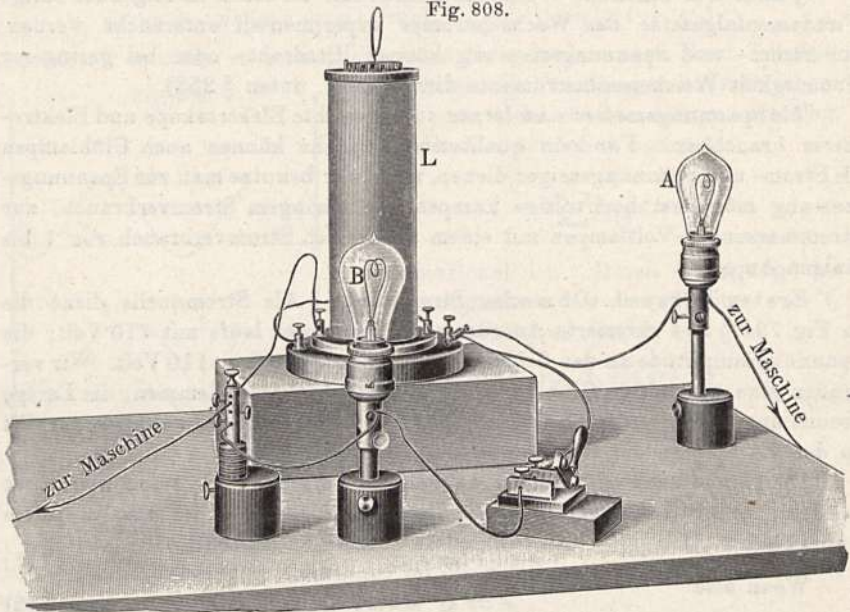
einführen. Die Lampe glüht also so, wie an einer Gleichstromspannung von $110/\sqrt{2} = 78$ Volt.

Statt Gl. (4) können wir also auch schreiben:

$$J = E/w \dots \dots \dots (4a)$$

Zweiter Versuch (Induktiver Stromkreis): Fig. 808. Der Schließungskreis bestehe aus einer Glühlampe *A* und einer Spule aus etwa 1500 bis 2000 Windungen von 1 mm starkem Draht [z. B. die Induktionsspulen aus § 220, Fig. 680 in Hintereinanderschaltung¹⁾]. Glüht die Lampe anfangs hell, so läßt sie sofort nach, wenn in die Spule ein Bündel von Eisendrähten hineingesteckt wird. Die Selbstinduktion wirkt also schwächend auf den

Fig. 808.



Strom ein. Schalten wir nun eine zweite Lampe *B* parallel zur Spule, so glüht diese hell bei eingeschobenem Eisenkern, dagegen fast gar nicht ohne Eisenkern. Vermehrung der Selbstinduktion vermehrt also die Spannung an den Enden der Spule. Die Spule wirkt also auf Wechselstrom analog einem regulierbaren Widerstande.

Sei zunächst der Ohmsche Widerstand der Spule ganz vernachlässigt; dann ist, wenn wir

$$i = \Im \cdot \sin \omega t \dots \dots \dots (6)$$

setzen, in jedem Augenblick die Spannung *e* an den Enden der Selbstinduktivität *L*:

$$e = L \cdot \delta i / \delta t = L \omega \Im \cdot \cos \omega t = L \omega \Im \cdot \sin(\omega t + 90^\circ) \dots (7)$$

[vgl. § 255, Gl. (37)], die „Spannungsamplitude“ ist also:

$$\mathcal{E} = L \omega \Im \dots \dots \dots (8)$$

und entsprechend der Effektivwert:

$$E = L \omega J \text{ oder } J = E / L \omega \dots \dots \dots (8a)$$

¹⁾ Über die Konstruktion der Spule vgl. die Anmerkung 3 auf S. 750.

Auch hier sind also E und J einander proportional, aber ihr Verhältnis ist nicht mehr durch w , sondern durch $L\omega$ bestimmt. Ferner aber gilt hier nach Gl. (7) und (6) der Satz:

A. Im induktiven Stromkreis bleibt der Strom hinter der Spannung um $\frac{1}{4}$ Periode zurück (Fig. 809 a).

Der Energieaufwand im Kreise ist in jedem Augenblick gleich ei . Das Zeitmittel des Produktes ist gleich Null [vgl. § 255, Gl. (47)], da die Phasenverschiebung hier $\varphi = 90^\circ$ beträgt, d. h.:

B. Im induktiven Kreise verzehrt der Strom keine Arbeit; eine induktive Stromregulierung bedingt keinerlei Energievergeudung.

Man begreift Satz B leicht, wenn man bedenkt, daß die Energie abwechselnd während je $\frac{1}{4}$ Periode in Form elektromagnetischer Energie im Eisenkerne aufgespeichert und während der nächsten $\frac{1}{4}$ Periode vom Eisen in Form eines Induktionsstoßes, der den Strom trotz der Vorzeichenumkehr der Spannung noch weiter fließen läßt, dem Stromkreis zurückgegeben wird.

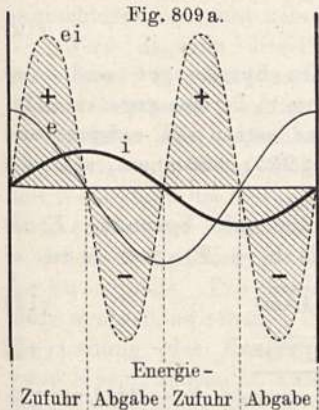


Fig. 809 a.

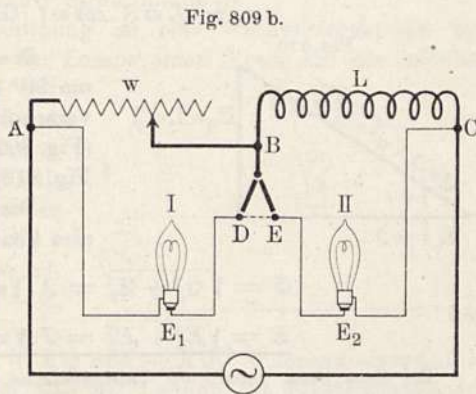


Fig. 809 b.

Selbstinduktionsspulen zur Regulierung des Stromes werden in der Technik als

„Drosselspulen“

bezeichnet.

Dritter Versuch (Stromkreis mit Widerstand und Selbstinduktion). Ein regulierbarer Widerstand w von etwa 60 bis 100 Ohm und die Spule L (Fig. 809 b) sind hintereinandergeschaltet; die Lampen I und II liegen parallel zu w bzw. L und messen die Effektivspannungen E_1 bzw. E_2 zwischen A und B bzw. B und C. Durch Regulieren von w bringen wir zunächst die Lampen auf gleiche Helligkeit. Ziehen wir jetzt den Eisenkern heraus, so glüht Lampe I heller, der Strom ist also stärker geworden, Lampe II glüht dunkler, weil der Spannungsabfall an L sich verringert.

Wenn bei eingeschobenem Eisenkern die Lampen gleich hell glühen, so ist offenbar

$$E_1 = E_2 \dots \dots \dots (9)$$

und nach Gl. (4a) und (8a):

$$w \cdot J = L \omega J$$

oder

$$w = L \omega \dots \dots \dots (10)$$

Gl. (10) liefert uns also eine einfache Methode zu einer, allerdings rohen Messung von Selbstinduktivitäten. Ersetzt man die Lampen durch Hitzdrahtvoltmeter, so wird natürlich die Messung genauer.

Beispiel: Wechselstrom von 50 Perioden pro Sekunde, also $\omega = 2\pi \cdot 50 = 314$ $E_1 = E_2$ für: $w = 170$ Ohm, also $L = w/\omega = 170/314 = 0,54$ Henry.

Wir verbinden nunmehr die Quecksilbernapfe D und E miteinander und entfernen die Verbindungen DB und EB . Die Lampen brennen jetzt dunkler als vorher.

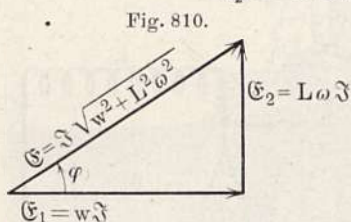
Da jede Lampe dieselbe Spannungsamplitude $E_1 = E_2$ und denselben Strom verbraucht, so würden sie in Hintereinanderschaltung mit derselben Helligkeit wie vorher brennen, wenn die Gesamtspannung an ihren äußeren Enden $2E_1$ betrüge.

Die Spannung E zwischen A und C ist also kleiner als die Summe der Spannungen zwischen AB einerseits und BC andererseits.

In der Tat ist, wenn wir $i = \Im \cdot \sin \omega t$ setzen:

$$e_1 = w \Im \cdot \sin \omega t \text{ [Gl. (2) und (4)]} \dots \dots \dots (11)$$

$$e_2 = L \omega \Im \cdot \cos \omega t \text{ [Gl. (7)]} \dots \dots \dots (12)$$



Die beiden Spannungen sind also um 90° oder um $1/4$ Periode gegeneinander verschoben und setzen sich entsprechend (Fig. 802 des § 255) zusammen, also wie Fig. 810 zeigt.

Die resultierende Spannung E ist also kleiner als $E_1 + E_2$, denn es ist:

$$\mathcal{E} = \sqrt{\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_2^2} = \Im \cdot \sqrt{w^2 + L^2 \omega^2} \dots \dots \dots (13)$$

und

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} = J \cdot \sqrt{w^2 + L^2 \omega^2} \dots \dots \dots (13a)$$

Bei dem oben genannten Zahlenbeispiel wurde mittels eines Hitzdrahtvoltmeters an Stelle der Lampen gemessen: $E_1 = E_2 = 90$ Volt, $E = 135$ Volt. Dagegen beträgt $E_{\text{ber.}} = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} = \sqrt{16\ 200} = 127$ Volt. Der Unterschied rührt von der Vernachlässigung des Widerstandes der Spule her.

Die Spannung eilt dem Strome um den Phasenwinkel φ voraus, so daß:

$$e = \sqrt{w^2 + L^2 \omega^2} \cdot \Im \cdot \sin(\omega t + \varphi) \dots \dots \dots (14)$$

wobei:

$$\text{tg } \varphi = \mathcal{E}_2 / \mathcal{E}_1 = L \omega / w$$

Es ist also:

$$\Im = \frac{\mathcal{E}}{\sqrt{w^2 + L^2 \omega^2}} \text{ oder } J = \frac{E}{\sqrt{w^2 + L^2 \omega^2}} \dots \dots \dots (14')$$

Für die Stromstärke in einem Wechselstromkreis mit Widerstand und Selbstinduktion spielt also die Größe

$$w' = \sqrt{w^2 + L^2 \omega^2} \dots \dots \dots (15)$$

eine ähnliche Rolle, wie der Widerstand im Gleichstromkreise. Man bezeichnet w' als den „scheinbaren Widerstand“ oder die

„Impedanz“.

Aus Fig. 810 folgt:

$$\cos \varphi = w/w' \dots \dots \dots (15')$$

Die Gleichungen (13) bis (15) gelten natürlich auch, wenn w und L nicht räumlich getrennt sind, sondern w der Widerstand der Spule selbst ist.

Für $\omega = 0$ oder $L = 0$ geht w' in den Gleichstromwiderstand w über und φ wird gleich 0. Für sehr großes ω , z. B. für rasche Schwingungen, ist w^2 meist gegen $L^2 \omega^2$ zu vernachlässigen und die Stromstärke hängt nur noch von $L \omega$ ab. Dann wird $\tan \varphi$ sehr groß und φ fast gleich 90° .

Prüft man nach längerem Betriebe die Temperaturen des Widerstandes und der Spule, so findet man ersteren stark erhitzt, letztere kalt. Der Widerstand verzehrt also Energie, die Spule nicht.

Der sekundliche Energieaufwand berechnet sich zu

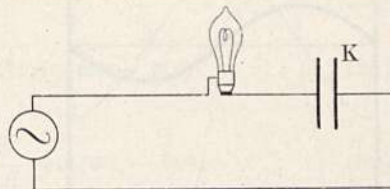
$$EJ \cos \varphi = J^2 w' \cos \varphi = J^2 w \dots \dots \dots (16)$$

[vgl. Gl. (14'), (15') und in § 255 Gl. (47)]. Für die Wärmeentwicklung kommt also nur der wahre Ohmsche Widerstand in Betracht.

Vierter Versuch (Stromkreis mit Kapazität). Ein Kondensator K von einigen Mikrofarad ¹⁾ (Fig. 811) und eine Glühlampe (am besten eine Metallfadenlampe zu 110 Volt) werden zunächst an eine Gleichstromquelle angeschlossen; es geht kein dauernder Strom hindurch.

Wird dagegen dieselbe Anordnung an eine Wechselstromquelle angeschlossen, so zeigt das Glühen der Lampe einen Strom an, der offenbar dadurch zustande kommt, daß der Kondensator sich abwechselnd ladet und entladet. Wenn Selbstinduktion und Widerstand der Leitung gleich Null sind, so hat der Kondensator offenbar in jedem Augenblick die Spannung e der Stromquelle. Das Spannungsmaximum wechselt zwischen $+E$ und $-E$, die Ladung des Kondensators also, wenn K seine Kapazität, zwischen $+KE$ und $-KE$. Während einer halben Schwingungsdauer $T/2$ durchfließt also die Leitung die Elektrizitätsmenge $Q = 2KE$ und der „arithmetische Mittelwert“ des Stromes (§ 255 f) ist

Fig. 811.



$$i_m = Q/(T/2)$$

oder:

$$i_m = 2Q/T = 4KE/T,$$

also ist nach Gl. (42) in § 255 die Stromamplitude:

$$\underline{I} = \frac{\pi}{2} i_m = 2\pi KE/T = \underline{\omega K E} \dots \dots \dots (17)$$

und

$$\underline{J} = \underline{\omega K E} \dots \dots \dots (17a)$$

Im Kapazitätskreise spielt also die Größe $\frac{1}{\omega K}$ die Rolle des scheinbaren Widerstandes. Je größer ω , desto stärker wird der Strom. Für $\omega = 0$, d. h. für Gleichstrom ist der Kondensator undurchlässig; je größer ω und K ,

¹⁾ Papierkondensatoren von etwa 2 Mikrofarad sind zu sehr billigen Preisen bei Zwietusch u. Co. in Charlottenburg zu haben. Größere Kapazitäten werden durch Parallelschalten hergestellt. Diese Kondensatoren werden in Telephonzentralen gebraucht. Sie dürfen höchstens bis zu 500 Volt beansprucht werden. Zur Not läßt sich auch der Kondensator eines größeren Induktoriums benutzen.

desto weniger hemmt der Kondensator den Stromdurchgang. Der Strom ist positiv, so lange die Ladung, d. h. die Spannung, ansteigt; er ist Null, wenn die Ladung ihr Maximum hat usw. Das bedeutet:

C. Im Kapazitätskreise eilt der Strom der Spannung um $\frac{1}{4}$ Periode voraus (Fig. 812).

Ist also

$$\left. \begin{aligned} e &= \mathcal{E} \cdot \sin \omega t, \\ \mathcal{I} &= \omega K \mathcal{E} \sin(\omega t + 90^\circ) \\ &= \omega K \mathcal{E} \cdot \cos \omega t \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (18)$$

Zahlenbeispiel: Ein großer Paraffinpapierkondensator und ein Hitzdraht-ampereometer ergaben $J = 0,79$ Amp. bei $E = 140$ Volt an den Kondensatorklemmen und 50 Perioden, also $\omega = 2\pi \cdot 50 = 314$. Also nach Gl. (17a): $0,79 = 314 \cdot K \cdot 140$ oder $K = 0,79/314 \cdot 140 = 18 \cdot 10^{-6}$ Farad = 18 Mikrofarad.

Fig. 812.

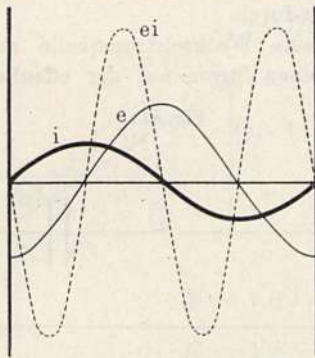
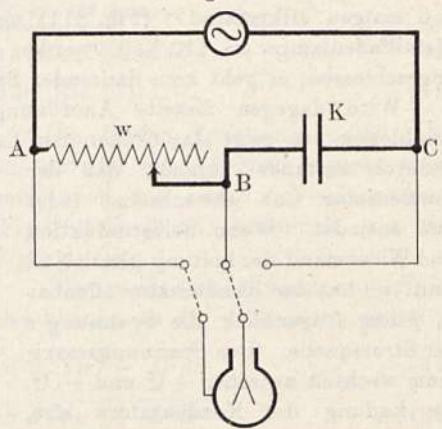


Fig. 813.



Fünfter Versuch (Stromkreis mit Widerstand und Kapazität). Zur Prüfung des eben Gefundenen kann eine Schaltung benutzt werden, welche ganz derjenigen des dritten Versuchs entspricht, nur daß an Stelle der Spule L der Kondensator K tritt (Fig. 813).

Wegen der sehr großen Werte von $1/\omega K$ ist auch für w ein entsprechend großer Widerstand zu nehmen, und die Spannung muß statt mittels Lampen mittels eines geeichten Elektrometers — Quadrantenelektrometers oder Blättchenelektrometers — gemessen werden.

Beispiel: $K = 1$ Mikrofarad = 10^{-6} Farad; 48 Perioden, also $\omega = 2\pi \cdot 48 = 300$; $1/\omega K = 10^6/300 = 3333$ Ohm. Am Elektrometer wurde an AB abgelesen: $E_1 = 101$ Volt, an BC : $E_2 = 98$ Volt, an AC : $E = 141$ Volt, wenn $w = 3333$ Ohm gemacht war.

Da $\varphi = 90^\circ$, so muß wieder

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2.$$

Nun ist

$$\begin{aligned} 101^2 + 98^2 &= 19800 \\ 141^2 &= 19800. \end{aligned}$$

Sechster Versuch (Stromkreis mit L und K). Die Schaltung ist ähnlich wie die vorige; es sind Spule und Kondensator hintereinandergeschaltet. (Fig. 814). Die Spannungen e_1 und e_2 an AB und BC sind jetzt dem Strom i um $\frac{1}{4}$ Periode voraus bzw. zurück; sie unterscheiden sich also von-

einander um $\frac{1}{2}$ Periode. Da nun Verschiebung um $\frac{1}{2}$ Periode gleichbedeutend mit Vorzeichenumkehr ist, so ist die Spannung an AC : $E = E_1 - E_2$; das Vektordiagramm geht in das nebenstehende über (Fig. 815). E ist aber, falls die Leitung keinen merklichen Widerstand enthält, gleich der Maschinen-spannung; also sind entweder E_1 oder E_2 oder auch beide größer als die Spannung der Maschine.

Die vollständige Gleichung eines Kreises mit L , K und w läßt sich jetzt leicht entwickeln:

Als gegeben betrachten wir zunächst den Strom:

$$i = \Im \cdot \sin \omega t \quad . \quad (19)$$

dann ist die Spannung am Widerstande:

$$e_w = w \cdot i = w \Im \cdot \sin \omega t \quad . \quad (20)$$

die Spannung an der Selbstinduktion ist:

$$e_L = L \omega \Im \cdot \cos \omega t = L \omega \Im \cdot \sin(\omega t + 90^\circ) \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

die Spannung an der Kapazität ist:

$$e_K = \frac{-\Im}{\omega K} \cdot \cos \omega t = \frac{\Im}{\omega K} \cdot \sin(\omega t - 90^\circ) \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Also betragen die Effektivwerte und Phasen der drei Spannungsanteile:

$$\left. \begin{aligned} E_w &= w \cdot J & \varphi_w &= 0 \\ E_L &= L \omega J & \varphi_L &= +90^\circ \\ E_K &= \frac{J}{\omega K} & \varphi_K &= -90^\circ \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Die drei Anteile setzen sich zur Gesamtspannung E nach dem in Fig. 816 dargestellten Diagramm zusammen. Es ist also:

$$e = \Im \sqrt{w^2 + \left(L \omega - \frac{1}{\omega K}\right)^2} \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

und

$$E = J \cdot \sqrt{w^2 + \left(L \omega - \frac{1}{\omega K}\right)^2} \quad . \quad . \quad . \quad (24a)$$

wobei

$$\underline{\underline{\operatorname{tg} \varphi = \frac{L \omega - \frac{1}{\omega K}}{w}}}} \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

Fig. 814.

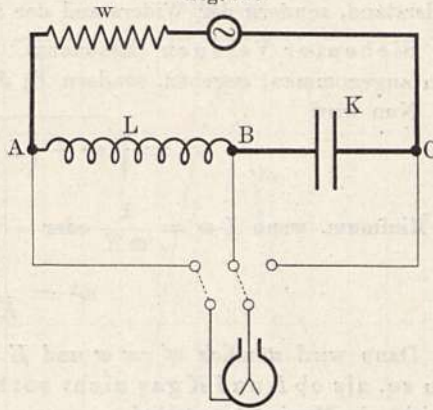


Fig. 815.

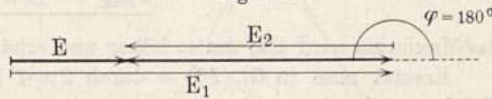
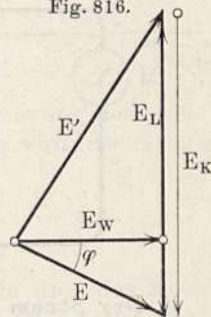


Fig. 816.



Die Wurzelgröße bedeutet wiederum den scheinbaren Widerstand des Kreises.

Diese Beziehungen gelten ganz ebenso, wenn w nicht ein besonderer Widerstand, sondern der Widerstand der Spule selbst ist.

Siebenter Versuch (Resonanz). In Wirklichkeit ist nicht \mathfrak{Z} (wie oben angenommen) gegeben, sondern E ; J ist gleich E/w' .

Nun wird

$$w' = \sqrt{w^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega K}\right)^2}$$

ein Minimum, wenn $L\omega = \frac{1}{\omega K}$ oder

$$\omega^2 = \frac{1}{KL} \dots \dots \dots (26)$$

Dann wird nämlich $w' = w$ und $E = E_w$, d. h. der Kreis verhält sich so, als ob L und K gar nicht vorhanden wären. Die Stromstärke J erreicht ein Maximum, nämlich

$$J_{\max.} = E/w \dots \dots \dots (27)$$

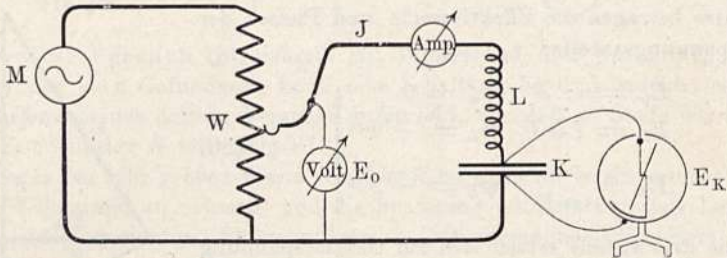
Das Maximum wird also um so höher und schärfer ausgeprägt, je kleiner w ist.

Ersetzt man in Gl. (26) ω durch $2\pi/T$ [vgl. § 255, Gl. (2)], so geht die Gleichung über in:

$$T = 2\pi\sqrt{KL} \dots \dots \dots (28)$$

Das ist aber die in § 234, Gl. (15) abgeleitete Gleichung für die Eigenschwingungszeit eines aus Kapazität und Selbstinduktion bestehenden Kreises. Wir erhalten also das Resultat:

Fig. 817.



C. Der Strom in einem Kreise mit Kapazität (K) und Selbstinduktion (L) erreicht ein Maximum, wenn die Frequenz des Wechselstromes gleich derjenigen der Eigenschwingung des Kreises ist.

Man bezeichnet dieses — bei kleinem w äußerst mächtige — Anwachsen des Stromes in Analogie mit dem bekannten akustischen Phänomen als

„Resonanz“.

Die experimentelle Ausführung ist bei niedrigen Frequenzen nicht ganz leicht, denn für hohes L ist meist auch w zu groß, und nimmt man kleines L , so gebraucht man großes K , das nicht immer leicht zu beschaffen. Fig. 817 zeigt das Schema eines vom Verfasser ausgeführten Versuches: Der Strom der Maschine M

geht durch einen Widerstand W von etwa 15 Ohm; parallel zur Hälfte desselben liegt der Schwingungskreis, welcher ein Amperemeter, den im vierten Versuch erwähnten Kondensator K von $18 \mu F^1$) und die schon mehrfach erwähnte Spule L von 0,54 Henry enthält. Ein Hitzdrahtvoltmeter mißt die Spannung E_0 an den Enden von W , ein Braunsches Elektrometer die Spannung E_K am Kondensator. Die Abzweigung von W an Stelle der direkten Schaltung ist nötig, um einer Überlastung der Maschine im Resonanzfall vorzubeugen; die Spannung E_0 am Widerstand bildet jetzt die Stromquelle für den Schwingungskreis. Fig. 818 zeigt graphisch das Ansteigen des Stromes in der Nähe der Resonanz, welche bei etwa 51,6 Perioden erreicht wird. Im Resonanzfall ist

$$\omega = 2\pi \cdot 51,6 = 324,$$

also

$$\omega^2 = 324^2 = 10498.$$

Nach Gl. (26) muß sein:

$$\omega^2 = 1/KL \\ = 1/(18 \cdot 10^{-6} \cdot 0,54) = 10550.$$

Die Übereinstimmung ist fast vollkommen.

Spannungsresonanz. Während der Strom im Resonanzfall durch Gl. (27) gegeben ist, also stets gleich E/w wird, hängt die hierbei an den Enden von L oder von K auftretende Spannung noch von den Werten von L oder K ab. Nach Gl. (23) und (24) wird die maximale Spannung:

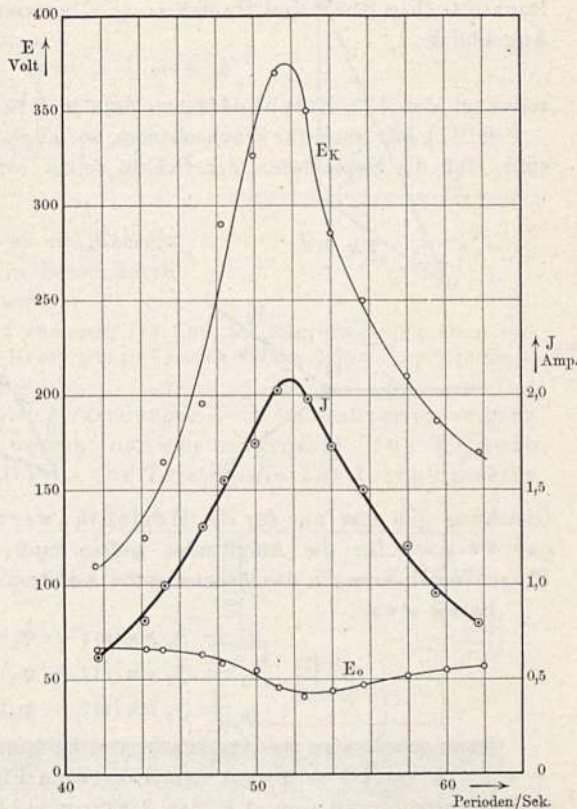
$$E_{L \text{ max.}} = E_{K \text{ max.}} = \frac{L\omega}{w} \cdot E = \frac{E}{\omega K \cdot w} \dots \dots (29)$$

D. Es können also an den Enden der Spule und des Kondensators im Resonanzfall Spannungen auftreten, die bei gegen $L\omega$ kleinem w die Spannung der Stromquelle vielfach übertreffen.

Bei obigem Versuche betrug z. B. die Resonanzspannung $E_K = 375$ Volt, $E_0 = 45$ Volt; vgl. die Kurven in Fig. 818.

Derartige „Überspannungen“ sind in der Wechselstromtechnik von großer Wichtigkeit; sie können überall auftreten, wo der Stromkreis Kapazitäten enthält, und solche werden schon durch die Kabel mit ihren Bleihüllen gebildet.

Fig. 818.



¹⁾ Das Abkürzungszeichen μ für den 10^{-6} ten Teil einer Größe ist vom Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen der Deutsch. phys. Ges. vorgeschlagen.

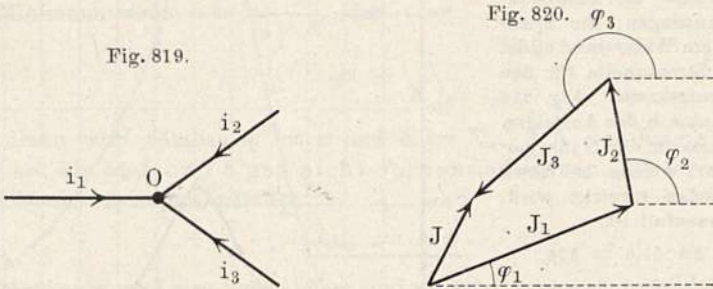
Durch die Überspannungen können leicht Funkendurchschläge erfolgen, wo man sie nach der normalen Betriebsspannung für unmöglich halten würde.

§ 257. Wechselstromverzweigung, Stromresonanz. Wenn in einem Punkte O (Fig. 819), drei Ströme i_1, i_2, i_3 zusammentreffen, so muß in jedem Augenblick

$$i_1 + i_2 + i_3 = 0 \dots \dots \dots (1)$$

sein (vgl. den 1^{ten} Kirchhoffschen Satz in § 134).

Gl. (1) gilt auch für Wechselstrom, so lange die Frequenzen klein genug sind, daß die Kapazitäten der Drähte selbst nicht in Frage kommen. Die



Gleichung gilt aber nur für die Momentanwerte; daraus folgt noch nicht, daß sie auch für die Amplituden gelten muß, weil für diese wegen der Phasenverschiebungen das geometrische Additionsgesetz gilt.

Es sei etwa:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= \Im_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \\ i_2 &= \Im_2 \sin(\omega t + \varphi_2) \\ i_3 &= \Im_3 \sin(\omega t + \varphi_3) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Dann erhält man die Amplitude \Im und Phase φ der Summe $i = i_1 + i_2 + i_3 = \Im \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ aus dem Diagramm Fig. 820. Damit Gl. (1) gelte, muß offenbar $\Im = 0$ sein, d. h. die 3 Stromvektoren müssen zusammen ein geschlossenes Dreieck bilden.

Wir betrachten nunmehr den in Fig. 821 dargestellten verzweigten Stromkreis, dessen einer Zweig aus einer Spule von der Induktivität L und dem Widerstand w besteht, während der andere eine Kapazität K mit widerstands- und induktionsfreien Zuleitungen enthält. Ist $e = \mathcal{E} \cdot \sin \omega t$ die Spannung an AB , so ist der Strom $i_2 = \omega K \cdot \mathcal{E} \cos \omega t$ [vgl. Gl. (18), § 256] vor der Spannung e um $\varphi_2 = 90^\circ$ voraus; dagegen ist

$$i_3 = \frac{E}{\sqrt{w^2 + w^2 L^2}} \cdot \sin(\omega t - \varphi_3)$$

[vgl. § 256, Gl. (14)] um einen Winkel φ_3 zurück, wobei $\tan \varphi_3 = L\omega/w$; φ_3 liegt also zwischen 0 und 90° .

Das Diagramm der drei Ströme nimmt somit nebenstehende Form an (Fig. 822).

Wäre $w_3 = 0$, so wäre $\varphi_3 = 90^\circ$ und $J_1 = J_3 - J_2$; im Resonanzfalle, wenn $\omega L = 1/\omega K$, würde aber $J_2 = J_3$, also $J_1 = 0$. Dann hätten wir es einfach wieder mit der Eigenschwingung des aus L und K bestehenden Kreises zu tun; der Strom $J_3 = J_2$ flösse an den Knotenpunkten A und B

einfach vorbei. In Wirklichkeit ist in L stets ein gewisser Widerstand vorhanden, es ist also $\varphi_3 < 90^\circ$ und J_1 stets von Null verschieden; die

Fig. 821.

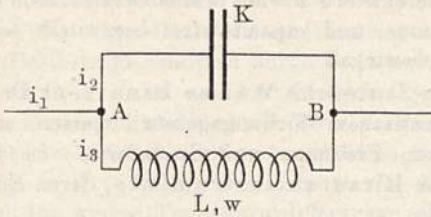
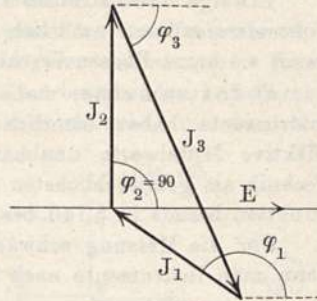


Fig. 822.

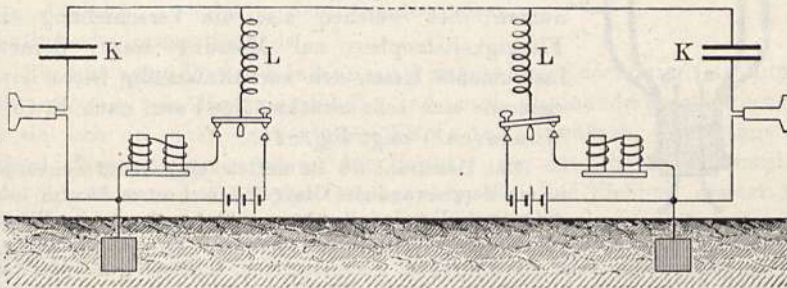


Zuleitung liefert dann mit J_1 so viel Energie in den Schwingungskreis, wie in diesem durch Joulesche Wärme verzehrt wird.

Daten eines Versuches: 52 Perioden, 110 Volt, im Hauptzweig 200 Ohm vorgeschaltet, $K = 18 \mu F$, $L = 0,54$ Henry wie in Versuch VII des § 256. $J_1 = 0,16$ Amp., $J_3 = 0,26$ Amp., also $J_3 > J_1$.

Auf die vielen interessanten Anwendungen der Wechselstromverzweigung kann hier nicht eingegangen werden; nur eine sei genannt: Die Methode gleichzeitigen Telegraphierens und Telephonierens durch dieselbe

Fig. 823.



Leitung. Fig. 823 zeigt das Schema; die Kapazitäten KK lassen nur die Wechselströme des Telephons, die Induktionsspulen LL nur die Gleichströme des Morsetelegraphen hindurch. Anwendungen zu Meßzwecken — Wheatstonesche Brücke u. a. — siehe: Kohlrausch, Prakt. Physik; Orlich, Kapazität und Induktivität.

§ 258. Meßinstrumente für Wechselströme und -spannungen.

Allgemeines. Die Messung von Wechselströmen und -spannungen kann direkt erfolgen mittels eines jeden Instrumentes, in welchem die auf einen beweglichen Teil durch den Strom ausgeübte Kraft von der Stromrichtung unabhängig oder für die beiden Stromrichtungen verschieden groß ist. Ist die Kraft bei gegebener Zeigerstellung proportional dem Quadrat des Stromes i , so mißt das Instrument exakt den effektiven Mittelwert J (vgl. § 255); es ist unabhängig von der Periodenzahl und deshalb mittels Gleichstroms eichbar. Ist das Wirkungsgesetz ein anderes als das quadratische, so muß das Instrument durch Vergleichung mit einem solchen der ersten Art geeicht werden; die Eichung gilt nur für eine bestimmte Frequenz und Stromform (meist für 50 Perioden pro Sekunde und sinusförmigen Stromverlauf).

Die Messung von Wechselströmen kann ferner indirekt erfolgen durch Umwandlung des Wechselstromes in Gleichstrom und Messung dieses mittels eines Gleichstrominstrumentes.

Etwaige Nebenschlüsse an Amperemetern sowie Vorschaltwiderstände an Voltmetern müssen natürlich induktions- und kapazitätsfrei hergestellt sein, damit sie keine Phasenverschiebung bewirken.

a) Instrumente, welche die Joulesche Wärme benutzen: Diese Instrumente haben sämtlich quadratisches Wirkungsgesetz, messen also effektive Mittelwerte unabhängig von Frequenz und Stromform. In der Technik am gebräuchlichsten sind die Hitzdrahtinstrumente, deren Konstruktion bereits in § 143 beschrieben.

Für die Messung schwächerer Ströme, namentlich bei hoher Frequenz, kann man Instrumente nach Art des Riesschen Luftthermometers be-



nutzen, bei welchen also die Verschiebung eines Flüssigkeitstropfens zur Messung dient; derartige Instrumente lassen sich verhältnismäßig leicht improvisieren; eine sehr zweckmäßige Form nach E. de los Monteros¹⁾ zeigt Fig. 824.

Der Heizdraht *ab* ist mittels eingeschlifften Stöpsels in ein doppelwandiges Glasgefäß von etwa 80 ccm Inhalt eingesetzt. Der Zwischenraum zwischen den beiden Wänden ist evakuiert zum Schutz gegen äußere Wärmeschwankungen. Der innere Hohlraum führt zu einer durch einen Alkoholtropfen *t* abgesperrten, schwach geneigten Kapillare von etwa 0,5 mm lichter Weite. Durch Öffnen des Hahnes kann der Tropfen vor jedem Versuch auf Null gebracht werden. Die endgültige Einstellung erfolgt bei den angegebenen Dimensionen in etwa 2,5 Sekunden. Empfindlichkeit: 1 mm gleich etwa 0,002 Watt, also für einen Cu-Draht von 2 cm Länge, 0,02 mm Dicke, 0,9 Ohm Widerstand, 1 mm = 0,016 Amp.

b) Gleichstromgalvanometer in Verbindung mit Gleichrichter: Wegen des quadratischen Wirkungsgesetzes sind die thermischen Wechselstrominstrumente im Beginn ihrer Skala sehr unempfindlich und namentlich zu Nullmethoden (Wheatstonesche Brücke u. a.) nicht zu gebrauchen. Hier kann man das Gleichstromgalvanometer benutzen, wenn man den Wechselstrom durch einen synchron arbeitenden Umschalter ganz oder teilweise in Gleichstrom verwandelt. In allereinfachster Weise erreicht man dies nach H. Rubens²⁾ dadurch, daß man in den Galvanometerkreis ein Mikrophon einschaltet, dessen Membran in irgend einer Weise durch den Wechselstrom taktmäßig erschüttelt wird; wird z. B. der Strom durch ein Induktorium erzeugt, so genügt es, das Mikrophon an das Induktorium zu lehnen. Besser wirkt eine von G. v. Ubisch³⁾ angegebene Anordnung: Als Stromquelle dient

¹⁾ Jahrb. d. drahtlosen Telegr. 1, 323 (1908). — ²⁾ Wied. Ann. 37, 522 (1889). — ³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 61 (1907).

der in § 254 beschriebene Summertransformator; auf dessen Membran ist eine zweite Membran in geringem Abstände aufgesetzt, welche das in Galvanometerkreise liegende Mikrophon trägt. Man kann mit dieser Anordnung etwa ein Drittel des Wechselstromes in Gleichstrom verwandeln.

Man kann ferner die Stromwärme zur Umwandlung des Wechselstromes in Gleichstrom benutzen durch Vermittelung eines „Thermoelementes“. Wenn nämlich in einem aus verschiedenartigen Metallen bestehenden Leiterkreise eine Berührungsstelle zweier Metalle erwärmt wird, so entsteht ein sogenannter „thermoelektrischer Strom“; Näheres hierüber folgt in Kap. XIII. Hier genügt die Angabe, daß für kleine Temperaturdifferenzen die erregte „thermoelektrische Kraft“ proportional der Temperaturdifferenz ist. Für eine Lötstelle aus Kupfer und Konstanten beträgt sie z. B. etwa 50 Mikrovolt pro Grad. Läßt man nun die Erwärmung von einem Wechselstrom besorgen, der entweder die Lötstelle selbst durchfließt oder dieselbe vermittelst Leitung oder Strahlung erwärmt, so ist die Erwärmung proportional J^2 und ein mit dem Thermoelement verbundenes Gleichstromgalvanometer gibt einen Ausschlag, welcher dem Quadrat des Effektivwertes proportional ist.

Fig. 825.

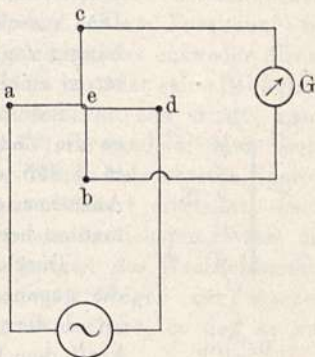


Fig. 825 zeigt die von Klemencic¹⁾ angegebene Anordnung; ein Kupferdraht *aeb* und ein Konstantandraht *ced* sind umeinandergeschlungen, so daß sie sich an einer ganz kleinen Fläche bei *e* berühren. Der längs *aed* fließende Wechselstrom erwärmt den Punkt *e*, der entstehende Thermostrom fließt längs *bec* und durch das Galvanometer *G*. Zur Eichung ersetzt man einfach den Wechselstrom durch einen Gleichstrom, wobei jedoch zu berücksichtigen ist, daß ein Teil des Gleichstromes auch durch direkte Verzweigung in den Galvanometerkreis gelangen kann; dies macht sich durch Änderung des Ausschlags bei Kommutierung des Gleichstromes bemerkbar. Das Mittel beider Ablesungen gibt dann den richtigen Wert. Gegen zufällige Temperaturschwankungen wird die Anordnung durch Einpacken in Watte, oder noch besser durch Anordnung in einem Vakuumgefäß geschützt. Die Vakuumhülle vermindert auch die Wärmeabgabe, erhöht also die Empfindlichkeit²⁾. Vakuumthermoelemente nach Voege³⁾ unterscheiden sich in der Anordnung von obigem dadurch, daß bei *e* eine wirkliche Lötstelle und daß nur die beiden Zweige *ce* und *eb* aus Kupfer bzw. Konstantan, dagegen *ae* und *ed* aus Platin bestehen. Empfindlichkeit bei 10 Ohm Widerstand: 1 Millivolt Thermokraft für $5 \cdot 10^{-4}$ Watt \sim -Stromenergie.

Die Erwärmung durch Strahlung benutzt Duddell⁴⁾ in seinem „Thermogalvanometer“, dessen Anordnung schematisch in Fig. 826 dargestellt ist.

¹⁾ Wied. Ann. 42, 417 (1891).

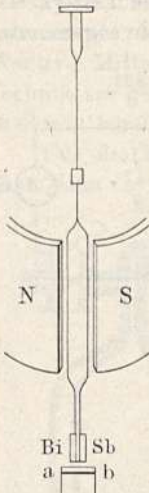
²⁾ Lebedew, Ann. d. Phys. (4) 9, 209, 1902; Ausführungsform von Brandes, Physik. Zeitschr. 6, 503 (1905).

³⁾ Elektrot. Zeitschr. 27, 467 (1906). Fabrikant: Bodiens, Hamburg. (Abgebildet auf mehreren Figuren des § 278.)

⁴⁾ Phil. Mag. (6) 8, 91 (1904). Fabrikant: The Cambridge Scient. Instrument Co.

Ein vom Wechselstrom durchflossenes sehr feines Metallband ab erwärmt die Lötstelle eines Thermoelementes aus Antimon und Wismut, welches direkt mit der bloß aus einer einzigen Windung bestehenden Spule eines Spulengalvanometers verbunden ist. Die Empfindlichkeit beträgt etwa 1 Skalenteil für 10^{-7} Watt, also bei 1000 Ohm Widerstand des Heizbandes für 10^{-5} Amp.

Fig. 826.



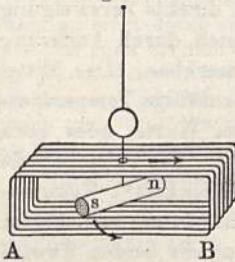
c) Elektrodynamometer: Die Verwendbarkeit dieses Instrumentes für Wechselstrom wurde bereits in § 206 erwähnt. Leitet man durch beide Spulen denselben Strom $i = J \cdot \sin \omega t$, so ist die Wirkung auf die bewegliche Spule proportional der Zeitsumme von i^2 , also proportional J^2 . Die Ausschläge sind also ebenfalls proportional J^2 , unabhängig von der Frequenz, und das Instrument ist mit Gleichstrom eichbar.

Schaltet man das Instrument wie in Fig. 622, so mißt es die Zeitsumme des Produktes $e \cdot i$ oder nach Gl. (47) in § 255 die Leistung $E \cdot J \cdot \cos \varphi$. Moderne technische Ausführungen werden ähnlich den Zeigerspuleninstrumenten hergestellt¹⁾.

Durch passende Anordnung der Spulen ist bewirkt, daß die gegenseitige Einwirkung unabhängig von der Drehung ist; da ferner die von einer Spiralfeder gelieferte Direktionskraft dem Winkel proportional, so gibt der Zeigerausschlag auf der völlig gleichmäßigen Skala direkt das Produkt $E \cdot J \cdot \cos \varphi$ an.

d) Weicheiseninstrumente: Die in § 199 beschriebenen Weicheiseninstrumente ändern ihre Angaben bei Umkehr der Stromrichtung nicht, sind also als Wechselstrominstrumente zu brauchen. Ihr Wirkungsgesetz ist jedoch nicht quadratisch, denn die Kraft auf den Eisenkern ist proportional dem

Fig. 827.



Produkte aus Stromstärke i und induziertem Magnetismus m . Dieser steigt anfangs etwa proportional i , so daß die Kraft proportional i^2 . Wenn aber magnetische Sättigung erreicht ist, so steigt die Kraft weiter nur noch proportional i . Ferner wirken die magnetische Hysteresis sowie Wirbelströme im Eisen, wenn dieses nicht sehr dünn ist, störend ein. Die Instrumente müssen deshalb für eine bestimmte Frequenz und streng genommen auch für eine bestimmte Kurvenform des Wechselstromes durch Vergleichung mit einem

der unter a) und b) Genannten geeicht werden. Sind die Drähte auf Metallrollen gewickelt, so müssen diese geschlitzt werden. Zu den Weicheiseninstrumenten ist auch ein von Bellati²⁾ erfundenes, von Gilthay³⁾ in Delfft verbessertes und fabriziertes Instrument zu rechnen, dessen Hauptteile in Fig. 827 schematisch abgebildet sind. Wenn

¹⁾ Fabrikanten u. a.: Siemens u. Halske, Berlin; Hartmann u. Braun, Frankfurt. Über die innere Einrichtung s. Frölich, „Die Entwicklung der elektrischen Messungen“. „Die Wissenschaft“, Heft 5, S. 82. Braunschweig 1905.

²⁾ Beiblätter 7, 617 (1883).

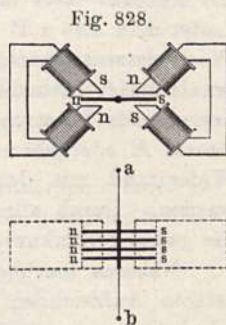
³⁾ Wied. Ann. 25, 325 (1885).

in der Drahtspule AB ein Strom in Richtung des Pfeiles fließt, so induziert er in dem unter 45° geneigten, aus einem feinen Drahtbündel bestehenden Eisenkern ns einen Magnetismus von solcher Richtung, daß der Kern sich senkrecht zur Spule zu stellen sucht. Da mit Stromumkehr auch der Magnetismus sich umkehrt, so bleibt die Kraftrichtung dieselbe und das Instrument ist für Wechselstrom brauchbar. Seine Empfindlichkeit beträgt bei 500 Ohm Widerstand der Spule etwa 1 mm für 5 Mikroamp. Man erhält kräftige Ausschläge, wenn man in ein mit dem Instrument verbundenes Bellsches Telephon hineinsingt.

e) Telephon und Vibrationsgalvanometer: Die Verwendbarkeit des Telephons als Nullinstrument für Wechselströme höherer Frequenz¹⁾ ist in § 150 erwähnt. Durch Anbringung eines Spiegelchens, das entweder direkt auf der Membran (in der Nähe des Randes) befestigt ist, oder seine Bewegung durch eine Hebelübertragung von der Mitte der Membran aus erhält, kann man das Telephon in ein „optisches Telephon“²⁾ verwandeln. Man beobachtet im Spiegel mittels Fernrohrs das Bild eines feinen beleuchteten Spaltes oder eines geraden Glühlampenfadens, welches verbreitert erscheint, wenn das Telephon schwingt. Das Instrument ist am empfindlichsten, wenn die Eigenfrequenz der Membran annähernd mit derjenigen des Wechselstromes übereinstimmt, wenn also „Resonanz“ vorhanden. Wegen der starken Dämpfung der Membran ist die Resonanz nicht sehr scharf, so daß es auf genaue Abstimmung nicht ankommt.

Schärfer ausgeprägt ist die Resonanz bei dem von Rubens³⁾ angegebenen „Vibrationsgalvanometer“.

Fig. 828 zeigt das Schema in Grund- und Aufriß. Ein gespannter Draht ab , dessen Länge durch verschiebbare Klemmbacken begrenzt ist, trägt in seiner Mitte ein System von Magnetstäbchen ns , die zwischen den Polen zweier fester hufeisenförmiger Magnete sich im Gleichgewicht befinden. Wenn die auf den Magnetpolen befindlichen kleinen Spulen von einem Wechselstrom durchflossen werden, so gerät das System in Torsionsschwingungen, welche wie beim optischen Telephon mittels eines mitschwingenden Spiegels sichtbar gemacht werden. Durch Verändern der Drahtlänge kann die Eigenfrequenz variiert werden.



Optisches Telephon und Vibrationsgalvanometer dienen namentlich als Nullinstrumente in Anordnungen nach Art der Wheatstoneschen Brücke zur Messung von Kapazitäten und Induktivitäten; Näheres hierüber siehe Kohlrausch, prakt. Physik oder Orlich, „Kapazität und Induktivität“.

f) Messung des zeitlichen Stromverlaufes: Um die Gestalt einer Wechselstromkurve aufzunehmen, benutzt man neuerdings meist den in § 202 beschriebenen Oszillographen oder für sehr hohe Frequenzen die Braunsche Kathodenstrahlröhre (s. w. u. Kap. XII) oder den „Glimmlichtoszillographen“

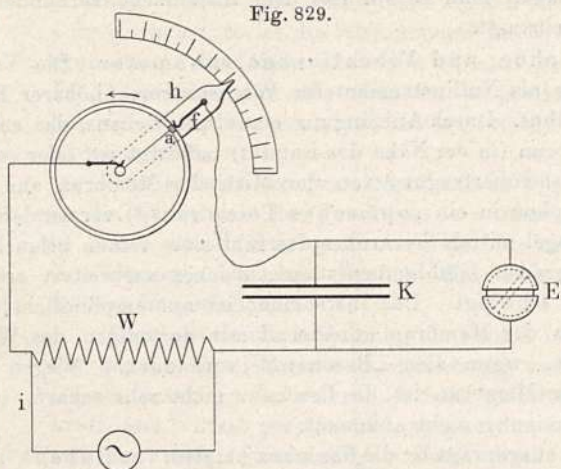
¹⁾ Bei niedriger Wechselzahl sind es hauptsächlich die durch die Abweichungen von der Sinusform erzeugten Oberschwingungen, auf welche das Ohr reagiert.

²⁾ M. Wien, Wied. Ann. 42, 592 u. 44, 681 (1891).

³⁾ Wied. Ann. 56, 27 (1895). Fabrikant: Edelmann, München.

von Gehrcke (s. w. u. Kap. XII). Wenn die zu untersuchende Kurve genau periodisch ist, was bei einer gleichmäßig laufenden Maschine und rein metallischem Stromkreise stets der Fall, so kann man eine im Prinzip von Joubert¹⁾ angegebene Methode benutzen. Der Hauptteil der Vorrichtung besteht in der sogenannten „Joubertschen Scheibe“ (Fig. 829), das ist eine auf der Achse der Wechselstrommaschine befestigte isolierende Scheibe; diese trägt auf ihrem Umfange ein Kontaktstück a , welches in einer bestimmten Stellung

Fig. 829.



an einer Feder f vorbeigleitet, die an einem feststehenden, aber verstellbaren Arm h sich befindet. Solange dieser Arm seine Stellung nicht ändert, tritt der Kontakt stets in einer ganz bestimmten Phase des Wechselstromes ein. Ladet man also z. B. durch den Kontakt hindurch einen parallel zu dem vom Wechselstrom durchflossenen Widerstande W liegenden Kondensator K , so erhält dieser schließlich die in der betreffenden Phase an den Enden von W herrschende Spannung $e = i \cdot W$. Die Spannung kann mittels eines Elektrometers E oder aber mittels eines empfindlichen und durch einen sehr hohen Widerstand mit dem Kondensator verbundenen Galvanometers gemessen werden. Durch allmähliches Verstellen des Kontaktarmes kann man dann die ganze Stromkurve Punkt für Punkt aufnehmen.

Näheres hierüber sowie über verbesserte Konstruktionen zum selbsttätigen Aufzeichnen der Kurven s. Orlich, „Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven“; Braunschweig 1906.

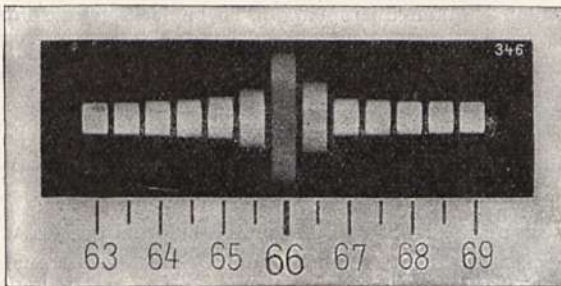
g) Frequenzmesser: Ist die Wechselstrommaschine selbst zugänglich, so läßt sich die Frequenz durch Messen der Drehungszahl mittels eines Tourenzählers bestimmen; ist dies nicht der Fall, so muß der Meßapparat durch den Wechselstrom selbst betätigt werden. Ist, wie bei technischen Anlagen meist der Fall, die Frequenz nur innerhalb enger Grenzen variabel (Schwankungen der Maschine), so verwendet man meist den „Resonanzfrequenzmesser“²⁾. Derselbe besteht aus einer Reihe von abgestimmten Zungen, die entweder mechanisch,

¹⁾ Ann. de l'école normale 10, 131 145 (1881).

²⁾ Hartmann-Kempff, Elektrotechn. Zeitschr. 22, 9 (1901); Phys. Zeitschr. 2, 546 (1901); Ann. d. Phys. (4) 13, 124 u. 271 (1904). Fabrikanten: Hartmann u. Braun, Frankfurt a. Main.

z. B. durch die Erschütterungen der Maschine, oder aber elektromagnetisch durch einen auf den federnden Träger der Zungen wirkenden, vom Wechselstrom durchflossenen Elektromagneten beeinflusst werden. Nur diejenigen Zungen geraten merklich in Schwingung, deren Eigenfrequenz derjenigen des \sim -Stromes nahe kommt oder mit ihm übereinstimmt. Fig. 830 zeigt

Fig. 830.



die Skala eines in Tätigkeit befindlichen Frequenzmessers. Die Zungen tragen am Kopfe eine quadratische weiße Platte, welche beim Schwingen der Zunge verbreitert erscheint. Auf der Abbildung liegt die erregende Frequenz offenbar zwischen 66 und 66,5, und zwar näher an ersterer Zahl, also etwa bei 66,1.

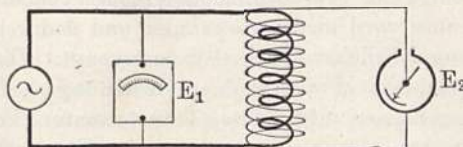
Mittlere Frequenzen, zwischen etwa 100 und 2000 Perioden, lassen sich akustisch bestimmen, indem man den Ton eines vom Wechselstrom durchflossenen Telephons mit demjenigen einer Stimmgabel vergleicht.

Für sehr hohe Frequenzen dienen besondere Methoden, von denen weiter unten bei Besprechung der elektrischen Schwingungen die Rede sein wird.

§ 259. Der Wechselstromtransformator. Der Transformator ist ein Induktionsapparat, welcher mit dem in § 235 beschriebenen den Eisenkern, die primäre und die sekundäre Spule gemeinsam hat. Dagegen fallen beim Betriebe mit Wechselstrom Unterbrecher und Kondensator fort.

Erster Versuch (Fig. 831). Schickt man in die Primärspule eines gewöhnlichen Induktionsapparates ¹⁾ — von etwa 20 bis 30 cm normaler Schlagweite — Wechselstrom hinein, so erhält man an der Sekundärspule je nach den Wickelungsverhältnissen eine mittels eines Braunschen Elektrometers (vgl. Fig. 116) leicht meßbare Spannung von mehreren 1000 Volt Höhe. Das

Fig. 831.



Verhältnis E_2/E_1 der Sekundärspannung E_2 zur Primärspannung E_1 heißt das „Übersetzungsverhältnis“

und hängt wesentlich von dem Verhältnis der Windungszahlen beider Spulen ab.

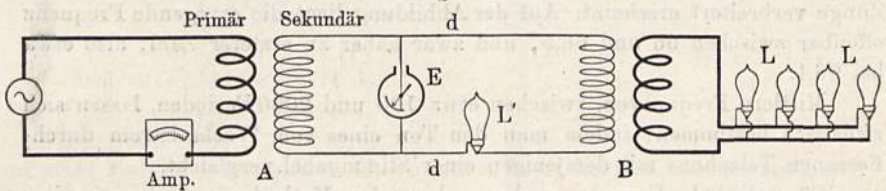
Beispiel: Induktorium von Kohl-Chemnitz, etwa 50 cm lang; $E_2/E_1 \approx 1200$ bis 1400.

¹⁾ Der Unterbrecher ist kurz zu schließen.

Zweiter Versuch. Solange der Sekundärkreis geöffnet ist, verhält sich der Apparat wie eine einfache Drosselspule; die primäre Stromstärke ist hauptsächlich durch die Induktivität der Primärspule bedingt. Ein größeres Induktorium kann deshalb, solange der Sekundärkreis offen, ohne Vorschaltwiderstand an die Wechselstromquelle angelegt werden, ohne daß der Strom I_1 unzulässige Werte annimmt. Schließt man dagegen den Sekundärkreis kurz oder läßt auch bloß Funken überspringen, so bemerkt man sofort ein starkes Anwachsen des primären Stromes; die Rückwirkung des sekundären Kreises ist also eine derartige, als ob sie die Selbstinduktivität des primären verkleinerte (vgl. auch § 229, b). In bezug auf die Energiebilanz haben wir hier also ein ähnliches Verhalten wie beim Elektromotor; je mehr Energie wir dem Sekundärkreise entziehen, desto mehr nimmt der Primärkreis auf; Näheres hierüber s. weiter unten, § 260.

Dritter Versuch (Fig. 832). In dem Transformator¹⁾ *A* werde niedriggespannter Wechselstrom in solchen hoher Spannung transformiert: die geringe Stärke des Sekundärstromes gestattet seine Fortleitung durch sehr dünne Drähte *dd* zu der dünnadrätigen Spule eines zweiten Transformators *B*.

Fig. 832.



Aus der dickdrätigen Spule von *B*, die jetzt also die Rolle der Sekundärspule hat, kann man dann wieder niedriggespannten Wechselstrom von größerer Stärke entnehmen; zur Demonstration der Energieentnahme in *B* dienen am besten Glühlampen *LL*. Eine ähnliche Lampe *L'* in der Fernleitung bleibt dunkel, wodurch die viel geringere Intensität des hochgespannten Stromes bewiesen ist. Dagegen zeigt ein Elektrometer *E* die hohe Spannung in dem Fernleitungskreise an. Auch hier kann man bemerken, daß der von dem Amperemeter bei *A* angezeigte Strom wächst, wenn man bei *B* die Lampen einschaltet. Die Anordnung dieses Versuches gibt schematisch diejenige der gebräuchlichen Wechselstromanlagen wieder: In einem Maschinenhause wird niedriggespannter und dadurch für die Bedienung der Maschinen ungefährlicher Wechselstrom erzeugt. Die Umwandlung auf hohe Spannung geschieht in dem keiner Bedienung bedürftenden und deshalb völlig abgeschlossen aufgestellten Transformator. Von dort erfolgt die Fernleitung durch Drähte, die wegen der geringen Stromstärke dünn sein können, zu einem zweiten, ebenfalls gegen Berührung völlig abgeschlossenen Transformator, in welchem der Strom wieder auf die niedere Gebrauchsspannung heruntertransformiert wird.

Technische Ausführung von Transformatoren: Für die Praxis ist die Form des gewöhnlichen Induktionsapparates nicht zu gebrauchen, weil

¹⁾ Der Übersichtlichkeit halber sind die beiden in Wirklichkeit übereinander liegenden Spulen nebeneinander gezeichnet. Ist ein Transformator technischer Ausführung nicht vorhanden, so kann ein großer Induktionsapparat benutzt werden.

der schlechte magnetische Schluß desselben keinen günstigen Nutzeffekt zuläßt. Man arbeitet vielmehr fast stets mit völlig geschlossenem Eisenkern. Die Fig. 833 u. 834 zeigen schematisch die gebräuchlichen Anordnungen des „Kern-“ und des „Manteltransformators“, wobei der Einfachheit halber nur die Primärspulen gezeichnet sind. Die Sekundärspulen hat man sich darüber gewickelt zu denken.

Fig. 833.

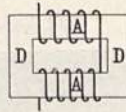


Fig. 834.

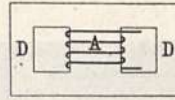
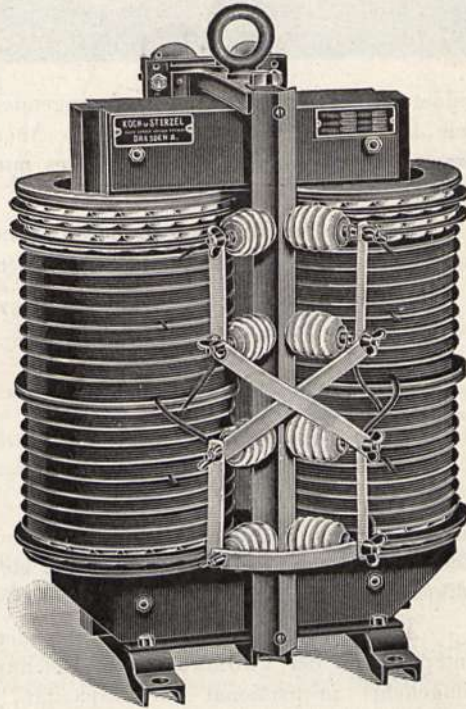


Fig. 835 gibt eine Ausführungsform eines Kerntransformators¹⁾ (Laboratoriumsmodell mit veränderlicher Sekundärspannung). Der Eisenkern besteht aus dünnen Blechtafeln. Bei sehr hohen Sekundärspannungen setzt man behufs sicherer Isolation den ganzen Apparat in ein Ölgefäß. Bei sehr großen Ausführungen sind besondere Kühlvorrichtungen nötig. (Näheres hierüber siehe Benischke, „Die Transformatoren“ usw., Braunschweig 1909.)

Fig. 835.



In der Höhe der technisch angewandten Sekundärspannungen ist man neuerdings bis zu etwa 100000 Volt gegangen. Für die Fernleitungen kommen hier meist nur Freileitungen²⁾ auf besonders konstruierten Porzellanisolatoren in Betracht, deren Oberfläche durch eine Reihe übereinander befindlicher schirmartiger Körper so weit vergrößert ist, daß das Überspringen von Funken möglichst erschwert wird. Fig. 836 zeigt die an solchen Isolatoren bei zu großer Spannung (im Laboratoriumsversuch) eintretenden Funkenentladungen³⁾.

Niederspannungs-Transformatoren: Für bestimmte technische Zwecke gebraucht man Ströme sehr hoher Stärke (mehrere 100 bis 1000 Amp.), aber nur niedriger Spannung; man erzeugt solche am bequemsten mittels eines Transformators, dessen Primärspule die gewöhnliche Gestalt hat, während die Sekundärspule nur aus einer einzigen oder wenigen sehr dicken Kupferwindungen besteht.

Das Hauptanwendungsgebiet ist die elektrische Schweißung von Metallen. Die beiden zu verbindenden Metallstücke bilden die Enden der dicken Sekundärleitung und schmelzen im Augenblick ihrer Berührung durch die an der Kontakt-

¹⁾ Fabrikanten: Koch und Sterzel, Dresden.

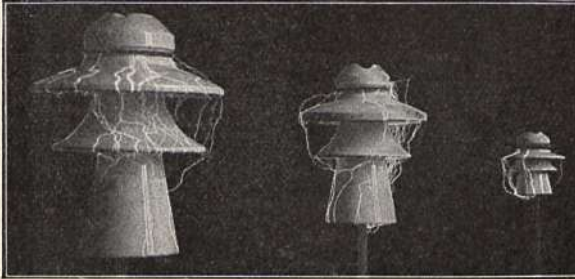
²⁾ Über neuere Kabelkonstruktionen für Spannungen bis 60000 Volt siehe Elektrot. Zeitschr. 21, 775 (1910).

³⁾ Figur aus W. Weicker, Dissertation. Dresden 1910.

stelle sich bildende Stromwärme zusammen. Ein automatischer Ausschalter sorgt für rechtzeitiges Abstellen des Primärstromes.

Eine eigentümliche Anwendung des Niederspannungstransformators bildet der „Elektrostahlöfen“ von Kjellin, welcher zur Verwandlung von Roheisen in Stahl dient. Das durch Stromwärme zu schmelzende Eisen wird in eine große kreis-

Fig. 836.



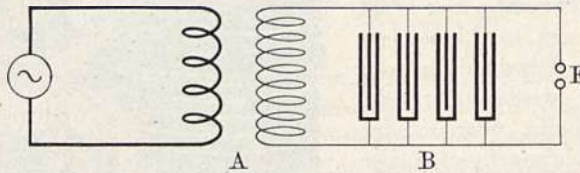
förmige Rinne geschüttet und bildet selbst die kurzgeschlossene Sekundärwicklung eines die Mitte der Anordnung einnehmenden, bloß aus Eisenkern und Primärspule bestehenden Transformators.

Resonanztransformator: Verbindet man die Sekundärklemmen eines Transformators mit einem Kondensator, so

bildet der Sekundärkreis ein schwingendes System und man erhält, ähnlich wie bei den in § 256 geschilderten Anordnungen, Resonanzerscheinungen, wenn die Frequenz des Primärstromes mit der Eigenfrequenz des Sekundärkreises übereinstimmt.

Beispiel¹⁾: Mit den Sekundärklemmen eines Induktoriums *A* (Fig. 837) von etwa 50 cm Länge wird eine Batterie *B* von Leidener Flaschen von

Fig. 837.



insgesamt etwa 8000 cm Kapazität verbunden. Bei allmählicher Vermehrung der Periodenzahl des Stromes ändert sich die Funkenschlagweite an dem Mikrometer *F* so, wie in Fig. 838 dargestellt.

Ändert man die Flaschenzahl, so ändert sich auch die Resonanzfrequenz *n* entsprechend der Thomsonschen Gleichung [§ 234, Gl. (15)], d. h. n^2 ist umgekehrt proportional der Kapazität, bzw. der Flaschenzahl *K*, oder $n^2 K = \text{const.}$ Z. B.:

Flaschenzahl <i>K</i>	=	3	4	5	(je 2000 cm Kapazität),
Resonanz tritt ein bei <i>n</i>	=	58,2	49,5	44,4	Perioden,
		$n^2 K = 10150 \quad 9820 \quad 9850$			im Mittel 9940

Nach der Thomsonschen Gleichung ist:

$$T = \frac{1}{n} = 2\pi \sqrt{KL}, \text{ oder: } L = \frac{1}{4\pi^2 n^2 K}.$$

¹⁾ Der Versuch darf mit einem technischen Transformator mit geschlossenem magnetischen Kreis nur ausgeführt werden, wenn noch eine besondere Drosselspule im Primärkreis liegt; ohne diese würde der Funke als Kurzschluß wirken und den Transformator gefährden.

Die Kapazität jeder Flasche war gleich 2000 cm, oder (da $1 \mu F = 9 \cdot 10^5 \text{ cm}$) gleich $0,00222 \mu F = 2,22 \cdot 10^{-9}$ Farad, also:

$$n^2 K = 9940 \cdot 2,22 \cdot 10^{-9} = 2,21 \cdot 10^{-5},$$

und die Selbstinduktivität der Sekundärspule:

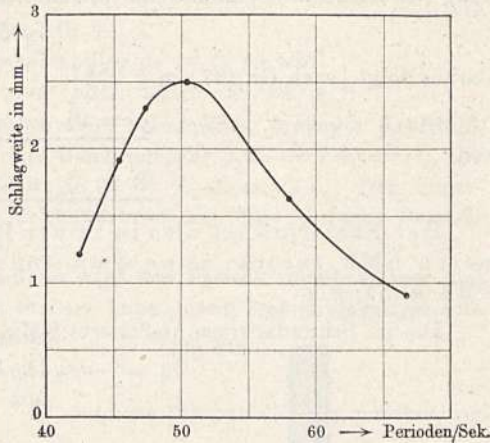
$$L = \frac{10^5}{4 \pi^2 \cdot 2,21} = 1145 \text{ Henry.}$$

Der Versuch läßt sich noch wirksamer gestalten, wenn man an Stelle der Flaschen Franklinsche Tafeln (vgl. § 77) nimmt, die fast bis zum Rande beklebt sind. Bei Erreichung der Resonanz schlagen dann kräftige Gleitfunken über den Rand hinüber.

Der Resonanzversuch läßt sich auch ohne Wechselstrommaschine mit unterbrochenem Gleichstrom ausführen, wenn man der Unterbrechungszahl einen passenden Wert gibt¹⁾. Am einfachsten ist es, den Induktor mittels Wehnelt-Unterbrechers zu betreiben; in den Primärkreis wird eine passende Drosselspule mit verschiebbarem Eisenkern (z. B. eine der Spulen des § 220) eingeschaltet. Passende Betriebsspannung bei oben genanntem Induktorium 110 Volt; Einregulierung der Unterbrechungszahl

zunächst durch Änderung der Länge des Platinstiftes, dann durch Verschieben des Eisenkerns; hierbei ändert sich bloß die Unterbrechungszahl, die unterbrochene Stromstärke, also auch die Größe der induzierten EMK, bleibt dieselbe. Man erhält ein scharf ausgeprägtes Maximum der Funkenlänge im Resonanzfall, d. h. bei Übereinstimmung von Unterbrechungszahl des primären und Schwingungszahl des sekundären Kreises.

Fig. 838.



§ 260. (Angenäherte) Theorie des Transformators. Wir legen der Betrachtung einen „idealen“ Transformator mit folgenden Eigenschaften zugrunde:

1. Der magnetische Kreis sei vollständig geschlossen, Streuung der Kraftlinien zu vernachlässigen. Die magnetische Induktion sei der Stromstärke proportional, Hysteresis nicht vorhanden.

2. Die Wickelungen werden als widerstandslos betrachtet; in Wirklichkeit ist jedenfalls der Ohmsche Widerstand sehr klein gegenüber dem induktiven, wenn anders der Transformator einen guten Nutzeffekt haben soll.

Es seien n_1 und n_2 die Windungszahlen des Primär- bzw. des Sekundärkreises, i_1 und i_2 die Stromstärken; der magnetische Kraftfluß g setzt sich aus den Anteilen g_1 und g_2 zusammen, die von jedem der beiden Ströme für sich erzeugt werden. Es ist also:

$$g = g_1 + g_2 \dots \dots \dots (1)$$

und $g_1 = kn_1 i_1$ und $g_2 = kn_2 i_2 \dots \dots \dots (2)$

wo k eine von den Dimensionen des magnetischen Kreises abhängige Konstante.

¹⁾ Oberbeck, Wied. Ann. 26, 245 (1885).

Wir geben aus von der Spannung e_1 an der Primärspule des Transformators, welche mit einer Wechselstromquelle verbunden sei. Es sei

$$e_1 = \mathfrak{E}_1 \cdot \sin \omega t \quad \dots \quad (3)$$

Dann sind offenbar auch alle anderen oben genannten Größen Sinusfunktionen, deren Amplituden und Phasen näher zu bestimmen. Wir bezeichnen die einzelnen Amplituden durch die entsprechenden großen deutschen Buchstaben.

Zunächst ist, wenn der Widerstand der Primärwicklung zu vernachlässigen, in jedem Augenblicke e_1 entgegengesetzt gleich der von der Schwankung des Kraftflusses induzierten Gegenkraft: $-n_1 \delta g / \delta t$, also

$$e_1 = n_1 \delta g / \delta t \quad \dots \quad (4)$$

Daraus folgt [nach Gl. (37) in § 255]:

$$g = \mathfrak{G} \cdot \cos \omega t \quad \dots \quad (5)$$

und

$$\mathfrak{G} = \mathfrak{E}_1 / n_1 \omega \quad \dots \quad (6)$$

Der Kraftfluß ist also in seiner Phase um 90° hinter der primären EMK zurück; seine Amplitude ist nur von der primären EMK abhängig.

Die im Sekundärkreise induzierte EMK beträgt:

$$e_2 = -n_2 \cdot \delta g / \delta t \quad \dots \quad (7)$$

Vergleichung mit (4) und (3) ergibt:

$$e_2 = \mathfrak{E}_2 \cdot \sin \omega t \quad \dots \quad (8)$$

wobei

$$\mathfrak{E}_2 / \mathfrak{E}_1 = -n_2 / n_1 \quad \dots \quad (9)$$

Die induzierte EMK hat also eine der primären EMK entgegengesetzte Phase. Die Größen der beiden EMK verhalten sich wie die Windungszahlen. Man bezeichnet dieses Verhältnis als das „Übersetzungsverhältnis“ des Transformators.

Das Diagramm Fig. 839 stellt die gegenseitige Beziehung der drei Größen \mathfrak{E}_1 , \mathfrak{E}_2 und \mathfrak{G} für den Fall $n_2 / n_1 = 1/3$ dar.

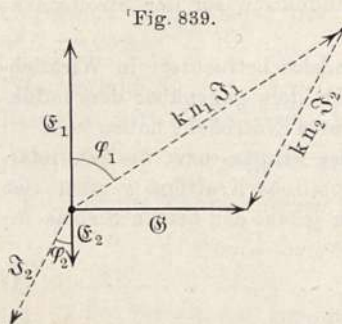


Fig. 839.

Daß \mathfrak{E}_1 und \mathfrak{E}_2 einander entgegengesetzt sind, läßt sich leicht an einem Transformator mit gleicher Primär- und Sekundärspule, also z. B. mittels der Doppelspule (Fig. 680) zeigen: Der Eisenkern wird eingesteckt und die Spule I mit Wechselstrom von etwa 60 Volt beschickt. Eine Glühlampe leuchtet gleich hell an Spule I, wie an II. Verbindet man nun ein Ende von II mit einem Ende von I, so herrscht zwischen den beiden noch freien Enden die Spannung $e_1 + e_2 = e$. Wenn e_1 und e_2 aber gleich groß sind und von entgegengesetzter Phase, so muß $e = 0$ sein. In der Tat bleibt die Lampe, wenn man sie an die freien Enden legt, dunkel.

Eine 4 Volt-Lampe dagegen leuchtet; es ist also e nicht genau gleich Null; Ursache hiervon ist die Kraftlinienstreuung, wegen deren e_2 etwas zu klein ausfällt.

Stromverhältnisse: Je nach der Art der Belastung des Sekundärkreises, also je nachdem dieser nur Ohmsche Widerstände oder aber Induktivitäten oder Kapazitäten enthält, kann die Phase von J_2 gegen \mathcal{E}_2 um einen zwischen 0 und 90° liegenden Winkel φ_2 nach vorwärts oder rückwärts verschoben sein. Ist J_2 gegeben, so bestimmt sich J_1 mittelst der Gleichungen (1) und (2). Die geometrische Summe der Vektoren $\mathcal{G}_1 = kn_1 \mathcal{I}_1$ und $\mathcal{G}_2 = kn_2 \mathcal{I}_2$ muß gleich \mathcal{G} sein. Wir tragen also an das freie Ende von \mathcal{G} die Strecke $kn_2 \mathcal{I}_2$ entgegengerichtet zu \mathcal{I}_2 auf, dann ist die dritte Dreiecksseite gleich $kn_1 \mathcal{I}_1$.

Größe und Phase des Primärstromes hängen also von der Belastung des Sekundärkreises ab.

Ist speziell der Sekundärkreis offen, also $J_2 = 0$, so wird

$$kn_1 \mathcal{I}_1 = \mathcal{G} = \mathcal{E}_1 / n_1 \omega \quad \text{oder} \quad J_1 = E_1 / kn_1^2 \omega.$$

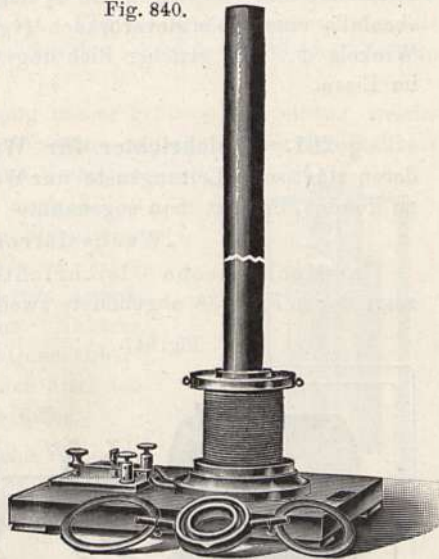
Es ist aber $kn_1 = g_1$ der von 1 Amp. im Primärkreis erzeugte Kraftfluß, also das Produkt aus Kraftfluß und Windungszahl $g_1 n_1 = kn_1^2 = L_1$ die Selbstinduktivität des Primärkreises, also $J_1 = E_1 / L_1 \omega$; d. h.: Der Transformator verhält sich bei offenem Sekundärkreis wie eine einfache Drosselspule. Die Phase wird $\varphi_1 = 90^\circ$.

Wird andererseits J_2 sehr groß, so wird das Dreieck immer spitzer und φ_1 nahezu gleich φ_2 . Die beiden Ströme haben dann fast entgegengesetzte Phase; trotz ihrer wachsenden Intensität bleibt der Kraftfluß derselbe, weil sich ja die beiden Anteile größtenteils aufheben.

Die entgegengesetzte Phase beider Ströme bei kurzgeschlossenem Sekundärkreis bewirkt gegenseitige Abstoßung der Stromleiter. Derartige Abstoßungen sind zuerst von E. Thomson¹⁾ untersucht worden; eine einfache Versuchsanordnung nach V. v. Lang²⁾ zeigt Fig. 840. Ein Kern aus Eisendrähnen ist am unteren Ende von einer dickdrähtigen Spule von etwa 150 Windungen umgeben, durch welche Wechselstrom oder unterbrochener Gleichstrom (vgl. Schluß des § 254) geschickt wird. Ein über den Eisenkern gelegter Ring aus Aluminiumdraht springt beim Einschalten hoch in die Luft oder bleibt

in gewisser Höhe schwebend. Hält man den Ring fest, so wird er rasch sehr heiß, da die induzierte Stromstärke mehrere 100 Amp. beträgt.

Fig. 840.



¹⁾ Nature 17, 145 (1889).

²⁾ Wien. Akad. Ber. (IIa) 102, 523 (1893). Ebendort eine Reihe anderer instruktiver Versuche. Eine exaktere Auffassung des Versuches: Das magnetische Feld des Eisenkernes nimmt infolge der Kraftlinienstreuung nach oben hin ab; wegen der entgegengesetzten Phase des Sekundärstromes im Ring ist das Feld für diesen ein negatives, er bewegt sich also so, daß er möglichst wenig Kraftlinien umfaßt (vgl. § 200, Satz A).

Energieverhältnisse: Die in den beiden Kreisen geleisteten elektrischen Arbeiten sind:

$$A_1 = E_1 J_1 \cos \varphi_1 \quad \text{und} \quad A_2 = E_2 J_2 \cos \varphi_2 \quad \dots \quad (10)$$

Aus dem Diagramm folgt, wenn man an Stelle der Amplituden die entsprechenden Effektivwerte setzt:

$$kn_1 J_1 \cos \varphi_1 = -kn_2 J_2 \cos \varphi_2 \quad \dots \quad (11)$$

Nach Gl. (9) ist:

$$E_1 n_2 = -E_2 n_1 \quad \dots \quad (12)$$

Multiplikation beider Gleichungen ergibt:

$$E_1 J_1 \cos \varphi_1 = E_2 J_2 \cos \varphi_2 \quad \text{oder} \quad A_1 = A_2 \quad \dots \quad (13)$$

Der Primärkreis nimmt also stets nur so viel Energie auf, wie im Sekundärkreis verbraucht wird.

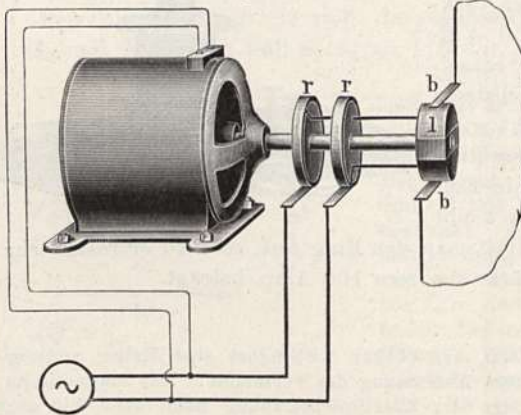
In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse etwas komplizierter, als in obiger vereinfachter Theorie angedeutet. Der Widerstand des Primärkreises erfordert, daß die EMK desselben außer dem zur Überwindung der Induktionswirkungen dienenden Anteil auch noch einen zur Überwindung des Widerstandes dienenden, also mit J_1 in gleicher Phase befindlichen Anteil besitzt. Der Vektor \mathfrak{E}_1 wird also in Wirklichkeit zwischen dem in dem Diagramm gezeichneten und demjenigen von \mathfrak{I}_1 liegen. Die magnetische Hysterisis bewirkt ebenfalls einen Energieverbrauch (vgl. § 213), also eine Verkleinerung des Winkels φ_1 . In gleicher Richtung wirken endlich auch die Wirbelströme im Eisen.

§ 261. Gleichrichter für Wechselstrom. Um an solchen Orten, deren städtisches Leitungsnetz nur Wechselstrom liefert, Gleichstrom erhalten zu können, benutzt man sogenannte

„Wechselstromgleichrichter“.

a) Mechanische Gleichrichter: Den einfachsten Typ eines solchen zeigt der in Fig. 736 abgebildete zweiteilige Kommutator eines Siemensschen

Fig. 841.



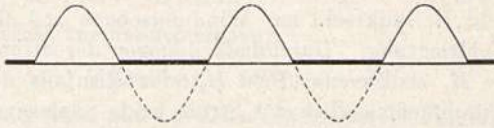
U-Ankers, welcher ja dazu bestimmt ist, den von dem Anker gelieferten Wechselstrom in einen pulsierenden Gleichstrom zu verwandeln.

Denkt man sich nun einen derartigen Kommutator auf der Achse eines Synchronmotors (s. w. u. § 264) befestigt (Fig. 841), und den beiden Halbzylindern rr den Wechselstrom mittels zweier Schleifringe rr zugeführt, so kann man den Schleifbürsten bb pulsierenden Gleichstrom (vgl. Fig. 737 u. 738) entnehmen.

Denkt man sich als Anker eines von Wechselstrom durchflossenen Elektromagneten statt eines weichen Eisenstückes einen permanenten Magneten,

so schwingt der Anker im Tempo des Stromes hin und her und kann einen Kontakt abwechselnd schließen und unterbrechen. In einer diesen Kontakt enthaltenden Leitung wird ein Wechselstrom, wenn die Unterbrechung gerade im richtigen Augenblicke erfolgt, nur während einer halben Schwingung fließen, während der anderen halben Schwingung unterbrochen sein; man erhält also intermittierenden Gleichstrom von dem in Fig. 842 angedeuteten Verlauf. Nach diesem Prinzip arbeitende Gleichrichter werden u. a. von Koch u. Sterzel in Dresden gebaut.

Fig. 842.



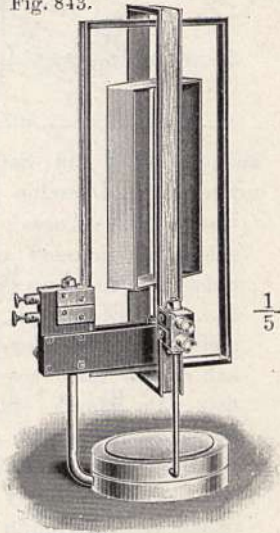
Endlich wäre zu den mechanischen Gleichrichtern noch die Verbindung eines Wechselstrommotors mit einer von diesem angetriebenen Gleichstromdynamo zu nennen, also gerade die Umkehrung des in § 247 beschriebenen rotierenden Umformers zur Verwandlung von Gleich- in Wechselstrom.

b) Ventilgleichrichter. Hiermit sind solche Anordnungen gemeint, welche infolge einer besonderen physikalischen Eigentümlichkeit des Stromkreises den Strom in einer Richtung besser hindurchlassen, als in der anderen; am besten wird der Nutzeffekt offenbar, wenn in einer von beiden Richtungen die Stromstärke praktisch gleich Null ist. Für die Praxis kommen namentlich zwei Arten in Betracht: die ältere ist die schon in § 189 beschriebene Grätzsche Aluminiumzelle.

Neuerdings gewinnt eine Anordnung immer größere Verbreitung, welche die Ventilwirkung des Lichtbogens im Vakuum zwischen einer Quecksilber- und einer Eiselektrode benutzt. Eine derartige Quecksilber-Eisen-Bogenlampe (vgl. auch § 252 und weiter unten Kap. XII) läßt den Strom nur hindurch, wenn das Quecksilber Kathode ist. Über die Einzelheiten der ziemlich komplizierten Anordnung kann hier nicht berichtet werden. Näheres findet man in der Fachliteratur ¹⁾. Die Quecksilberdampfgleichrichter zeichnen sich dadurch aus, daß sie so gut wie gar keiner Wartung bedürfen.

Als Ventilgleichrichter für schwache Wechselströme sind auch die in § 292 u. 293 beschriebenen Detektoren für elektrische Wellen zu betrachten.

Fig. 843.



§ 262. Zweiphasenstrom; Drehfeld. Für die Versuche dieses und des folgenden Paragraphen werden zwei bzw. drei rechteckige Drahtspulen von etwa 50 Windungen 0,5 mm dicken Drahtes gebraucht, die auf einen zur Vermeidung von Wirbelströmen an einer Stelle unterbrochenen Messingrahmen gewickelt sind. Wie Fig. 843, in der nur zwei Spulen zu sehen sind, zeigt, sind die Spulen an

¹⁾ Elektrot. Zeitschr. 1907—1910. Der Quecksilberdampfgleichrichter wird in Deutschland von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft hergestellt.

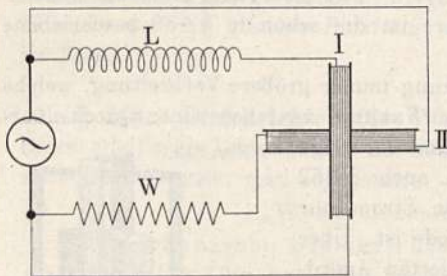
flachen runden Metallfüßen so befestigt, daß sie sich übereinander schieben und ihre Windungsebenen beliebig gegeneinander neigen lassen. Die kleinste der Spulen trägt einen angespitzten Stahlstift zum Aufsetzen der weiter unten beschriebenen beweglichen Teile.

Erster Versuch: Wir stellen die Spulen *I* und *II* rechtwinklig zueinander und hängen auf die Spitze eine Magnetnadel. Wird durch die Windungen der Spule *I* ein Gleichstrom geschickt, so entsteht ein Magnetfeld H_1 senkrecht zur Windungsebene und die Magnetnadel stellt sich in die Feldrichtung. Durchfließt dagegen der Strom die Spule *II*, so entsteht ein zu H_1 senkrechtes Feld H_2 , das ebenfalls durch die Nadel angezeigt wird. Durchfließt endlich der Strom beide Spulensysteme zugleich, so entsteht ein resultierendes Feld von 45° Neigung.

Zweiter Versuch: Wir senden einen Wechselstrom durch die Spule *I*, die Nadel stellt sich parallel H_1 , doch kann die Polrichtung beliebig umgekehrt werden¹⁾. Ebenso erzeugt ein Wechselstrom in *II* ein Feld parallel H_2 , und endlich ein beide Spulensysteme hintereinander gleichzeitig durchfließender Strom ein unter 45° geneigtes Feld.

Dritter Versuch: Der Wechselstrom werde verzweigt (Fig. 844), ein Zweig durchfließt *I* und eine große Selbstinduktivität *L*, der andere durchfließt *II* und einen möglichst induktionsfreien Widerstand *W*. Z. B.:

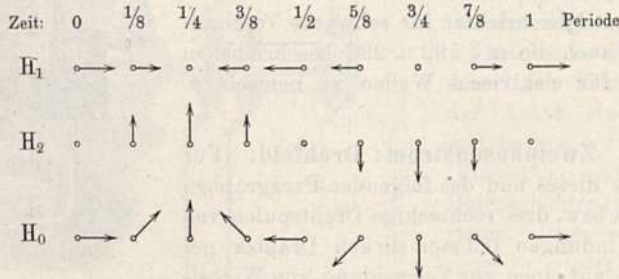
Fig. 844.



EMK der Maschine 120 Volt, $W = 41$ Ohm, $L = 0,13$ (eine der in § 220 benutzten Induktionsspulen), Periodenzahl $n = 50$, also $\omega = 2\pi n = 314$, $L\omega = 0,13 \cdot 314 = 41$, also Strom in beiden Systemen etwa $120/41 = 3$ Amp.

Der Strom in *I* ist jetzt gegen denjenigen in *II* um etwa $1/4$ Periode zurück (vgl. § 256, Satz A), so daß $i_1 = 0$, wenn i_2 sein Maximum hat und umgekehrt. Dasselbe gilt für die Felder. Das folgende Schema (Fig. 845)

Fig. 845.



¹⁾ Die Einstellung im Wechselfelde erklärt sich durch die geringe Vermehrung des Nadelmagnetismus während einer Feldrichtung und entsprechende Verminderung während der anderen. Es entsteht somit ein Kraftüberschuß in der Richtung, welche die Nadel anfangs gerade hatte.

zeigt den zeitlichen Verlauf der Einzelfelder H_1 und H_2 und des resultierenden Feldes H_0 : Die Feldrichtung H_0 läuft also im Kreise herum, H_0 ist ein „Drehfeld“¹⁾.

Beträgt die Phasenverschiebung exakt $\frac{1}{4}$ Periode, so bleibt die Intensität von H_0 unverändert. Ist nämlich:

$$H_2 = H \cdot \sin \omega t$$

und
$$H_1 = H \cdot \sin(\omega t - 90^\circ) = -H \cos \omega t,$$

so ist, da die beiden Felder senkrecht zueinander stehen:

$$H_0 = \sqrt{H_1^2 + H_2^2} = H \sqrt{\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t} = H.$$

Bei anderer Phasenverschiebung bzw. nicht gleicher Stärke beider Felder ist mit dem Umlauf noch eine Intensitätsänderung verbunden. Trägt man für jede Richtung die zugehörige Feldstärke als Länge auf, so erhält man als Diagramm eine Ellipse (Fig. 846) (vgl. in Bd. I, § 229, die Lissajouschen Figuren).

Die Existenz des Drehfeldes läßt sich durch eine (möglichst leichte) Magnetnadel nachweisen, welche mit dem Felde rotiert. Kehrt man die Zuleitungen zu einem der Spulensysteme um, so kehrt sich auch die Drehrichtung um.

Vierter Versuch (Fig. 843): In das Drehfeld wird ein auf der Stahlspitze schwebender, etwa 1 cm breiter, 1 mm dicker, geschlossener Kupfer-

Fig. 846.

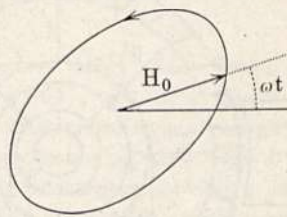
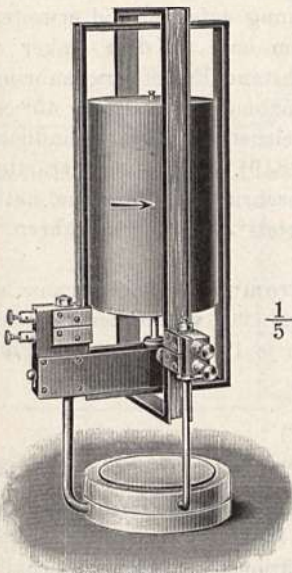
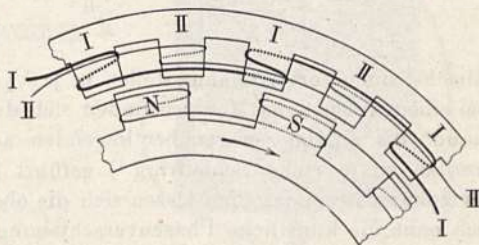


Fig. 847.



$\frac{1}{5}$

Fig. 848.



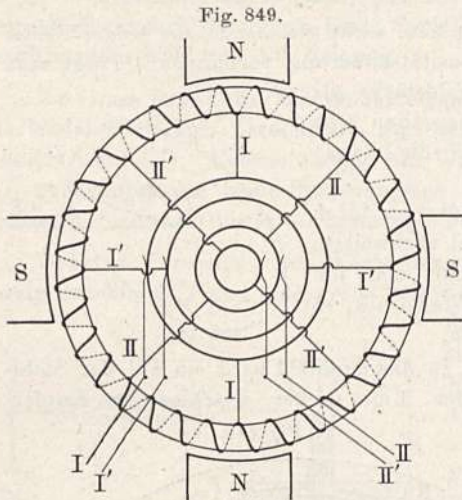
rahmen eingehängt; derselbe gerät in lebhaftere Rotation. Der Versuch stellt eine Umkehrung des Aragoschen Versuches in § 227 dar; das rotierende Feld erzeugt genau wie ein rotierender Magnet in dem Kupfer Induktionsströme, auf welche das Feld ablenkend wirkt. Denkt man sich statt des einfachen Kupferbügels deren viele, so erhält man die Anordnung Fig. 847, einen im Drehfelde rotierenden geschlossenen Zylinder aus dünnem Kupferblech;

der Boden enthält ein Loch zum Durchführen der Stahlspitze. Diese Anordnung stellt die einfachste Form eines „Drehfeldmotors“²⁾ dar (siehe weiter unten § 264).

¹⁾ Ferraris, Elektrot. Zeitschr. 9, 568 (1888). — ²⁾ Ferraris (l. c.) u. Tesla.

Hängt man den Zylinder an einem dünnen Draht oder Faden auf, so erfährt er eine konstante Ablenkung, welche dem Quadrate der Stärke des Drehfeldes, also dem Quadrate der Stromstärke proportional ist; diese Anordnung bildet die Grundlage der sogenannten Drehfeldmeßinstrumente; wegen der Notwendigkeit einer Vorschaltung von Widerstand und Induktivität zur Erzeugung der nötigen Phasenverschiebung können nach diesem Prinzip jedoch nur Voltmeter, keine Amperemeter gebaut werden.

Die oben beschriebene Methode der Erzeugung phasenverschobener Ströme ist wegen des Vorschaltwiderstandes unökonomisch. Praktischer ist die direkte



Erzeugung durch Verbindung zweier Wechselstromgeneratoren, die um $\frac{1}{4}$ Periode verschoben sind. Das einfachste Schema zeigt Fig. 848.

Der vom Erregungsstrom durchflossene Rotor hat halb so viel Spulen, wie der mit den Induktionsspulensystemen $I-I\dots$ und $II-II\dots$ versehene Stator der Maschine. Dann sind die im System I erzeugten Wechselströme denen in II um $\frac{1}{4}$ Periode voraus. Für Laboratoriumszwecke kann man die in Fig. 794 skizzierte Anordnung entsprechend erweitern, indem man an dem Anker des Gleichstrommotors Abnahmestellen in je $\frac{1}{2}$ Polabstand Entfernung anbringt; bei einem vierpoligen Motor befinden sich die Abnahmestellen also in 45° Abstand, die einander gegenüber liegenden auf gleichem Potential befindlichen werden zu je einem Schleifring¹⁾ geführt (Fig. 849). Mit einer derartigen Zweiphasenstrommaschine lassen sich die oben beschriebenen Versuche, natürlich ohne die künstliche Phasenverschiebung, mittels L und W ausführen.

§ 263. Dreiphasenstrom oder „Drehstrom“. In einer ganz der Fig. 843 entsprechenden Anordnung mit drei um 120° verdrehten Spulen I , II und III (Fig. 850) mögen drei Ströme mit um je 120° verschobener Phase fließen, also:

$$\begin{cases} i_1 = J \cdot \sin \omega t \\ i_2 = J \cdot \sin (\omega t + 120^\circ) \\ i_3 = J \cdot \sin (\omega t + 240^\circ) \end{cases}$$

Wie eine leicht auszuführende, aber etwas umständliche Rechnung zeigt, erzeugen auch diese Ströme ein Drehfeld, dessen Stärke gleich der 1,5 fachen des Einzelfeldes ist. Man muß also dieselben Rotationserscheinungen erhalten wie mit zweiphasigem Strom. Die Anordnung scheint zunächst komplizierter als diejenige in § 262, da sie ja statt zweier Stromkreise drei, statt vier Drahtleitungen also sechs zu enthalten scheint.

¹⁾ Die in der Figur konzentrisch gezeichneten Schleifringe haben in Wirklichkeit gleichen Durchmesser und sitzen auf der Achse nebeneinander, wie in Fig. 794.

Man kann jedoch mit drei Leitungen für die drei Ströme auskommen, weil dieselben die Eigentümlichkeit haben, daß ihre Summe stets gleich Null ist¹⁾.

Fig. 850.

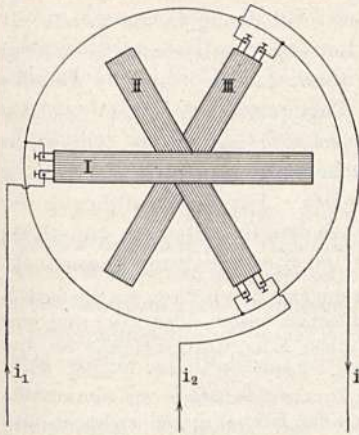
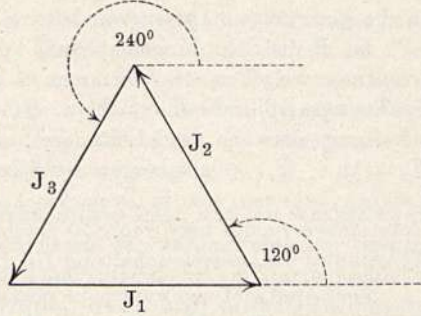


Fig. 851.



Zum Beweise dient des Vektor-diagramms (Fig. 851): die drei Stromvektoren bilden zusammen ein gleichseitiges Dreieck, ihre Resultante ist also Null.

Läßt man also die drei von i_1 , i_2 und i_3 durchflossenen Leitungen in einem Punkte 0 zusammentreffen (Fig. 852), so bleibt dieser auf konstantem

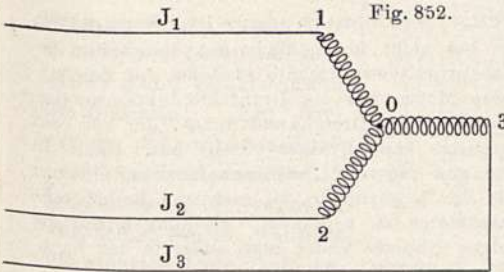


Fig. 852.

Fig. 854.

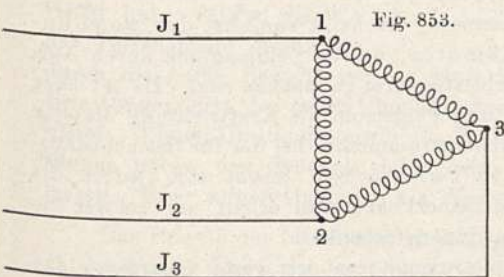
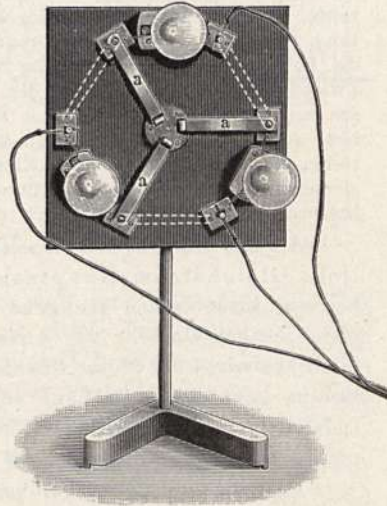


Fig. 853.



Potential. Man bezeichnet diese Schaltungsweise des Dreiphasen- oder „Drehstroms“

als „Sternschaltung“. Eine andere Anordnung, die „Dreiecksschaltung“, zeigt Fig. 853. Zur Erzeugung von Drehstrom muß man in ähnlicher Weise, wie in Fig. 849, drei Punkte eines Gleichstromankers, die um je $\frac{2}{3}$ Polabstand abstehen, mit drei Schleifringen verbinden.

¹⁾ v. Dobrowolski, Elektrot. Zeitschr. 12, 149 (1891).

Mit im Ganzen sechs Schleifringen kann man also aus einer einzigen Maschine 1-, 2- und 3-phasigen Wechselstrom erhalten¹⁾.

Fig. 854 zeigt eine Anordnung mit drei Lampen zur Demonstration der Stern- und Dreiecksschaltung; durch Umlegen der kleinen Schalthebel *aaa* in die punktierte Lage verwandelt man die erste Schaltung in die zweite.

Ist *E* die Spannungsamplitude in jeder Leitung, so herrscht bei Sternschaltung zwischen den Klemmen 1 und 0 (bzw. 2 oder 3 und 0) dieselbe Spannungsamplitude $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_3 = \mathcal{E}$. Dagegen hat man bei Dreiecksschaltung zwischen zwei Leitungen, etwa zwischen 1 und 2, die Amplitude $\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$, welche wegen der Phasenverschiebung größer ist als \mathcal{E} . Die Lampen brennen also in Dreiecksschaltung heller. Für die Ausführung des Rotationsversuches nach Fig. 850 ergibt sich nach dem Gesagten als günstigste Anordnung die Dreiecksschaltung (in der Figur ist Sternschaltung gezeichnet).

Bedeutend kräftiger werden die Wirkungen, wenn man durch Eisen das Spulenfeld verstärkt, also etwa auf einen aus Drähten oder Blechen bestehenden Eisenring eine fortlaufende Wickelung, wie bei einem Grammeschen Ring, aufbringt und an drei Stellen in je 120° Abstand den Drehstrom zuführt. Jeder an einem Faden leicht beweglich aufgehängte Metallgegenstand fängt im Innern des Ringes an zu rotieren.

Ein aus Eisen oder Kupfer hergestellter massiver Kreisel gerät zwischen den Fingern zunächst lose aufrecht gehalten in rasche Drehung und läuft dann frei auf der Spitze weiter. In dieser Weise wird die Rotation der auf eisernen Schiffen neuerdings gebräuchlichen Kreiselkompass unterhalten.

§ 264. Wechselstrommotoren. Vorbemerkung: Die Konstruktion

eines brauchbaren Wechselstrommotors hat nicht unerhebliche Schwierigkeiten bereitet, das Anwendungsgebiet des Wechselstroms war deshalb zunächst auf Beleuchtung beschränkt. Der erste brauchbare Motor war ein Drehfeldinduktionsmotor; die Folge war die baldige weite Verbreitung des Dreiphasenstromes, der vor dem Zweiphasenstrom den Vorteil der Ersparnis eines Drahtes voraus hat. Nachdem die neuere Technik jedoch eine Reihe von Motoren für Einphasenstrom erzeugt hat, scheint es angebracht, an Stelle der historischen die sachliche Reihenfolge treten zu lassen und mit dem Einphasenmotor zu beginnen. Es können nur die elementaren Prinzipien mitgeteilt werden; Näheres findet man außer in der Fachliteratur in Winkelmanns Handb. d. Physik, Bd. V.

Als der einfachste Wechselstrommotor erscheint zunächst der gewöhnliche Gleichstrom-Hauptschlußmotor, dessen Feldmagnete durch Aufbau aus Eisenblechen genügend wirbelstromfrei zu machen sind. Da bei einer gleichzeitigen Umkehr von Anker- und Feldstrom die Kraftrichtung dieselbe bleibt, so wirkt der Motor wie ein Gleichstrommotor; bei der für Beleuchtungszwecke gebräuchlichen Zahl von 50 Perioden/Sek. macht sich jedoch die Induktivität der Wickelung störend bemerkbar; man erhält nur schwer die nötige Amperewindungszahl auf den Magnetschenkeln.

Deshalb sind derartige Wechselstrommotoren erst ganz neuerdings für den Betrieb elektrischer Bahnen eingeführt worden, welche in einem nicht für Beleuchtungszwecke benutzten besonderen Leitungsnetz Strom von bloß 15 bis 17 Perioden/Sek. erzeugen²⁾.

Ebenfalls dem Gleichstrommotor nahe verwandt ist der sogenannte „Repulsionsmotor“³⁾; er unterscheidet sich im Bau von einem Gleichstrom-

¹⁾ Derartige Wechselstromgeneratoren für Laboratoriumszwecke werden von den meisten größeren elektrotechnischen Firmen hergestellt.

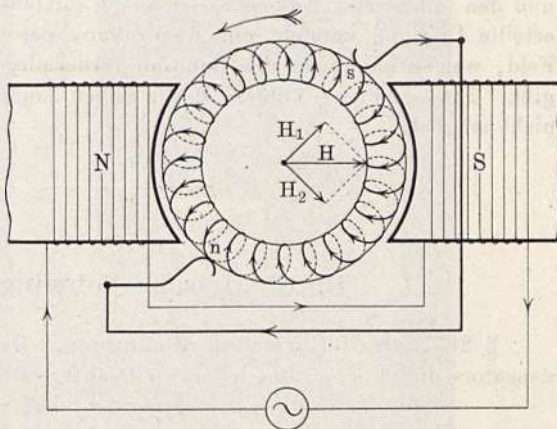
²⁾ B. G. Lamme (Westinghouse Co.), Elektrot. Zeitschr. 22, 983 (1902).

³⁾ E. Thomson, Electr. World (1887).

motor nur durch die Unterteilung der Magnete und die Verstellung der Bürsten unter 45 Grad (Fig. 855). Die Bürsten sind durch einen Draht kurzgeschlossen und der \sim -Strom wird bloß in die Feldmagnete geleitet. Wir denken uns das in einem bestimmten Augenblick herrschende Feld H in zwei Komponenten H_1 und H_2 parallel bzw. senkrecht zur Verbindungslinie der Bürsten zerlegt. Dann wirkt die Komponente H_1 in der durch Pfeile angedeuteten Richtung induzierend auf die Ankerwicklung; die Komponente H_2 wirkt drehend auf diese Induktionsströme, welche genau wie bei einem Transformator mit kurzgeschlossener Sekundärwicklung zu H_1 entgegengesetzte Phase haben also Pole n und s im Ankereisen erzeugen.

Synchronmotor. Aus dem Energieprinzip folgt, daß ein Wechselstrom-generator genau wie eine Gleichstromdynamo der aufgezwungenen Drehung einen Widerstand entgegensetzt; also muß auch umgekehrt ein hineingeschickter Wechselstrom eine Umdrehung hervorrufen; damit aber tatsächlich dieselben Bedingungen bezüglich der wirkenden Kräfte in jedem Moment eintreten, muß der vorher als Feldmagnet wirkende Teil Gleichstrom, der als Induktor wirkende Teil Wechselstrom

Fig. 855.



derjenigen Frequenz erhalten, wie er bei der gewollten Umlaufzahl von der Maschine als Generator erzeugt werden würde. Der Motor läuft also nur mit einer ganz bestimmten Tourenzahl. Ein derartiger „Synchronmotor“ muß künstlich „angedreht“ werden und läuft erst dann von selbst weiter, wenn er die richtige Tourenzahl erreicht hat, welche gleich der Periodenzahl dividiert

durch die halbe Polzahl ist; er läuft auch nur innerhalb einer gewissen Belastungsgrenze, bei deren Überschreitung er „außer Tritt fällt“ und stehen bleibt. Dieser Umstand, sowie die Notwendigkeit besonderer Anlaßvorrichtungen haben den Synchronmotor kein großes Verbreitungsgebiet erobern lassen. Über seinen Gebrauch als Wechselstromgleichrichter vgl. § 261.

Das Prinzip des tatsächlich einfachsten Wechselstrommotors, des „Drehfeldmotors“ oder „Drehstrommotors“ ist in Fig. 843 und 847 des § 262 und Fig. 850 des § 263 gegeben. Das Drehfeld erzeugt im Anker Induktionsströme und übt auf letztere ein Drehmoment aus, welches den Anker in Rotation versetzt. Zur Verstärkung des Feldes enthält der Anker einen Eisenkern; die Induktion findet in einer in Nuten oder Löchern des Kernes enthaltenen kurzgeschlossenen Kupferbewicklung statt, die im einfachsten Fall aus geraden Kupferstäben besteht, die an den beiden Stirnseiten durch je einen Ring verbunden sind („Käfiganker“). Die Feldmagnetwicklung liegt ebenfalls in Nuten. Bei größeren Motoren führen die Ankerdrähte zu Schleifringen, um außerhalb einen Anlaßwiderstand einschalten zu können.

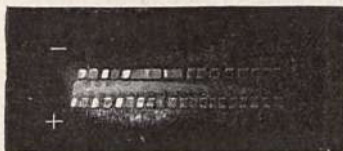
Ist nämlich der Anker kurzgeschlossen, so wirkt das Ganze zunächst wie ein Transformator mit kurzgeschlossener Sekundärspule, und es würde ein unzulässig starker Stromstoß entstehen. Außerdem aber wäre der Ankerstrom dem Feldstrom fast entgegengesetzt und das Drehmoment nach Symmetrie fast gleich Null; erst wenn der Anker sich dreht, tritt neben der zeitlichen auch eine genügende räumliche Winkelverschiebung der Felder ein, damit ein kräftiges Drehmoment entstehen kann. Größere Drehstrommotoren würden deshalb bei kurzgeschlossenem Anker unter Belastung kaum anlaufen; der Anlaßwiderstand bewirkt eine Phasenverschiebung, so daß trotz der Stromschwächung eine Vermehrung des Moments eintritt. Läuft der Anker mit gleicher Frequenz wie das Feld, so ist die Induktionswirkung ebenfalls Null und die Feldmagnete verhalten sich einfach wie ein Transformator bei offenem Sekundärkreis. Bei einer gewissen Tourenzahl, die unterhalb derjenigen des Feldes liegt, ist die Leistung am größten.

Schaltet man an einem laufenden Drehstrommotor einen der Drähte ab, so daß nur noch ein einfaches Wechselfeld übrig bleibt, so läuft der Motor dennoch weiter, bleibt aber stehen, wenn man ihn durch Bremsung über ein gewisses Maß belastet. Gibt man ihm einen genügenden Anstoß in entgegengesetzter Richtung, so läuft er ebenfalls weiter. In dieser Anordnung haben wir das Schema eines einphasigen „Induktionsmotors“. Im stillstehenden Zustande kann offenbar nach Symmetrie ein Drehmoment zwischen dem Felde und den induzierten Ankerströmen nicht entstehen. Durch eine von außen erteilte Drehung entsteht eine Verdrehung der Induktionsströme gegen das Feld, welche zu einem die Rotation fördernden Drehmoment Veranlassung gibt. Eine genauere Analyse des ziemlich komplizierten Vorganges ist hier nicht möglich.

B. Elektrische Schwingungen.

§ 265. Oszillatorische Entladungen. Daß die Entladung eines Kondensators durch einen gut leitenden Drahtkreis in einer gedämpften Schwingung bestehe, wurde im § 234 theoretisch abgeleitet und im folgenden zur Erklärung der Vorgänge im Ruhmkorffschen Induktor benutzt.

Fig. 856.



Der direkte experimentelle Nachweis der Kondensatorschwingungen gelang zuerst Feddersen im Jahre 1857¹⁾, indem er den Funken mittels eines rotierenden Spiegels photographierte. Fig. 856 zeigt eine der Feddersenschen Photographien. Man sieht, daß das in die Länge gezogene Funkenbild aus einer Anzahl in gleichen Abständen folgender Einzelentladungen besteht: daß es sich nicht um bloße Unterbrechungen, sondern um ein Hin- und Herschwingen handelt, folgt daraus, daß abwechselnd einmal die obere und einmal die untere Elektrode heller leuchtet. Es liegt dies an der in § 251 erwähnten Eigenschaft des Lichtbogens — und der Funke ist ein kurz dauernder Lichtbogen —, an der Anode heller zu leuchten. Der hellere

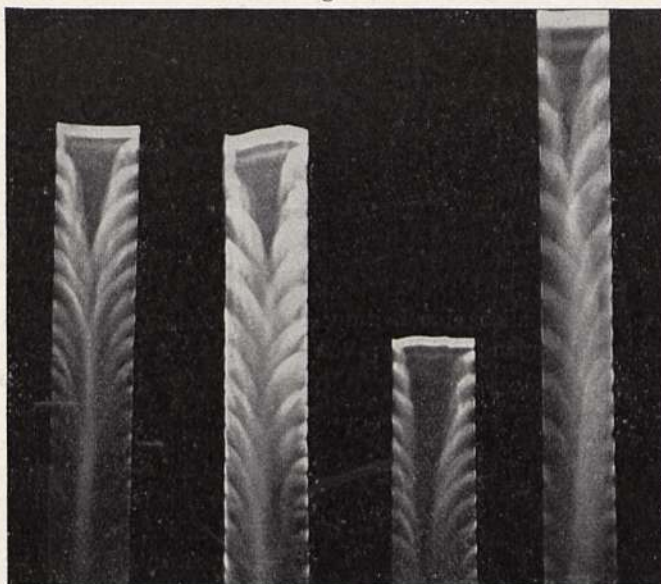
¹⁾ Pogg. Ann. 103, 70 (1858); 108, 500 (1859); 113, 437 (1862); 115, 342 (1862); 116, 132 (1862); 130, 439 (1867). Neudruck in „Ostwalds Klassiker“, 166.

Fleck entspricht also der jedesmaligen Anode. Die Resultate Feddersens stimmen mit der Thomsonschen Theorie im ganzen ziemlich überein.

Die Versuche Feddersens sind sehr häufig mit verbesserten Mitteln wiederholt worden, wobei die Thomsonsche Formel bis zu Schwingungszahlen von mehreren Millionen pro Sekunde genau bestätigt wurde¹⁾.

Fig. 857 zeigt einige neuere Photographien von Battelli²⁾, welche einige (übrigens auch schon auf Aufnahmen Feddersens sichtbare) interessante Details zeigen. Von der jedesmaligen Anode gehen gekrümmte leuchtende Streifen aus; da in der Figur die Zeit von oben nach unten fortschreitet, so besagt dies, daß das Leuchten der Funkenbahn an der Anode beginnt und allmählich nach dem Innern hin fortschreitet. Nach Untersuchungen von Schuster und Hemsalech³⁾ beträgt die Geschwindigkeit des Fortschreitens einige Kilometer in der Sekunde.

Fig. 857.



Mit verhältnismäßig einfachen Anordnungen lassen sich langsame Schwingungen demonstrieren, wie sie z. B. in der Sekundärspule eines Induktionsapparates auftreten, wenn eine Leidener Flasche angeschaltet ist; wie in § 259 durch den Versuch mit dem Resonanztransformator gezeigt ist, handelt es sich hier um Frequenzen von etwa 50 bis 100 Schwingungen pro Sekunde.

Zum direkten Nachweis der Schwingungen dienen unter anderem folgende Methoden:

a) Nach W. König⁴⁾ (Fig. 858). Mit der Sekundärspule eines größeren Induktoriums (in der Figur zu klein) ist eine Leidener Flasche verbunden; zum

¹⁾ U. a. Battelli und Magri, Phys. Zeitschr. 3, 539 (1902), 4, 181 (1903).

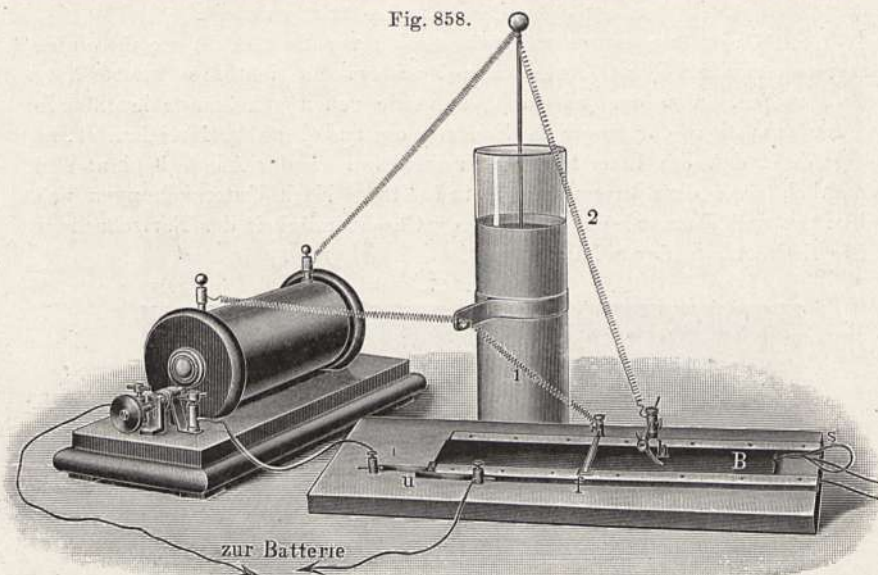
²⁾ Nach Righi-Dessau, „Die Telegraphie ohne Draht“, Braunschweig 1907.

³⁾ Phil. Trans. (A) 193, 189 (1899).

⁴⁾ Wied. Ann. 67, 535 (1899). Die hier beschriebene Versuchsanordnung weicht ein wenig von der Königischen ab. König benutzte die Methode auch zur Messung der Schwingungsdauer, indem er den Faden an der Zinke einer Stimmgabel befestigte, so daß die Figuren längs der Stimmgabelkurve entstanden.

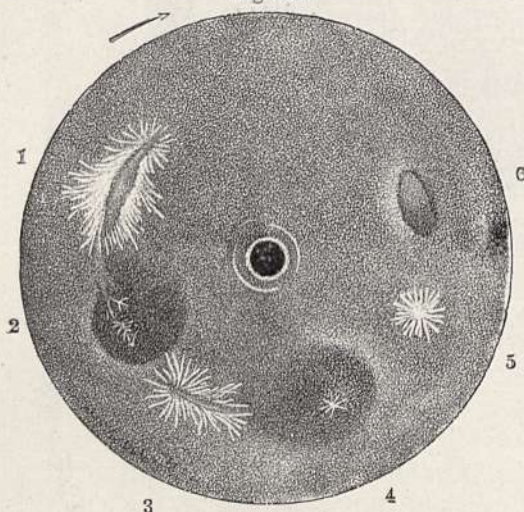
Nachweis der abwechselnd positiven und negativen Spannungen der Flasche dienen die Lichtenbergschen Staubfiguren (vgl. § 70), welche auf einer rasch bewegten Hartgummiplatte oder einem, mit einer dünnen Asphaltlack-schicht überzogenen Blech *B* erzeugt werden. Von der äußeren Belegung

Fig. 858.



der Flasche führt nämlich eine Leitung 1 zu einer am unlackierten Rande des Bleches schleifenden Feder *f*; von der inneren Belegung führt die

Fig. 859.

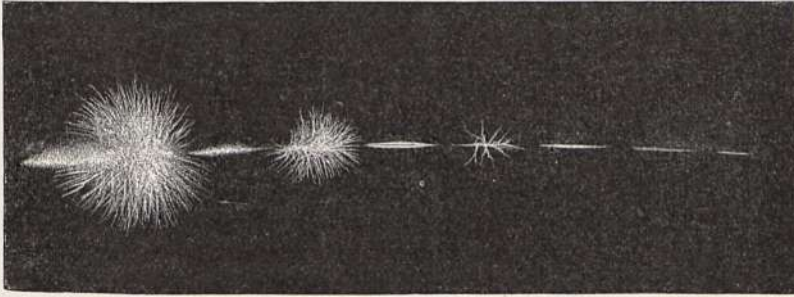


Leitung 2 zu einem die Lack-schicht lose berührenden ein wenig angefeuchteten kurzen Bindfaden oder Strohalm *h*. Bei *u* befindet sich eine Kontaktfeder, welche den Primärstrom unterbricht, wenn man durch kräftiges Ziehen an der Schlinge *s* das Blech fortzieht. Der Unterbrecher des Induktoriums selbst ist kurzgeschlossen. Die Schwingungen finden also während der Bewegung des Bleches statt und erteilen der Lackschicht abwechselnd positive und negative Ladungen, die nach Bestäubung der Schicht mit Schwefelmennigegemenge als

abwechselnd rote und gelbe Flecken sichtbar werden. Fig. 859 zeigt das Aussehen der Figuren, die in ähnlicher Weise auf einer rotierenden Hartgummi-scheibe entstehen. Auch auf der photographischen Platte erhält man sie (Fig. 860).

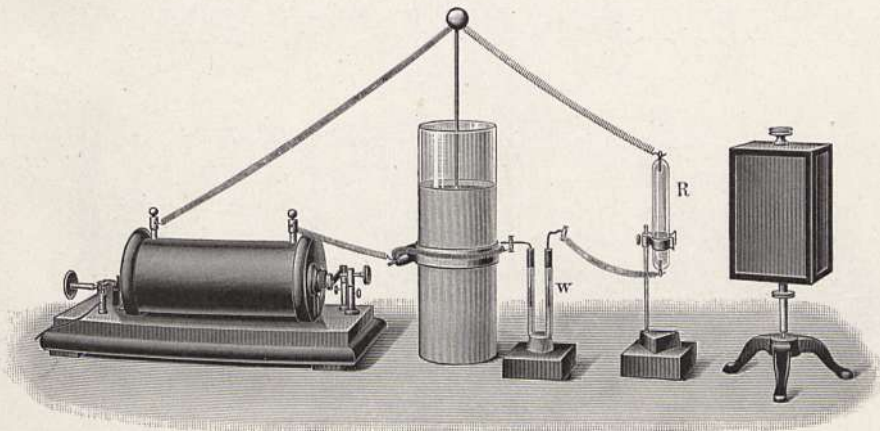
b) Mit Geisslerscher Röhre. Wenn ein elektrischer Strom durch eine mit verdünnter Luft (etwa $\frac{1}{2}$ mm Druck) gefüllte Röhre fließt, so entsteht eine Lichterscheinung (Näheres siehe weiter unten Kap. XII), welche ohne weiteres die Richtung des Stromes erkennen läßt. Verbindet man

Fig. 860.



eine solche Röhre zunächst mit den Elektroden einer Influenzmaschine, so sieht man, daß die Lichterscheinung die in einer der Figuren 862 skizzierte Gestalt hat: An der Kathode (der negativen Elektrode) eine blaue Licht-

Fig. 861.

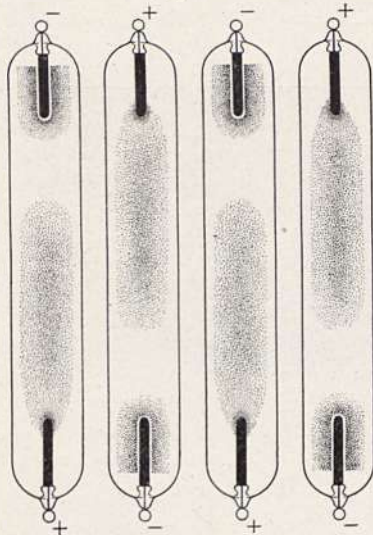


haut, von der Anode (der positiven Elektrode) ausgehend eine rote Lichtsäule, die von der kathodischen Lichthaut durch einen dunkeln Raum getrennt ist.

Man schaltet nun eine solche Röhre, wie in Fig. 861 angedeutet, nebst einem Flüssigkeitswiderstand w parallel zu der mit dem Induktorium verbundenen Leidener Flasche. Der Widerstand besteht aus einem Gemenge von Benzol und ein wenig Alkohol in einem engen Glasröhrchen, in welches Kupferdrähte eintauchen. Die passende, möglichst geringe Leitfähigkeit der Mischung ist durch Ausprobieren zu finden. Wenn der Induktor in Betrieb gesetzt ist und Schwingungen von genügender Amplitude stattfinden, so geht infolge des sehr hohen Widerstandes jedesmal nur ein ganz kleiner Bruchteil der Flaschenladung durch die Röhre und erregt diese zum Leuchten.

Im rotierenden Spiegel sieht man dann die in Fig. 862 angedeutete Lichterscheinung: Die Polrichtung wechselt regelmäßig ab.

Fig. 862.



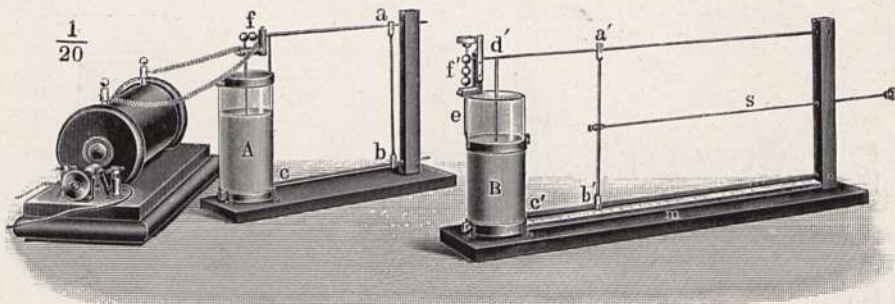
c) Mit Braunscher Kathodenstrahlröhre oder Glimmlichtoszillograph (s. weiter unten Kap. XII).

d) Mit Oszillograph (vgl. Fig. 714).

e) Mit Galvanometer. Nachweis sehr langsamer Schwingungen von 1 bis 2 Sek. Dauer mittels Galvanometers nach O. Wiener¹⁾ erfordert sehr große Mittel und kann hier nur erwähnt werden.

§ 266. Resonanzversuch nach Lodge, Einfluß der Dämpfung. Die Eigenschaften sehr rascher Schwingungen werden hauptsächlich indirekt durch Beobachtung von Resonanzerscheinungen untersucht. Am einfachsten ist die in Fig. 863 dargestellte Anordnung von O. Lodge²⁾: Eine Leidener Flasche *A* ist mit einem Induktorium verbunden, ihr Schließungskreis besteht aus einer Funkenstrecke *f* und einem rechteckigen Bügel *abc* aus etwa 4 mm dickem Kupferdraht. Das federnd anliegende Querstück *ab* läßt sich durch ein solches aus anderem Material ersetzen (siehe weiter unten).

Fig. 863.



Eine zweite Flasche *B* von ganz gleicher Beschaffenheit ist durch einen ähnlichen Kreis *d'a'b'c'* geschlossen, der jedoch keine Funkenstrecke enthält; das Querstück *a'b'* ist mittels der Stange *s* längs eines Maßstabes *m* verschiebbar. Die Flasche besitzt ferner einen zweiten Schließungskreis, der aus einem möglichst kurzen dicken Draht *e* und der mikrometrisch verstellbaren Funkenstrecke *f'* besteht.

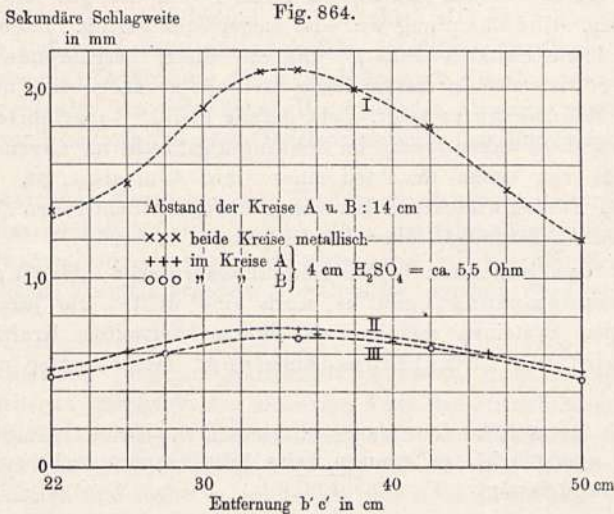
Erster Versuch: Wir stellen die Flaschen in 20 bis 30 cm Abstand so auf, daß die Drahtbügel einander parallel stehen, geben der Funkenstrecke *f* eine Länge von etwa 3 mm, *f'* eine Länge von etwa 1 mm. Während in *f* Funken übergehen, verschieben wir den Bügel *a'b'* und finden,

¹⁾ Phys. Zeitschr. 8, 752 (1907).

²⁾ Nature 41, 368 (1890).

daß in f' Funken entstehen, wenn die Länge des Schließungskreises von B mit derjenigen des Kreises von A einigermaßen übereinstimmt. In diesem Falle sind die beiden Kreise offenbar auf gleiche Schwingungszahl abgestimmt, d. h. in „Resonanz“, und die schwache Induktionswirkung von A auf B genügt, um dort eine große EMK hervorzurufen. Ist die Resonanzstellung erst gefunden, so lassen sich die Funken in f' auch noch bei größerer Entfernung der Flaschen beobachten.

Zweiter Versuch¹⁾: Wir bestimmen für eine Reihe verschiedener Stellungen des Bügels $a'b'$ die Schlagweite der Funken an f' , d. h. wir



schrauben jedesmal die Kugeln so weit zusammen, bis soeben Funken übergehen. Das Ergebnis zeigt die in Fig. 864 dargestellte „Resonanzkurve“ (Kurve I).

Dritter Versuch: Wir ersetzen den Kupferbügel im Kreise A durch eine mit verdünnter Schwefelsäure gefüllte Glasröhre von etwa 1,5 cm Weite mit verstellbaren Kupferzuführungen und nehmen wieder eine Resonanzkurve auf; wir erhalten die viel flacher verlaufende Kurve II; das Maximum liegt an derselben Stelle wie bei Kurve I.

Vierter Versuch: Wir vertauschen die Bügel ab und $a'b'$, so daß jetzt der Kreis B die Flüssigkeitssäule enthält. Die erhaltene Kurve (Kurve III) unterscheidet sich nicht merklich von Kurve II.

Aus den Versuchen folgt in Übereinstimmung mit der in § 234 entwickelten Theorie, daß durch den Widerstand des Kreises die Schwingungsdauer nicht merklich beeinflußt wird, denn die Resonanzstellung des Bügels bleibt ja dieselbe.

¹⁾ Die Anregung zur Verwendung des Lodgeschen Versuches zur Messung von Resonanzkurven bei veränderlicher Dämpfung entnahm Verfasser dem Buche: „Die elektrische Wellentelegraphie“ von O. Arendt. Für bloße Demonstration der Resonanz genügt es nach Lodge, die Funkenstrecke f' durch einen Stanniolstreifen zu bilden, der von der inneren Belegung aus über den Rand der Flasche hinweg bis auf einige Millimeter Abstand an die äußere Belegung führt.

Wenn also die Form der Resonanzkurve sich änderte, so kann dies nur an dem Einfluß der durch den Widerstand bewirkten Dämpfung liegen. In der Tat ergibt die (hier nicht entwickelbare) Theorie, daß die Resonanzkurve um so niedriger und gleichzeitig um so breiter, das Maximum also um so undeutlicher wird, je größer die Dämpfung in jedem der beiden Kreise.

Da es jedoch, wie die Theorie ergibt, nur auf die Summe der beiden die Dämpfung bestimmenden „Dekremente“ (vgl. § 234, Gl. 21) ankommt, so muß es gleichgültig sein, ob man den Widerstand in den Kreis *A* oder den Kreis *B* einführt, was durch obige Versuche bestätigt wird.

Beim ersten Versuch enthielt der Kreis *B* nur den gut leitenden metallischen Kreis, seine Dämpfung war also sicher sehr gering. Dagegen enthielt der Kreis *A* die Funkenstrecke *f*. Die von dieser herrührende „Funken-dämpfung“ ist also in diesem Falle fast allein maßgebend und, wie die Breite der Resonanzkurve zeigt, nicht gerade klein. Ausgeführte Messungen zeigen, daß die Funkenstrecke im Schwingungskreise im allgemeinen einem Widerstande von einem Bruchteil eines Ohm äquivalent ist. Von einem eigentlichen Funkenwiderstand kann man übrigens nicht reden (vgl. die entsprechenden Ausführungen über den Lichtbogen in § 251).

Außer den genannten beiden Dämpfungsursachen, der Ohmschen und der Funkendämpfung, gibt es noch eine dritte, die jedoch nur bei schwingenden Systemen mit weit im Raume verteiltem Kraftliniensystem merklich wird, die „Strahlungsdämpfung“ (siehe weiter unten § 283 und 284).

Wächst der Widerstand über einen gewissen Grenzwert hinaus, so wird die Entladung „aperiodisch“, es kommen keine Schwingungen mehr zustande. Der Grenzwiderstand beträgt: $W = 2\sqrt{L/C}$.

§ 267. Impedanzwirkungen; Stromverdrängung. Der Schließungskreis der Flasche *A* in Fig. 863 besaß eine Selbstinduktivität [nach Gl. (10) in § 230 berechnet] von rund 160 cm oder $L = 160/10^9 = 1,6 \cdot 10^{-7}$ Henry. Die Kapazität der Flasche betrug etwa 900 cm in cgs-Einheiten oder $C = 900/(9 \cdot 10^{20})$ CGS = 10^{-9} Farad = 1/1000 Mikrofarad. Also betrug die Frequenz $\omega = 2\pi/T = 1/\sqrt{LC} = 8 \cdot 10^7$. (Das sind rund 10 Millionen Schwingungen pro Sekunde.)

In dem Ausdruck für die Impedanz des Kreises [vgl. § 256, Gl. (15)]: $w' = \sqrt{w^2 + L^2\omega^2}$ ist also das erste Glied in einem metallisch gut leitenden Schließungskreise zu vernachlässigen, und es wird:

$$w' = L\omega = 1,6 \cdot 8 \cdot 10^{-7} \cdot 10^7 = 13 \text{ induktive Ohm.}$$

Wenn die Schlagweite der Funken 4 mm beträgt, so ist die maximale Spannung etwa $E = 15\,000$ Volt. Daraus folgt für die Stromamplitude:

$$J = E/w' = 1150 \text{ Amp.}$$

Der Strom nimmt also bei oszillatorischen Kondensatorentladungen ganz enorme Werte an; da aber außerdem die Stromstärke sich sehr rasch ändert, nämlich in etwa ein zehnmillionstel Sekunde von 1150 Amp. auf -1150 Amp., so ist es erklärlich, daß ganz enorme Induktionswirkungen entstehen; in der Tat ist ja die während der Schwingungen entstehende Spannungsamplitude

von 15 000 Volt an den Enden des Drahtbügels lediglich eine Wirkung der Selbstinduktion.

Aus dem Gesagten folgt, daß, wenn man derartig rasch oszillierende Ströme verzweigt, die Intensitäten der Zweigströme sich umgekehrt wie die Selbstinduktivitäten verhalten, während der Ohmsche Widerstand so gut wie keinen Einfluß auf die Stärke hat. Zur Demonstration dieses Verhaltens dient der folgende von Himstedt¹⁾ angegebene Versuch.

Die Leidener Flasche *A* der Fig. 863 wird mit einem möglichst rapide arbeitenden Unterbrecher am Induktorium gespeist (Hammerunterbrecher am Induktorium erfordert Benutzung einer größeren Flasche). Verbindet man nun eine Glühlampe²⁾ mit irgend zwei Punkten des Schließungskreises, so leuchtet sie auf, und zwar um so heller, je größer die (längs des Drahtbügels gemessene) Entfernung der Anschlußpunkte voneinander ist.

Hier geht also ein erheblicher Bruchteil des Stromes durch die Glühlampe, während sie doch für einen Gleichstrom durch den Bügel kurzgeschlossen sein würde.

Bei messenden Versuchen mit Hochfrequenzströmen hat sich ergeben, daß die Selbstinduktivität stets etwas kleiner, der Ohmsche Widerstand (etwa aus Dämpfungsmessungen bestimmt) stets beträchtlich größer erscheint, als die gewöhnlichen Formeln ergeben. Die Ursache besteht in der Erscheinung der

„Stromverdrängung“,

auch „Hautwirkung“ (englisch „skin-effect“) genannt. Es ist dies eine Wirkung der gegenseitigen Induktion der einzelnen Teile des stromführenden Leiters, welche dazu führt, daß der Strom mit zunehmender Frequenz immer mehr nach der Oberfläche hin gedrängt wird, so daß bei sehr hohen Frequenzen — 100 Millionen und mehr — schließlich nur noch eine dünne Oberflächenschicht des Drahtes den Strom leitet, während das Innere stromlos wird; die Widerstandsvermehrung ergibt sich daraus ohne weiteres. Die Verkleinerung der Selbstinduktivität ergibt sich dann aus dem Zusammenhang mit der elektromagnetischen Energie:

$$U_m = L \cdot J^2/2 \quad \text{oder} \quad L = 2 \cdot U_m/J^2.$$

Für einen runden Draht ist nämlich das Feld außerhalb des Drahtes unabhängig davon, ob der Strom den Draht ganz ausfüllt oder nur an der Oberfläche fließt, dagegen ist das Feld im Innern einer durchströmten Röhre gleich Null. Durch die Stromverdrängung wird also die Energie um den sonst im Innern des Drahtes befindlichen Anteil verkleinert. Einen einfachen Beweis für das Zustandekommen der Hautwirkung hat Stefan³⁾ gegeben, welcher zeigte, daß infolge der Induktionswirkungen der Strom stets das Bestreben erhält, sich so zu verteilen, daß die elektromagnetische Energie ein Minimum wird. Diese Bedingung ist aber für einen runden Draht, wie soeben gezeigt, erfüllt, wenn der Strom an der Oberfläche fließt. Die Wirkung tritt um so vollkommener ein, je besser die Leitfähigkeit. Sie ist bei sehr raschen Schwingungen für einen Kupferdraht sehr beträchtlich,

¹⁾ Wied. Ann. 52, 473 (1894).

²⁾ Lampen mit kurzem dicken Faden, also etwa 10 Kerzenlampen für etwa 16 bis 20 Volt Spannung, sind geeignet.

³⁾ Wied. Ann. 41, 400 (1890). Wien. Ber. (IIa) 99 (1890).

für einen Elektrolyten, etwa eine Röhre mit bestleitender Schwefelsäure, unmerklich.

Da die Stromverdrängung Widerstand vermehrend, also Energie verzehrend oder die Dämpfung vermehrend wirkt, so hat sich für die Praxis elektrischer Schwingungsversuche (namentlich für die drahtlose Telegraphie, s. weiter unten) die Notwendigkeit ergeben, die Verdrängung zu vermindern. Es geschieht dies nach F. Dolezalek¹⁾ dadurch, daß man an Stelle massiver Drähte verdrehte Litzen aus voneinander isolierten sehr dünnen Drähten nimmt. Da die einzelnen Drähte bald innen, bald außen liegen, so bleibt die Verteilung des Stromes eine gleichmäßige²⁾.

Hilfstafeln zur Berechnung der Widerstandsvermehrung finden sich bei J. Zenneck, Ann. d. Phys. (4) 11, 1135 (1903); ebendort eine sehr bequeme Näherungsformel: Es sei s der Widerstand eines ccm -Würfels, μ die Permeabilität, a der Drahradius in Centimeter, n die Schwingungszahl, so setze man:

$$m^2 = 8\pi^2\mu n/s$$

und erhält den Widerstand w_n für Schwingungen aus dem Gleichstromwiderstand w mittels der Gleichung:

$$w_n/w = 0,3525 ma + 0,277.$$

Die Formel ist gültig für $ma > 4$, reicht jedoch meist auch noch bis herunter zu $ma = 1$.

Für Kupfer ergibt sich speziell:

$$w_n/w = 0,0762 a \sqrt{n} + 0,277 \text{ (für } a \sqrt{n} > 5 \text{)}.$$

Ein Draht von $a = 0,2$ cm ergibt also bei $n = 10^7$ etwa $w_n/w = 50$. Der Gleichstromwiderstand des Flaschenkreises in Fig. 861 beträgt ungefähr $1/750$ Ohm. Für Schwingungen beträgt er demnach etwa $1/15$ Ohm. Das Dekrement beträgt demnach

$$w_n \cdot T/2L = w_n/2Ln = 0,07 \cdot 10^9 / (2 \cdot 160 \cdot 10^7) = 0,02.$$

Einen Demonstrationsversuch zum Nachweis der Stromverdrängung gibt Zenneck³⁾ folgendermaßen an: Zwei Luftthermometer enthalten Drähte von gleichem Widerstande, aber verschiedenem m (z. B. ein Cu- und ein Fe-Draht); dann bringt ein Gleichstrom in beiden hintereinander geschalteten Instrumenten denselben Ausschlag hervor. Ein oszillierender Strom dagegen, z. B. eine Flaschenentladung, gibt in dem mit Eisendraht versehenen Instrument den größeren Ausschlag.

Auf einen Punkt, der leicht zu Irrtümern Veranlassung gibt, möge hier noch besonders hingewiesen werden: Es ist stets strenge zwischen dem Ohmschen Widerstand w_n und der Impedanz $w' = \sqrt{w_n^2 + L\omega^2}$ zu unterscheiden. Für die Stromamplituden ist w' maßgebend. Für den Energieverbrauch dagegen, also für Wärmeentwicklung, Dämpfung usw. kommt w_n in Betracht; die Wärmeentwicklung ist stets gleich $J^2 w_n$. Nehmen wir z. B. bei dem Himstedtschen Versuch an, daß im Bügel $J = 1150$ Amp., in der Lampe ebenfalls gleich 1150 Amp. sei (es handelt sich um die Amplituden während der ja nur sehr kurze Zeit dauernden und von einer viel längeren stromlosen Zeit unterbrochenen Entladung), so findet doch die Wärmeentwicklung so gut wie allein in der Lampe statt, da für diese w_n viel größer als für den Bügel, während die w' etwa von gleicher Ordnung sind. Durch das Einschalten der Lampe wird also auch die Dämpfung der Schwingung vermehrt, obgleich doch die gesamte Impedanz des Schließungskreises kleiner geworden ist.

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 12, 1142 (1903). „Leitfaden d. drahtlosen Telegraphie“, Stuttgart 1909.

²⁾ Eingehende Studien über die Wirkung der Unterteilung des Drahtes hat R. Lindemann veröffentlicht. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 4, 561 (1911).

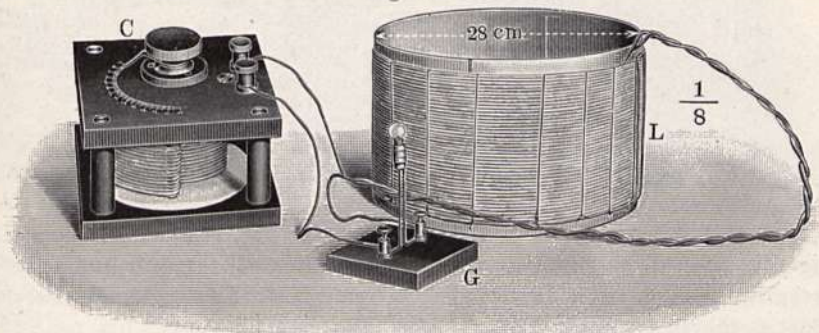
³⁾ „Elektromagnetische Schwingungen“, Stuttgart 1905.

§ 268. Frequenzmesser (Wellenmesser). Wenn bei dem Lodge'schen Resonanzversuch die Konstanten des sekundären Schwingungskreises, d. h. Kapazität und Induktivität bekannt sind, so läßt sich die Frequenz nach der Thomsonschen Formel berechnen. Ist also etwa ein Primärkreis gegeben, dessen Schwingungszahl unbekannt und wegen komplizierter Gestalt nicht berechenbar, so kann man ihn mit einem variablen und berechenbaren Sekundärkreis eichen, indem man diesen in Resonanz bringt und die zur Resonanzstellung gehörige Frequenz des Sekundärkreises berechnet oder an einer ein für allemal berechneten Teilung abliest. Hierauf beruht das Prinzip der „Frequenzmesser“ oder „Wellenmesser“,

für welche wohl zuerst J. Zenneck die theoretisch richtigen Formen angegeben hat. Dieselben sind namentlich für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie wichtig¹⁾, auch für rein physikalische Zwecke sehr brauchbar.

Fig. 865 zeigt eine für Demonstrationszwecke meist ausreichende einfache Anordnung. Der Apparat besteht aus einer Spule von berechenbarer

Fig. 865.



Induktivität (40 Windungen Drahtlitze auf einen Pappzylinder gewickelt, $L = 500\,000$ cm), einem variablen Kondensator C und einer kleinen Glühlampe G (Osramlampe, 2 Volt, 0,4 Amp.).

Der variable Kondensator besitzt eine erst neuerdings durch die Technik der drahtlosen Telegraphie gebräuchlich gewordene und in § 77 deshalb noch nicht beschriebene Form (nach Koepsel): Zwei Systeme von halbkreisförmigen Aluminiumplatten bilden die beiden Belegungen. Das eine Plattensystem ist drehbar und läßt sich zwischen die Platten des anderen Systems mehr oder weniger hineindrehen. Der abgebildete Kondensator gestattet eine Kapazitätsänderung von etwa 50 bis zu 1000 cm, die Änderungen sind ziemlich genau den Drehwinkeln proportional²⁾.

Das abgebildete System gestattet Messungen zwischen 10^5 und $4 \cdot 10^5$ Schwingungen pro Sekunde.

Zur Erweiterung des Meßbereiches kann die Spule gegen andere von größerer oder kleinerer Windungszahl vertauscht werden.

Bringt man die Spule in die Nähe eines Schwingungskreises, in solche Stellung, daß in ihr Ströme induziert werden, so macht sich die Resonanzstellung durch helles Glühen der Lampe bemerkbar. Die Messung wird um

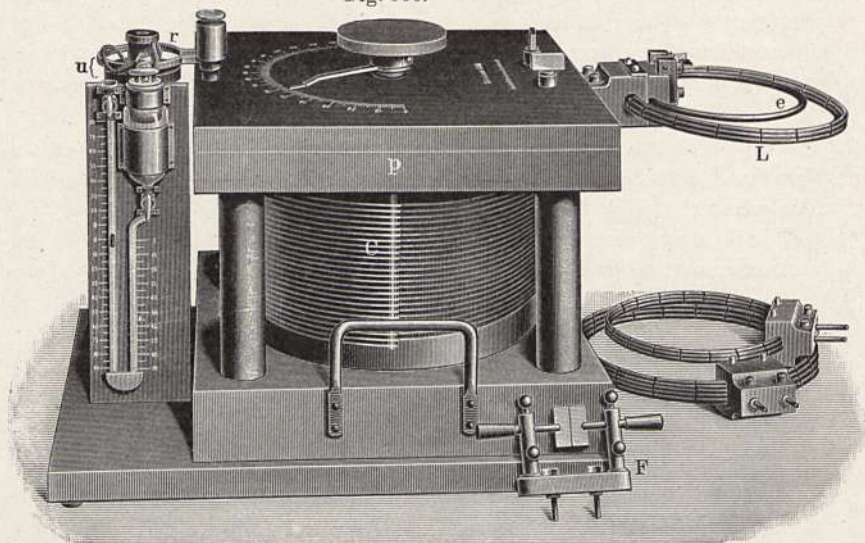
¹⁾ Slaby, Elektrot. Zeitschr. 24, 1007 (1903).

²⁾ Über eine neuere sehr kompendiöse Form (Glimmerplatten mit Stanniolbelag) von E. Huth (Berlin) siehe Phys. Zeitschr. 13, 36 (1912).

so genauer, je weniger Energie der Meßapparat der Schwingung entzieht. Man wird also die „Koppelung“, d. h. den Grad der gegenseitigen Einwirkung so lose zu wählen haben, daß die Lampe im Resonanzfall eben merklich glüht¹⁾.

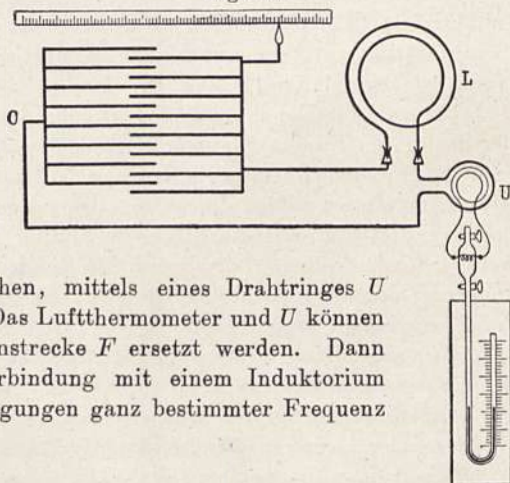
Für genauere Messungen ist hauptsächlich der Wellenmesser von Dönitz²⁾ oder prinzipiell ähnliche Anordnungen im Gebrauch. Fig. 866

Fig. 866.



zeigt die Ansicht, Fig. 867 das Schaltungsschema. Die gegen andere auswechselbare Induktivität L wird dem zu messenden Schwingungskreise entweder genähert, oder aber die Erregerschleife e , d. i. ein einfacher Drahtkreis, in diesen eingeschaltet. Zur möglichen Verringerung der Eigendämpfung des Apparates (siehe unten Anmerkung 1) ist das Meßinstrument, ein Hitzdrahtluftthermometer, nicht direkt eingeschaltet, sondern, wie in dem Schaltungsschema zu sehen, mittels eines Drahtringes U bloß induktiv gekoppelt. Das Luftthermometer und U können entfernt und durch die Funkenstrecke F ersetzt werden. Dann läßt sich der Apparat in Verbindung mit einem Induktorium auch als Erreger von Schwingungen ganz bestimmter Frequenz benutzen.

Fig. 867.



¹⁾ Die Lampe hat einen Widerstand von etwa 5 Ohm = $5 \cdot 10^9$ CGS. Also beträgt für eine mittlere Schwingungsdauer von $1/2 \cdot 10^{-6}$ Sekunden die Dämpfung $d = WT/2L = 5 \cdot 10^9 / (2 \cdot 2 \cdot 5 \cdot 10^9 \cdot 10^6) = 1/40$. Bei der Messung der Dämpfung des Primärkreises aus der Breite der Resonanzkurve ist also auf diese „Eigendämpfung“ Rücksicht zu nehmen.

²⁾ Elektrot. Zeitschr. 24, 920 (1903).

§ 269. Koppelungsschwingungen; Stoßerregung. Wenn zwei schwingende Systeme sehr eng miteinander gekoppelt sind, so wirken die im Sekundärssystem induzierten Schwingungen merklich auf das primäre zurück und vergrößern nicht nur dessen Dämpfung infolge der Energieentziehung, sondern verändern auch die Schwingungsdauer. Eine genauere Durchrechnung zeigt, daß die Schwingungsenergie abwechselnd ganz in das Sekundärssystem hinüber- und wieder in das Primärssystem zurückwandert. Es entsteht also in den beiden Schwingungskreisen ein Verlauf, wie in Fig. 868¹⁾ angedeutet. In der Akustik nennt man derartige abwechselnd zu- und abnehmende Schwingungszustände

„Schwebungen“.

Akustisch kommen die Schwebungen meist dadurch zustande, daß sich die Schwingungen zweier tönender Körper von etwas verschiedener Schwingungszahl über-

einanderlagern; umgekehrt läßt sich auch jede (wie in Fig. 868) periodisch zu- und abnehmende Schwingung als die Summe zweier Schwingungen von verschiedener Frequenz darstellen. Ein solcher Schwingungskreis muß sich also einem Resonator gegenüber so verhalten, als wenn in ihm gleichzeitig zwei Schwingungen von verschiedener Frequenz stattfänden; ein Frequenzmesser zeigt also zwei Resonanzmaxima an. Der Abstand der beiden Maxima hängt von dem bereits in § 230 definierten

„Koppelungsgrade“

ab, d. h. von der Größe: $k = M/\sqrt{L_1 L_2}$. k ist stets kleiner als 1. Haben die beiden Kreise die gleiche Eigenschwingung n , so haben die beiden

„Koppelungsschwingungen“

die Schwingungszahlen:

$$n_1 = n/\sqrt{1+k} \quad \text{und} \quad n_2 = n/\sqrt{1-k}.$$

Zum Nachweis der Koppelungsschwingungen kann die in Fig. 869 schematisch angedeutete Versuchsanordnung dienen:

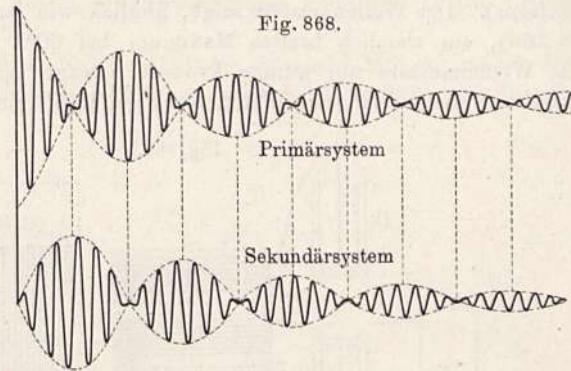
Aus zwei Leidener Flaschen C_1 und C_2 von je 2000 cm Kapazität und zwei Spulen I und II von je 100 000 cm Induktivität²⁾ sind zwei genau gleichgestimmte Schwingungskreise gebildet. In I ist ein Funkenmikrometer F eingeschaltet; durch ein Induktorium J mit rasch arbeitendem Unterbrecher werden in I gedämpfte Schwingungen erzeugt.

Kreis II kann mit I durch Nähern oder Entfernen der Spule II enger oder loser gekoppelt werden.

¹⁾ Fig. 868 u. 870 nach J. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie.

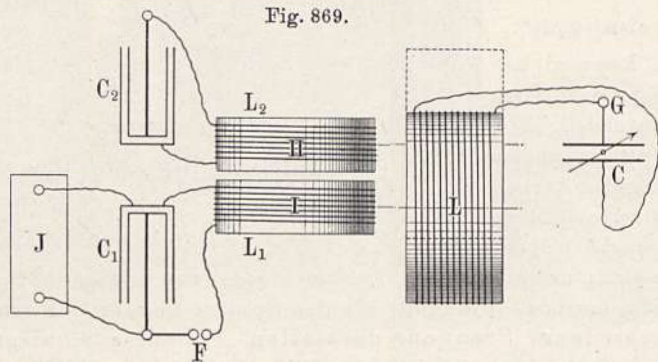
²⁾ Je 18 Windungen Litze von 1,5 qmm Querschnitt auf Pappzylinder von etwa 20 cm Durchmesser.

Fig. 868.



Die Spule L ($= 500\,000$ cm) eines Wellenmessers (G ist die Glühlampe, C der Drehkondensator von 50 bis 1000 cm Kapazität, vgl. Fig. 865) wird so aufgestellt, daß sie entweder symmetrisch zu I steht: Dann wirkt I nicht auf L ein und der Wellenmesser spricht nur auf die Schwingungen in II an. Oder L wird in die punktierte Lage, symmetrisch zu II , geschoben, dann mißt es nur die Schwingungen in I .

Erster Versuch: Kreis II ist entfernt, die Schlagweite in F etwa 1 bis 1,5 mm. L wird I parallel gestellt (also etwa an Stelle von II , aber weiter entfernt). Der Wellenmesser zeigt, ähnlich wie beim Lodgeschen Versuch (§ 266), ein ziemlich breites Maximum bei 60° . Da die Eigendämpfung des Wellenmessers nur wenige Prozent beträgt (vgl. S. 906, Anmerk. 1), so folgt, daß die Schwingungen in I stark gedämpft sind (Funkendämpfung).



Zweiter Versuch: Kreis II ist an seine Stelle gebracht, L steht wie in der Figur angedeutet. Bei Funkenlängen zwischen etwa 1 und 1,5 mm zeigt der Wellenmesser zwei ziemlich breite Maxima bei 40 und 80° an, während das Maximum bei 60° verschwunden ist. Verschiebt man L in die punktierte Stellung, so findet man auch jetzt beide Maxima, und zwar in derselben Stärke.

Die beiden Koppelungsschwingungen treten also in beiden Kreisen auf, wie Fig. 868 angeht.

Dritter Versuch: F werde auf etwa 0,5 mm verkleinert. Jetzt findet man in Kreis II auch noch ein schwächeres Maximum bei 60° ; in Kreis I dagegen nur diejenigen bei 40 und 80° .

Vierter Versuch: F wird auf 0,2 bis 0,1 mm verkleinert. Die Maxima bei 40 und 80° sind verschwunden; Kreis II zeigt ein scharfes Maximum bei 60° ; Kreis I ist fast unwirksam.

Die im letzten Versuch beschriebene Erscheinung ist zuerst von M. Wien¹⁾ beobachtet und folgendermaßen erklärt worden: Wenn im Verlaufe der Schwebungen die Amplitude im Primärkreise Null wird, so hängt es wesentlich von den Verhältnissen der Funkenstrecke ab, ob während der Dauer des Amplitudenminimums die Funkenbahn leitend bleibt oder nicht. Im ersteren Falle tritt ein Rückströmen der Energie in den Primärkreis ein und seine

¹⁾ Phys. Zeitschr. 7, 872 (1906), 9, 49 (1908); Ann. d. Phys. (4) 25, 625 (1908); Jahrb. d. drahtlosen Telegr. 1, 469 (1908).

Amplitude steigt wieder auf Kosten derjenigen des Sekundärkreises. Im zweiten Falle dagegen, der nach einer gewissen Zahl von Schwebungen stets eintritt, ist der Primärkreis völlig unterbrochen, die im Sekundärkreise angesammelte Energie schwingt in Form einer

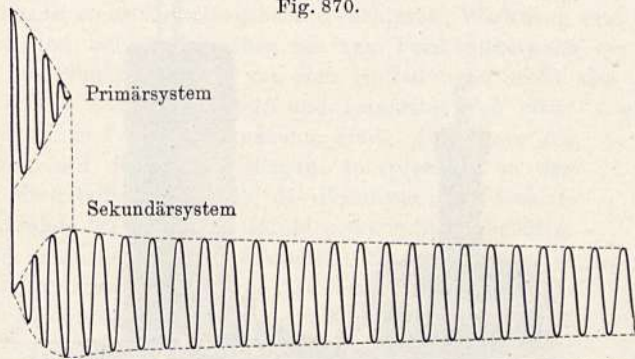
schwach gedämpften Schwingung

aus, und zwar mit der Eigenfrequenz dieses Kreises.

Die „Auslöschung“ des Funkens wird durch Verkürzen des Funkens wesentlich befördert. Deshalb tritt mit Verkürzung des Funkens zunächst die Eigenfrequenz neben den Koppelschwingungen im Kreise II auf (dritter Versuch).

Weitere Verkürzung des Funkens (vierter Versuch) läßt schließlich den Primärkreis schon nach dem ersten Minimum erlöschen (Fig. 870); die Energie

Fig. 870.



ist fast verlustlos in Kreis II übergegangen und schwingt dort langsam aus. Deshalb scharfe Resonanz des Wellenmessers, kräftige Wirkung trotz kleiner Amplitude (wegen der Kleinheit der Funkenstrecke), da ja der wenig gedämpfte Meßkreis Zeit hat, sich allmählich einzuschwingen; dagegen äußerst schwache Wirkung auf den Wellenmesser seitens der wenigen Schwingungen des Kreises I.

M. Wien bezeichnet diese Art der Erregung sehr schwach gedämpfter Wellen wegen ihrer Ähnlichkeit mit dem Anschlagen einer Glocke mit dem Hammer als

„Stoßerregung“.

Die Stoßerregung ist für die drahtlose Telegraphie (s. Kap. XI C) von fundamentaler Bedeutung geworden.

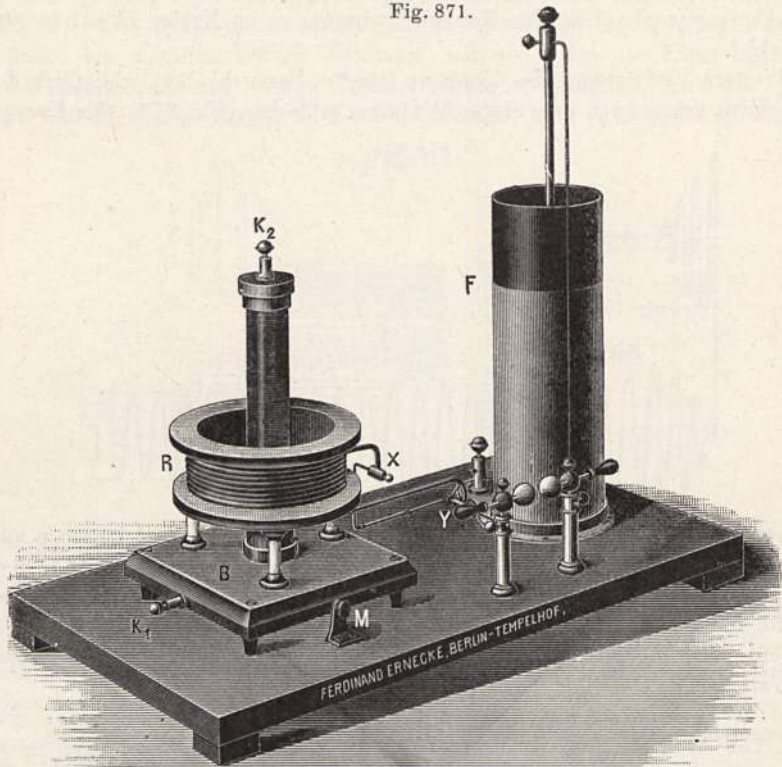
Über die zur Erzielung kräftigerer Wirkungen einzuhaltenden Bedingungen, wie Koppelungsgrad, Konstruktion der Funkenstrecke usw., muß auf die Originalliteratur verwiesen werden¹⁾.

§ 270. Hochfrequenztransformator (Teslatransformator). Damit ein Transformator einen guten Nutzeffekt gebe, d. h. die in den Primärkreis hineingesandte Energie möglichst vollständig ohne Verluste durch Joulesche Wärme an den Sekundärkreis übertrage, sind zwei Bedingungen zu erfüllen:

¹⁾ Siehe unter anderem: Espinosa de los Monteros, Jahrb. f. drahtlose Telegr. 1, 480 (1908); H. Rein, Phys. Zeitschr. 11, 591 (1910); Br. Glatzel, Verhandl. d. D. Phys. Gesellsch. 12, 590 (1910); H. Boas, Ebenda 13, 527 (1911).

Der induktive Widerstand ($L\omega$) muß groß gegen den Ohmschen sein, und letzterer muß klein genug sein, um keine unzulässige Erwärmung des Apparates aufkommen zu lassen. Bei niedrigen Frequenzen ist dies nur unter Verwendung relativ großer Drahtmassen und von Eisenkernen zur Vermehrung von L zu erreichen. Je höher die Frequenz, desto größer wird $L\omega$, und bei den hohen Frequenzen oszillatorischer Entladungen genügen schon wenige Windungen dicken Drahtes zur Erzielung eines großen Verhältnisses $L\omega/w$. Deshalb lassen sich mittels hochfrequenter Ströme verhältnismäßig

Fig. 871.



große Energiemengen mittels geringer Windungszahlen und ohne Eisen transformieren.

Fig. 871 zeigt einen solchen Hochfrequenztransformator¹⁾.

Die Primärspule R besteht aus wenigen Windungen dicken Drahtes, die Sekundärspule aus einer einzigen Lage dünnen Drahtes, der auf ein dünnwandiges Glas oder Hartgummrohr gewickelt ist. Schaltet man die Primärspule, wie in der Figur dargestellt, nebst einer Funkenstrecke i in den Schließungskreis einer Leidener Flasche F' ein, die von einem kräftigen In-

¹⁾ Derartige hochfrequente Wechselströme sind zuerst von N. Tesla erzeugt und untersucht worden; deshalb werden die zu ihrer Erzeugung dienenden Apparate auch als „Teslatransformatoren“ bezeichnet. Eine vereinfachte Anordnung wurde von Himstedt angegeben. Wied. Ann. 52, 473 (1894). Die hier beschriebene Konstruktion*) weicht von der ursprünglichen Himstedts in einigen Punkten ab.

*) Fabrikant: F. Ernecke, Berlin-Tempelhof. Die Flasche nebst Funkenstrecke ist auch für die Versuche des § 276 zu benutzen.

duktorium geladen wird, so entstehen an den beiden Enden K_1 und K_2 des Sekundärkreises lange zischende Lichtbüschel. Bei Erdableitung des unteren Endes werden die Büschel am oberen Ende größer.

Zur Beseitigung des störenden Geräusches und Lichtes ist die Primärfunkenstrecke i durch ein Pappkästchen abzuschließen.

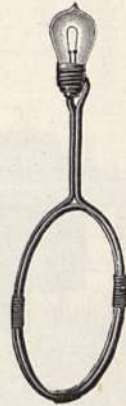
Das Übersetzungsverhältnis eines solchen Transformators ist nicht einfach proportional dem Verhältnis der Windungszahlen, weil die Sekundärspule eine bestimmte Eigenfrequenz hat; es genügt nämlich die elektrostatische Kapazität der Drahtoberfläche selbst, um der Spule eine Eigenschwingungsdauer von ähnlicher Größe zu geben, wie diejenige des Flaschenkreises. Man erhält deshalb bei geeigneter Dimensionierung der Spule kräftige Resonanzwirkungen. Wir kommen hierauf weiter unten (§ 276) nochmals zurück. P. Drude¹⁾ hat Tabellen und Formeln für die Berechnung der Spulen gegeben.

Nimmt man einen Metallgegenstand (Schlüssel, Werkzeug und ähnliches) in die Hand und nähert denselben bis zum Funkenübergang der strahlenden Spule, so empfindet man von den Entladungen nicht das geringste, während Funken ähnlicher Länge und Intensität von einer Elektrisiermaschine höchst unangenehm sind. Läßt man die Funken direkt auf die Hand schlagen, so rufen sie an den getroffenen Hautstellen ein Gefühl des Brennens und Stechens hervor, während das gewohnte Gefühl elektrischer Erschütterungen auch jetzt fehlt. Die vorhandene Empfindung ist in der Tat lediglich eine Folge der in der Haut entwickelten beträchtlichen Stromwärme; läßt man die Funken durch ein lose um einen Draht gewickeltes Fließpapier schlagen, so gerät dieses in Brand. Die Unempfindlichkeit des menschlichen Organismus gegen hochfrequente elektrische Ströme ist nicht, wie bisweilen behauptet wurde, eine Folge der Stromverdrängung, denn in den elektrolytisch, also ziemlich schlecht leitenden Körpergeweben erfüllt der Strom den ganzen Querschnitt fast gleichmäßig, sondern sie läßt sich nur auf Grund bestimmter Annahmen über das Zustandekommen der elektrischen Nervenerregung erklären. Eine elektrochemische Erklärung von W. Nernst²⁾, die jedoch von seiten der Physiologen nicht unwidersprochen geblieben ist, hat noch die meiste Wahrscheinlichkeit für sich.

Auch auf niedrige Spannung lassen sich die Hochfrequenzströme transformieren; man entferne die dünnrädrige Sekundärspule und ersetze sie durch einen aus einer oder zwei Windungen bestehenden Drahttring mit angeschlossener Glühlampe (Fig. 872), den man der Primärspule nähert, bis die Lampe hell aufleuchtet.

Man darf den Effektivwert des induzierten Lampenstromes nicht gleich dem dieselbe Helligkeit erzeugenden Gleichstrom setzen, denn die einzelnen stark gedämpften Wellenzüge sind durch lange stromlose Zwischenräume — gleich der Zeit zwischen zwei Unterbrechungen des Induktors — getrennt. Es möge etwa eine einzelne Schwingung 10^{-6} Sek. dauern, nach 10 Schwingungen, also 10^{-5} Sek., möge die Entladung verlöschen und der Induktor

Fig. 872.



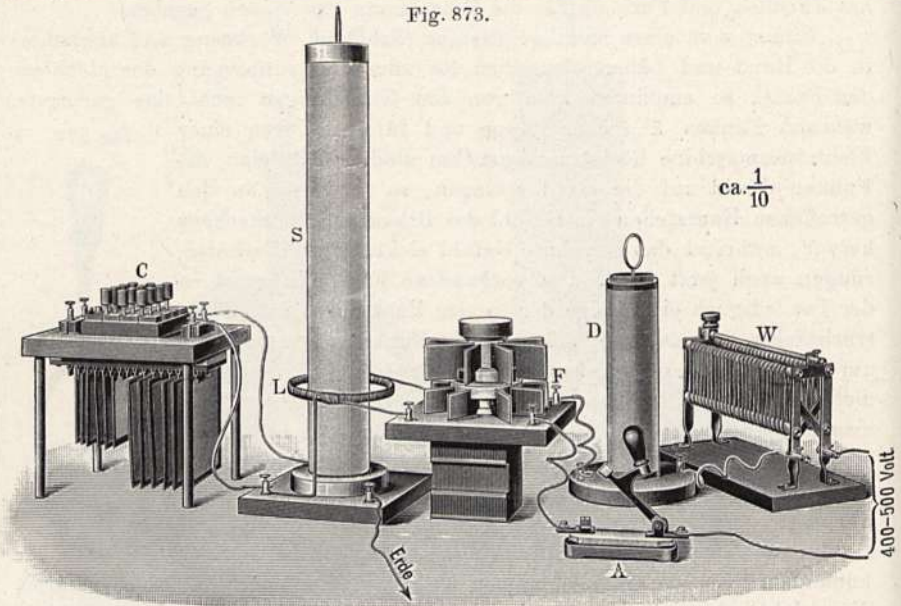
¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 9, 293 (1902).

²⁾ Archiv f. ges. Physiol. 122, 275 (1908).

50 Unterbrechungen pro Sekunde machen. Dann fließt also der Strom nur während $50 \cdot 10^{-5} = 1/2000$ der Gesamtzeit; es muß also J^2 etwa 2000 mal oder J etwa $\sqrt{2000} = 45$ mal stärker sein, als ein Gleichstrom, der denselben Glüheffekt bewirkt.

§ 271. Hochfrequenzfunkenstrecke. Wie am Schluß des vorigen Paragraphen gezeigt, finden die Schwingungen bei gewöhnlichem Induktorbetrieb nur während eines sehr kurzen Bruchteiles der zwischen zwei Unterbrechungen des primären Induktorstromes verfließenden Zeit statt. Will man bloße Spannungswirkungen erzielen, also etwa lange Funken aus der Spule des Teslatransformators erhalten, so kommt es wenig auf die Dauer des Vorganges an. Für die Wärmewirkungen dagegen, die ja vom zeitlichen Mittel-

Fig. 873.



wert von J^2 abhängen, erscheint es vorteilhafter, die Zahl der Einzelentladungen möglichst zu erhöhen, wohingegen dann die Stärke der Einzelentladung verringert werden kann.

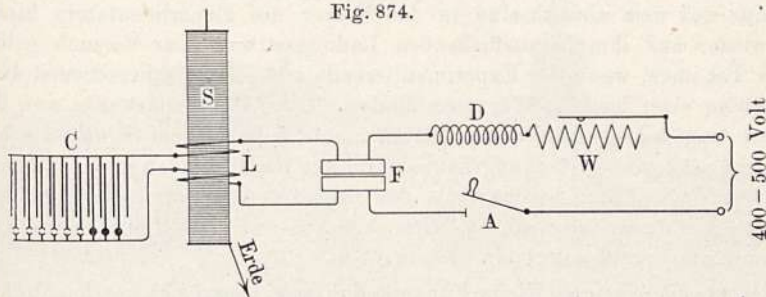
Einige Anordnungen dieser Art sind zuerst von E. Thomson, Fessenden, v. Lepel¹⁾ und anderen angegeben worden, spätere technische Ausführungen fußen auf den Forschungen M. Wiens über „Stoßerregung“ (vgl. § 269). Fig. 873 zeigt eine der v. Lepelschen nachgebildete Anordnung. Fig. 874 zeigt das Schema. Der Hauptteil, die Funkenstrecke F , besteht aus zwei genau eben geschliffenen dicken Kupferplatten, die durch eine sehr dünne ($1/10$ bis $1/20$ mm) Zwischenlage aus Papier getrennt sind. Zur rascheren Abführung der Stromwärme dienen radial angelötete Blechstreifen. Verbindet man die Platten, nachdem das Papier an einer Stelle zur ersten Einleitung des Stromes ein wenig angefeuchtet ist, mit einer Gleichstromspannung von 400 bis 500 Volt unter Zwischenschaltung des Ausschalters A ,

¹⁾ Literatur bei H. Rein, Phys. Zeitschr. 11, 591 (1910).

des Widerstandes W (etwa 300 Ohm), der Drosselspule D^1), so geht der Strom zwischen den Platten in Gestalt eines Lichtbogens über. Legt man dagegen parallel zu den Platten einen „Schwingungskreis“, aus einer Kapazität C und einer Induktivität L bestehend, so erhält man bei passender Abmessung einen Strom von unzählbar rasch aufeinander folgenden Funken.

Wegen der Kleinheit der Funkenspannung an F kann die Kapazität C an Stelle der umfangreichen Leidener Flaschen aus Glimmerplatten von etwa 0,15 mm Dicke bestehen, die beiderseits mit Stanniol beklebt und mit einer Stöpselvorrichtung beliebig ein- und ausschaltbar sind²⁾. Der abgebildete kleine Apparat hat eine Kapazität von etwa 35 000 cm, ersetzt also etwa 17 der in Fig. 858 dargestellten großen Leidener Flaschen. Die Induktivität L ist möglichst klein zu wählen; sie besteht nur aus drei (zweimal $1\frac{1}{2}$) Windungen.

Fig. 874.



Die Entladung schlägt leicht in den Lichtbogen über, was am Aufhören der sekundären Wirkungen und am veränderten Geräusch zu erkennen ist. Wenn kurzes Aus- und Wiedereinschalten nicht hilft, so sind die Platten auf feinstem Schmirgelpapier auf ebener Unterlage neu abzuschleifen und die verbrannte Papierschicht zu erneuern.

Größere Betriebssicherheit bietet Wechselstrom von etwa 2000 Volt. Die Funkenstrecke kann dann bis etwa 1 mm vergrößert werden, der Papierbelag ist entbehrlich und der Abstand wird entweder durch eine Schraube oder durch Glimmerringe reguliert.

Eine Schätzung der Funkenzahl läßt sich folgendermaßen ausführen: Der Strom in der Zuleitung betrage etwa 2 Amp. Wenn die Kapazität $C = 9000 \text{ cm} = 10^{-8}$ Farad auf 440 Volt geladen wird, so ist die Ladung gleich $440 \cdot 10^{-8}$ Coulomb. Ein Strom von 2 Amp. = 2 Coulomb/Sekunden ladet den Kondensator also $2 \cdot 10^8 / 440 =$ rund 450 000 mal pro Sekunde. Da der Schwingungskreis selbst 10^6 bis 10^7 Schwingungen macht, so ist selbst bei starker Dämpfung der Abstand zwischen den einzelnen Entladungen nur ein kleines Vielfaches der Schwingungszahl.

Erster Versuch: Eine in L hineingestellte, unten zur Erde abgeleitete „Sekundärspule“ S gibt an ihrer oberen Spitze wahre Flammengarben. Ein hineingehaltenes Papierstück wird sofort entzündet. Verändert man die

¹⁾ Die Drosselspule bewirkt, daß der Strom in der Zuleitung trotz der starken Spannungsschwankungen bei F fast konstant ist. Außerdem bewirkt sie einen maximalen Spannungsanstieg bei F bis fast zum doppelten Werte der angelegten Gleichstromspannung.

²⁾ Die auf S. 905, Anm. (2) erwähnten variablen Glimmerdrehkondensatoren von E. Huth dürften hier gut brauchbar sein.

Frequenz des Schwingungskreises, etwa durch Ändern der Kapazität, so findet man, wenn überhaupt, nur ein sehr schwach ausgeprägtes Resonanzmaximum für die Stärke der sekundären Wirkung. Die Dämpfung der primären Schwingungen ist also sehr groß (vgl. § 266); in der Tat hat nähere Untersuchung gezeigt, daß hier „Stoßerregung“ vorliegt (vgl. § 269); im Funken kommt überhaupt nur die erste oder nur wenige Schwingungen zustande und dann schwingt der Sekundärkreis allein weiter.

Zweiter Versuch: Eine Glühlampe (Osram 220 Volt, 16 Kerzen) ist einerseits mit einem Messingstab als Handhabe, andererseits mit einem kurzen Drahtstück verbunden (s. weiter unten Fig. 879 b). Nimmt man den Stab in die Hand und nähert das Drahtende der strahlenden Spule, so springt der Flammenbogen auf den Draht über und die Lampe glüht. Der Strom besteht hier nur aus dem abwechselnd in den Körper des Experimentators hinein- und wieder aus ihm herausfließenden Ladungsstrom. Der Versuch gelingt in der Tat auch, wenn der Experimentierende auf einem Isolierschemel steht.

Außer einer leichten Wärmeempfindung in der Hand spürt man von dem fast 0,1 Amp. betragenden Wechselstrom nichts, solange dem Strom, wie hier, eine genügend große Übergangsfläche durch die Haut geboten wird. Dagegen hüte man sich, irgend welche Teile des primären oder sekundären Schwingungskreises direkt anzurühren. Der kleinste auf die Haut übergehende Funkenstrom brennt sofort ein kleines Loch.

Dritter Versuch: Kleine Funkeninduktoren lassen sich mit der Funkenstrecke unterbrecherlos betreiben.

Der primäre Schwingungskreis L und C werde durch einen kleinen Funkeninduktor von 15 bis 20 cm Länge ersetzt, dessen Unterbrecher geöffnet ist. An Stelle von L tritt also die Primärspule, an Stelle von C der Kondensator des Induktors. Der großen Kapazität entsprechend ist jetzt die Zahl der Funken geringer, nämlich einige 1000 pro Sekunde. Man erhält an den Sekundärklemmen, ähnlich wie beim Wehneltunterbrecher, einen flammenartigen Funkenstrom, aus dessen pfeifendem Ton man die Funkenzahl leicht akustisch bestimmen kann¹⁾.

Vergleicht man diese Betriebsweise des Induktors mit der gewöhnlichen (mit Unterbrecher), so sieht man, daß die Energie bei Unterbrecherbetrieb zu Beginn des Vorganges als elektromagnetische Energie im Eisenkern, hier dagegen als elektrostatische im Kondensator aufgespeichert ist.

§ 272. Der oszillierende Lichtbogen; Dauerschwingungen. Im Jahre 1900 entdeckte Duddell²⁾, daß ein parallel zu einem Kohlelichtbogen

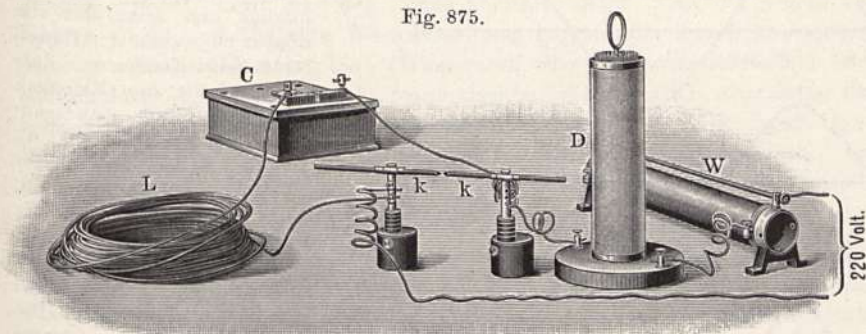
¹⁾ Der langsameren Funkenfolge entsprechend erzeugen diese Entladungen wieder die üblichen physiologischen Wirkungen. Berührung ist also zu vermeiden.

²⁾ Electrician 46, 269 u. 310 (1900); Phys. Zeitschr. 2, 425 u. 440 (1901); s. auch Peuckert, Elektrot. Zeitschr. 22, 467 (1901). Einen ausführlichen Bericht über Dauerschwingungen gibt H. Th. Simon im Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1, 16 (1907). Eine vollständige theoretische Diskussion im Anschluß an Untersuchungen von W. Kaufmann und von H. Th. Simon gibt H. Barkhausen in: „Das Problem der Schwingungserzeugung“, Leipzig 1907. Historisch sei noch bemerkt, daß E. Lecher bereits i. J. 1887 [Wien. Akad. Ber. (II) 95, 992] eine mit Fig. 875 ganz identische Schaltung beschrieb und induktive Wirkungen von L auf einen Sekundärkreis beobachtete; dem damaligen Stand der Kenntnisse entsprechend erklärte er den Vorgang als von einer Intermitenz des Bogens herrührend.

geschalteter, aus einem Kondensator von einigen Mikrofarad und einer mäßigen Selbstinduktion bestehender Schwingungskreis — für die Selbstinduktion genügen schon die unvermeidlichen Drahtverbindungen — unter gewissen Bedingungen in Schwingungen gerät, die sich durch einen pfeifenden Ton des Lichtbogens bemerkbar machen.

Erster Versuch (Fig. 875): Zwei Bogenlampenkohlen kk von etwa 6 bis 10 mm Dicke (keine Dochtkohlen!) sind unter Zwischenschaltung eines Widerstandes W und einer — eventuell entbehrlichen — Drosselspule D mit einer Stromquelle von möglichst hoher Spannung, also etwa 220 oder 440 Volt, verbunden. Der Strom wird bei einer Bogenlänge von 1 bis 3 mm auf etwa 1 bis 2 Amp. einreguliert.

Fig. 875.



Schaltet man jetzt den Schwingungskreis L und C parallel zum Bogen, so hört man ein pfeifendes Geräusch. Der Ton wird niedriger, wenn man die Kapazität oder die Selbstinduktion vergrößert. Besteht L aus 10 bis 20 m lose aufgewickelten Drahtes, so kann man durch harmonikaartiges Auseinander- und Zusammenschieben der Windungen den Ton heulend steigen und fallen machen.

In einem Spezialfalle betrug $C = 4,82$ Mikrofarad, als Induktivität diente die eine der Doppelspulen von Fig. 680 ohne Eisenkern, L berechnete sich aus den Dimensionen der Rolle zu $16,45 \cdot 10^{-3}$ Henry, also würde nach der Thomsonschen Formel die Schwingungszahl betragen müssen: $T = 2\pi\sqrt{LC} = 1/565$ Sekunden. Akustisch ergab sich durch Vergleichung mit einer Normalstimmgabel eine Schwingungszahl von 543. Die Schwingungen sind also etwas langsamer, als der Thomsonschen Formel entspricht¹⁾.

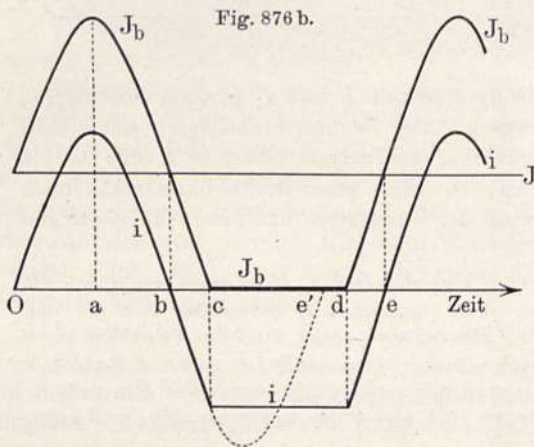
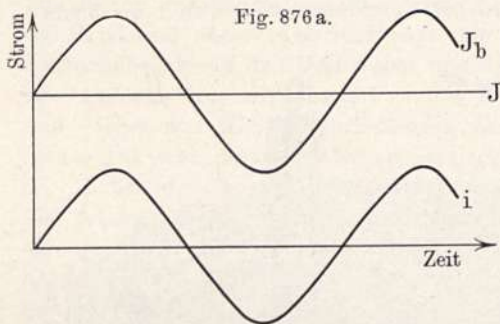
Nähere Untersuchungen²⁾ haben ergeben, daß man je nach Wahl der Bestimmungsstücke, wie Stromstärke, Widerstand, Kapazität und Induktivität, drei verschiedene Arten von Schwingungen zu unterscheiden habe, die man als Schwingungen erster, zweiter und dritter Art bezeichnet.

Erster Art sind solche Schwingungen, bei welchen die Stromamplitude im Sekundärkreise kleiner ist als der Gleichstrom im Hauptkreise; der Strom im Bogen J_b , welcher gleich der Summe des durch die Drosselspule fast konstant gehaltenen Hauptstromes J und des Schwingungsstromes i ist, behält also dauernd gleiche Richtung; die Schwingungen sind dem Gleichstrom überlagerte Sinuswellen, die der Thomsonschen Formel folgen (Fig. 876 a). Man erhält solche Schwingungen bei Einschaltung von genügend hohem Widerstand in den Schwingungskreis.

¹⁾ Vgl. unter anderem S. Meisel, Phys. Zeitschr. 4, 532 (1903) und 5, 550 (1904).

²⁾ H. Th. Simon, a. a. O.; H. Barkhausen, a. a. O.; Blondel, L'éclair. élect. 44, 41 n. 81 (1905); La Rosa, Nuovo Cim. (5) 7, 5. Jan. 1904.

Wenn der Kondensator anfangs im Sinne der Stromquelle geladen war und sich durch den Bogen hindurch entlädt, so verstärkt er den Strom im Bogen bis zu einem Maximum a (Fig. 876 b), das etwa im Moment völliger Entladung erreicht wird; infolge der Selbstinduktion fließt der Strom jetzt weiter bis zur Erreichung eines entgegengesetzten Ladungsmaximums. Der Strom im Schwingungskreise i ist jetzt Null (Punkt b), also $J_b = J$. Wenn sich jetzt der Kondensator rückwärts entlädt, so sind i und J entgegengesetzt, J_b nimmt also ab und kann schließlich, wenn die Amplitude der Schwingung groß genug ist, wenn nämlich i größer als J ist, gleich Null werden (Punkt c). Der Bogen verlöscht in diesem Augenblick also vollständig, und ob ein Weiterfließen des Stromes im negativen Sinne möglich, hängt davon ab, ob die EMK der Selbstinduktion ausreicht, um den Bogen in



negativer Richtung wieder zu zünden. Ist dies nicht der Fall, so bleibt der Bogen erloschen und setzt erst von neuem ein, wenn der Hauptstrom J den Kondensator aufs neue auf die zum Einsetzen des Bogens nötige „Zündspannung“ geladen hat (Punkt d). Da die Länge des Stückes cd durch die Zündspannung, die Stromstärke J und die Kapazität, nicht aber durch die Induktivität bedingt ist, so kann hier die Thomsonsche Formel nicht gelten. Die Zeit oe einer ganzen Schwingung ist hier offenbar größer als diejenige oe' einer ungestörten Sinusschwingung. Man nennt diese Art von Schwingungen solche zweiter Art.

Schaltet man in den Hauptkreis ein gewöhnliches Gleichstromamperemeter, in den Schwingungskreis ein Hitzdrahtinstrument, so findet man bei kleinem Widerstand des Schwingungskreises, daß die effektive Stromstärke in diesem größer ist als im Hauptkreise, daß also Schwingungen zweiter Art vorliegen.

Dritter Art endlich sind solche Schwingungen, bei welchen eine Rückzündung des Bogens in negativer Richtung, sei es einmal, sei es mehrere Male hintereinander mit abnehmender Amplitude erfolgt. Dieser Vorgang ist offenbar identisch mit den bisher besprochenen gedämpften Einzelentladungen mit rascher Funkenfolge. Man erhält diese Schwingungen bei sehr großem C und kleinem L ; die Frequenz ist äußerst unregelmäßig, der Bogen gibt einen stark schnarrenden Ton.

Für die Praxis kommen nur die Schwingungen zweiter Art in Frage.

Die obigen theoretischen Resultate sind von Simon durch oszillographische Aufnahmen bekräftigt worden.

Zweiter Versuch: Betrachtet man den Bogen oder noch besser den durch Reflexion an einer Stricknadel entstehenden Lichtstreifen im rotierenden Spiegel, so sieht man eine Reihe einzelner Lichtstreifen in gleichen Abständen, ein Beweis für das zeitweilige Verlöschen des Bogens während der Schwingung.

Mit der ursprünglichen Anordnung Duddells ist es nicht möglich, über eine Schwingungszahl von etwa 100 000 pro Sekunde hinauszukommen. Der Grund ist, wie von Simon¹⁾ näher ausgeführt wurde, darin zu suchen, daß kräftige Schwingungen, namentlich solche zweiter Art, nur dann zustande kommen können, wenn der Lichtbogen während der kurzen Zeit der Stromlosigkeit seine Leitfähigkeit genügend rasch verliert, so daß bis zur Neuzündung eine genügend hohe Spannung an den Kohlen und damit auch hohe Energieansammlung im Kondensator entsteht. Je rascher nun die Schwingungen, desto weniger hat der Lichtbogen Zeit, durch Abkühlung und durch andere im Kap. XII näher zu besprechende Prozesse seine Leitfähigkeit zu verlieren. Man kann nun diese Vorgänge befördern und viel raschere Schwingungen erzielen, wenn man den Bogen abkühlt, indem man die Anode aus Kupfer macht und für gute Wärmeableitung sorgt, oder durch Anwendung einer geeigneten Gasatmosphäre (Wasserstoff oder Kohlenwasserstoffe), oder endlich durch Anwendung eines „magnetischen Gebläses“, d. h. Ablenkung des Lichtbogens, der sich ähnlich einem beweglichen Draht verhält, durch einen Elektromagneten, so daß sich immer neue leitende Gase bilden müssen. Die ersten praktischen Ergebnisse in dieser Richtung erzielte der Däne Poulsen²⁾.

Dritter Versuch: Wir ersetzen in der Anordnung des ersten Versuches den Kondensator durch eine oder zwei größere Leidener Flaschen oder durch den Glimmerkondensator der Fig. 873; als Selbstinduktion benutzen wir eine Spule aus Kupferdrahtlitze, ähnlich wie L in Fig. 878. Eine einfache Überschlagsrechnung mittels der Thomsonschen Formel zeigt, daß wir hier Schwingungszahlen von einigen Hunderttausend pro Sekunde zu erwarten haben, daß also, wenn auch Schwingungen vorhanden sind, kein hörbarer Ton mehr zu erwarten ist. Wir benutzen deshalb zum Nachweis der Schwingungen eine „Prüflampe“, das ist eine kleine Metallfadenlampe zu etwa 2 bis 4 Volt, die durch 2 bis 3 Windungen dicken Drahtes geschlossen ist (Fig. 878, P) und der Spule des Schwingungskreises genähert wird. Die Lampe bleibt zunächst dunkel, es sind also keine Schwingungen vorhanden. Stellen wir jetzt eine Gasflamme — Bunsenbrenner mit geschlossenen Luftöffnungen — unter den Bogen, so daß die Kohlen von dem dunkeln Flammkern umspült werden, so leuchtet bei passend gewählter Bogenlänge die Lampe auf. Diese einfachste Form des Versuches stammt von F. Kiebitz³⁾.

Für längere Versuchsreihen, bei denen es auf Gleichmäßigkeit der Schwingungen ankommt, sind besondere Lampen konstruiert worden, die namentlich für die drahtlose Telegraphie und für medizinische Zwecke (Fünfter Versuch) Anwendung gefunden haben. Fig. 877 zeigt die Konstruktion einer solchen Lampe nach E. Huth⁴⁾.

Die Spule Sp dient erstens, wie bei einer gewöhnlichen Hauptschlußlampe (vgl. § 252), zur Bildung des Bogens durch Heben des die obere Kohle tragenden Eisenkernes K ; zweitens zwingt ihr Magnetfeld den Lichtbogen zu einer langsamen Rotation, so daß sich die Kohlen gleichmäßig abnutzen. Der Boden des luftdicht schließenden Eisengehäuses ist mit Alkohol bedeckt;

¹⁾ Phys. Zeitschr. 7, 433 (1906).

²⁾ Elektrot. Zeitschr. 27, 1040 (1906).

³⁾ Verhandl. d. D. Phys. Ges. 12, 99 (1910).

⁴⁾ Fabrikant: E. Huth, G. m. b. H., Berlin.

nachdem das zunächst sich bildende Gasgemenge explodiert ist — ein Sicherheitsventil schützt das Gehäuse —, brennt der Bogen in einer Atmosphäre aus Alkoholdampf weiter. Die primäre Betriebsspannung beträgt 200 bis 400 Volt; der Strom 1 bis 3 Amp.

Fig. 877.

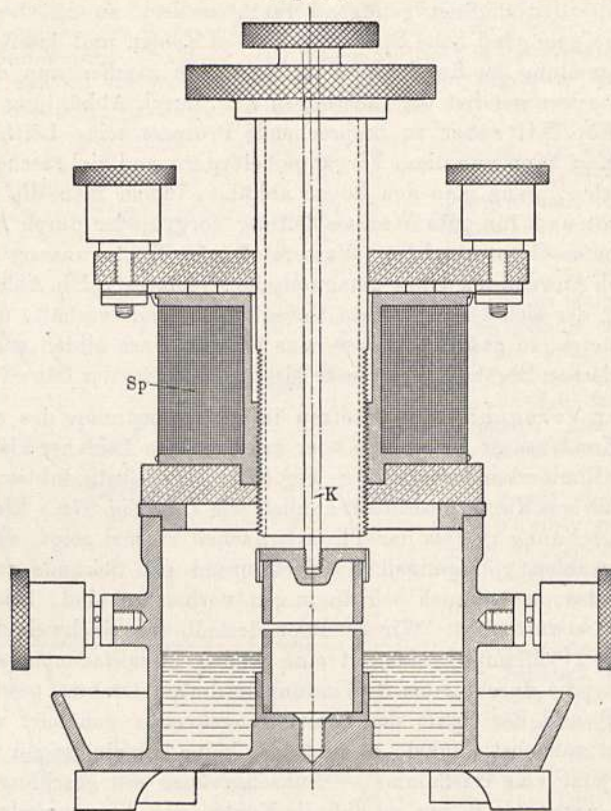


Fig. 878 a zeigt die gesamte Versuchsanordnung, Fig. 878 b das Schaltungs-
schema: Die Schaltung ist ganz analog derjenigen in Fig. 875.

Fig. 879 zeigt einige Zubehörteile für die folgenden Versuche.

Vierter Versuch (Transformation): a) An eine Spule (*II* in Fig. 878 a) ist eine Glühlampe (Osram 220 Volt, 16 bis 25 Kerzen) angeschlossen. Die Lampe leuchtet hell auf, wenn Spule *II* der Spule *L* genähert wird¹⁾.

b) Eine Transformation auf niedrigere Spannung und starke Stromstärke erhält man mit dem Kupferblechring *a* (Fig. 879), der eine durch ein federnd eingeklemmtes Stück Platinfolie überbrückte Unterbrechungsstelle besitzt. Eine etwa 1 qcm große, $\frac{1}{100}$ mm dicke Folie gerät in hellste Weißglut, wenn der Ring über *L* geschoben wird.

Fünfter Versuch (Diathermie): Die Enden der ganz über *L* gestülpten Spule *II* werden mit zwei zylindrischen Handhaben verbunden oder einfach mittels zweier Kneifzangen gefaßt. Man spürt in den Händen ein

¹⁾ Spule *II* ist identisch mit der Wellenmesserspule in Fig. 865.

intensives Wärmegefühl. Schaltet man noch eine Glühlampe (60 bis 110 Volt) zwischen das eine Ende und die Handhabe, so leuchtet diese hell auf, wenn der Strom durch die Hände geschlossen wird. Auch dieser intensive Strom

Fig. 878 a.

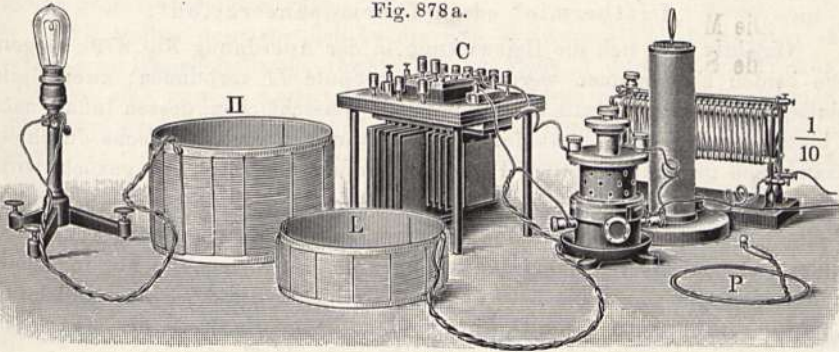


Fig. 878 b.

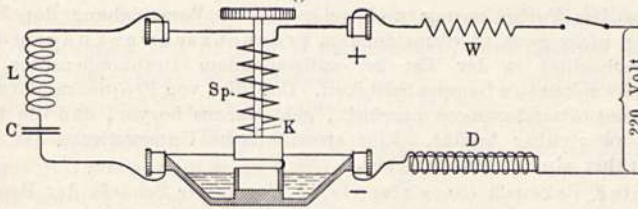
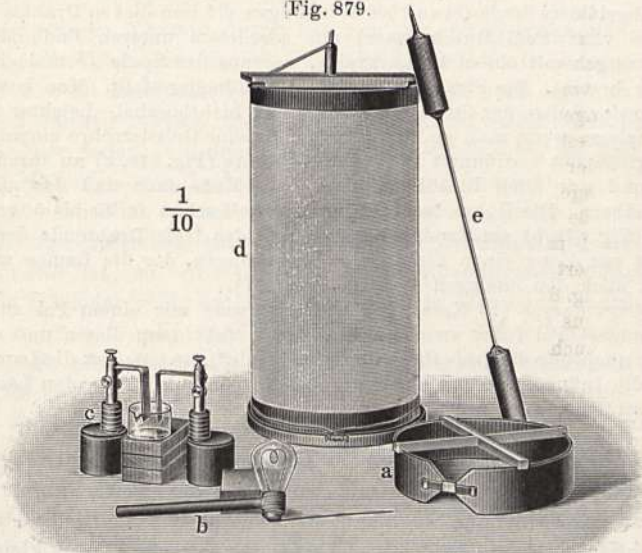


Fig. 879.



von 0,1 bis 0,2 Amp. erzeugt keinerlei Empfindung, außer der erwähnten Wärmewirkung¹⁾.

¹⁾ Es empfiehlt sich, zuerst den Sekundärkreis durch Fassen der Handhaben zu schließen und dann erst den Bogen einschalten zu lassen. Sonst kann man sich beim Ergreifen der Handgriffe Brandwunden zuziehen. Auch gibt jede Unterbrechungsstelle mit Funkenübergang Veranlassung zum Auftreten fühlbarer elektrischer Schläge, wahrscheinlich wegen der stets vorhandenen Gleichrichterwirkung der Unterbrechungsstelle.

Die Möglichkeit, lebende Körpergewebe elektrisch von innen her ohne störende Schmerzempfindung zu erwärmen, hat bereits weitgehende medizinische Anwendung gefunden. Man bezeichnet diese Methode als

„Diathermie“ oder „Thermopenetration“.

Objektiv läßt sich die Heizwirkung in der Anordnung Fig. 879c zeigen: Die beiden Fußklemmen werden mit der Spule II verbunden; zwei Blechplatten tauchen in ein mit Wasser gefülltes Glasschälchen, dessen Inhalt nach 1 bis 2 Minuten siedet. Statt des Wassers kann man auch die Bleche durch ein dazwischen geklemmtes Stück Fleisch verbinden, das rasch gar gekocht wird.

Sechster Versuch (Resonanz): Wenn man die in Fig. 865 abgebildete Wellenmesseranordnung auf den Schwingungskreis der Lampe abstimmt, so findet man ein äußerst scharfes Maximum; die Lampe leuchtet nur innerhalb eines Intervalls von 2 bis 3 Graden am Drehkondensator. Da nämlich die Lampenschwingungen ungedämpft sind, so hängt die Breite des Maximums nur von der — sehr geringen — Dämpfung des Meßkreises ab.

Eine gewisse Verbreiterung und gelegentliche Verschiebung des Maximums rührt von den nicht ganz zu vermeidenden Frequenzschwankungen der Lampe her. Man beobachtet in der Tat bei stillstehendem Drehkondensator ein fortwährendes Schwanken der Lampenhelligkeit. Daß dies von Frequenzänderungen und nicht von Intensitätsänderungen herrührt, geht daraus hervor, daß die Prüflampe (Fig. 878, P) ganz ruhig brennt. Eine systematische Untersuchung der Frequenzänderungen rührt von Vollmer¹⁾ her.

Siebenter Versuch (Strahlspule): Wegen der Schärfe der Resonanz gelingt es nur schwer, eine Strahlspule durch den Lichtbogen zu erregen. Die in Fig. 879d abgebildete Spule (etwa 1200 Windungen 0,2 mm dicken Drahtes auf einem Glaszylinder von 22 cm Durchmesser) mit geerdetem unteren Ende läßt sich in Resonanz bringen mit einem Primärkreise, der aus der Spule II und einem Drehkondensator besteht. Die Strahlspule wird in II hineingestellt. Man beobachtet im Dunkeln an der Spitze der Strahlspule ein feines Lichtbüschel. Leichter findet man die Resonanzlage, wenn man an die Spitze eine kleine Geissleröhre einpolig anhängt oder eine große mit verdünnter Luft gefüllte Röhre (Fig. 879, e) an ihrem einen erweiterten und mit einer Blechhülse versehenen Ende faßt und das andere Ende der Spule nähert. Die Röhre leuchtet intensiv hell schon in 30 bis 50 cm Abstand. Die Lampe (Fig. 879, b) am Handgriff gefaßt und das freie Drahtende der Spule genähert, läßt aus dieser einen Lichtbogen überspringen, der die Lampe zum Glühen bringt (vgl. auch den analogen Versuch in § 271).

Eine Osramlampe (16 Kerzen, 220 Volt) werde mit einem Pol zur Erde geleitet, der andere Pol führt zu einem Handgriff; faßt man diesen und nähert den Körper oder auch nur die freie Hand der Strahlspule²⁾, so leuchtet die Lampe infolge der durch die Influenzwirkung der Spule den Körper durchfließenden Ladungs- und Entladungsströme.

§ 273. Elektrische Wellen in Drähten³⁾. Die bisher betrachteten Schwingungskreise bestanden — mit Ausnahme der weiter unten nochmals besonders zu besprechenden Strahlspulen — aus zwei wesentlich verschiedenen Teilen, nämlich einem drahtförmigen Leiter mit verschwindend kleiner Kapa-

¹⁾ Jahrb. f. drahtl. Telegr. 3, 213 (1910).

²⁾ Nicht zu nahe; überspringende Funken brennen!

³⁾ Von älteren Versuchen mit der, wie sich später ergab, nicht ganz präzisen Fragestellung nach der „Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität“ in Drähten seien genannt: Wheatstone [Pogg. Ann. 34, 464 (1835)]; W. Siemens [Pogg. Ann. 157, 309 (1876)]. Näheres hierüber siehe Wiedemann, Elektr. I, Art. 415 u. 416.

zität und einem Kondensator mit verschwindend kleiner Selbstinduktion. Dementsprechend konnte in jedem Moment für alle Punkte des Drahtes die Stromstärke und ebenso für alle Punkte des Kondensators die Spannung als gleich groß betrachtet werden.

Wir wollen nunmehr den in Fig. 880 skizzierten Fall betrachten, daß einem sehr langen isolierten Drahte AB am Ende A durch einen Funken F plötzlich eine gewisse Ladung aus einem größeren geladenen Konduktor K zugeführt wird; der Endzustand wird offenbar der sein, daß diese Ladung sich über den Draht gleichmäßig ausgebreitet und diesen auf ein gewisses Potential geladen hat. In welcher Weise findet nun diese Ausbreitung statt? Es ist klar, daß die schließlich zwischen irgend einem Querschnitt C und dem Ende B sitzende Ladung als Strom durch C hindurchgeflossen sein muß; je näher C an B liegt, je kürzer also das Drahtstück, desto geringer ist die auf CB sitzende Ladung. Da diese aber gleich der Zeitsumme des durch C geflossenen Stromes, so folgt, daß die Zeitsumme von A nach B hin abnimmt. Es müssen also auch die Momentanwerte des Stromes von Punkt zu Punkt verschieden sein. Für die Art und Geschwindigkeit, mit welcher sich die Wirkungen von A nach B fortpflanzen, sind offenbar drei Faktoren maßgebend, nämlich: Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität des Drahtes. Die genauere Theorie des Vorganges soll weiter unten in § 277 behandelt werden; hier genüge folgende vorläufige Betrachtung: Wenn

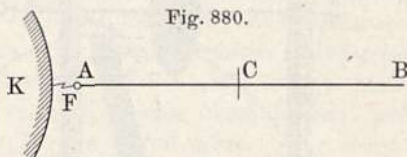


Fig. 880.

in einem gewissen Moment durch die von A nach B strömende Elektrizität das Stück CB so weit geladen ist, daß dort keine Potentialdifferenz mehr vorhanden ist, so ist damit der Vorgang auf CB doch noch nicht zu Ende, denn infolge der Selbstinduktion fließt der Strom noch weiter, das Ende B wird sich also höher laden, als dem Gleichgewicht entspricht, so daß schließlich bei B ein Maximum von Ladung bzw. Spannung herrscht.

Wenn schließlich durch dieses dem ursprünglichen Strome und der Selbstinduktion desselben entgegenwirkende Potentialgefälle der Strom zur Ruhe gebracht ist, so wird nunmehr eine entgegengesetzte Strömung einsetzen, die B wieder völlig entlädt. Es entstehen also elektrische Schwingungen in dem Draht; die Zeitdauer einer Schwingung ist gleich der Zeit, die eine elektrische Spannungsschwankung gebraucht, um längs des Drahtes einmal hin und her zu laufen.

Die elektrischen Wirkungen — Spannungen, Ströme — pflanzen sich also wellenartig längs des Drahtes fort, sie werden an den Enden A und B reflektiert.

Wäre der Draht widerstandslos, so müßten wir erwarten, daß die Welle beliebig oft hin und her lief; infolge des Widerstandes tritt eine Dämpfung auf, die den Vorgang schließlich erlöschen läßt.

Der erste Nachweis elektrischer Drahtwellen stammt von v. Bezold¹⁾, seine Versuche wurden jedoch wenig beachtet, und erst H. Hertz²⁾, welcher

¹⁾ Pogg. Ann. 140, 541 (1870).

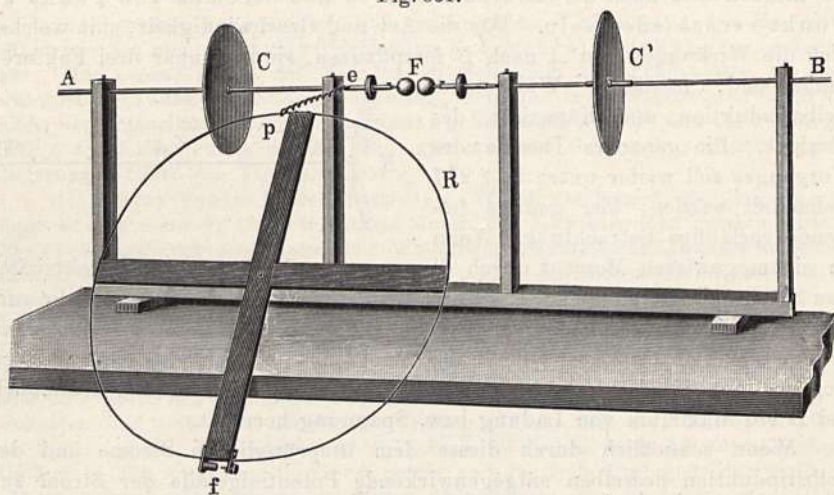
²⁾ Wied. Ann. 1887 bis 1891. Zusammengefaßt in dem Werke: „Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft“, Leipzig 1892. Ebendort ein Abdruck der Arbeit von v. Bezold.

zunächst unabhängig dieselben Erscheinungen wieder fand, machte auf die Verdienste v. Bezolds aufmerksam. v. Bezold schloß bereits aus seinen Versuchen auf eine Reflexion der Wellen und verglich die Erscheinungen sehr treffend mit den Vorgängen in einer Orgelpfeife.

Erster Versuch (Hertz, Fig. 881): Mit einem Induktorium von etwa 20 cm Länge ist ein Hertzscher „Oszillator“ oder „Erreger“ verbunden; derselbe besteht aus einem durch die Funkenstrecke F unterbrochenen geraden Leiter AFB und zwei als Kapazitäten wirkenden verschiebbaren Blechscheiben CC' von etwa 25 bis 30 cm Durchmesser. Die Zuleitungen vom Induktorium enden am besten dicht bei der Funkenstrecke.

Wir biegen ferner einen 1,50 bis 2 m langen und etwa 2 mm dicken Kupferdraht zu einem Kreise R ; die Enden führen bei f zu einer mikrometrisch verstellbaren feinen Funkenstrecke. Der Kreis wird durch einen langen Draht ep mit einem beliebigen Punkt p des Erregers verbunden¹⁾.

Fig. 881.



Sowie nun bei F Funken — von etwa 5 bis 7 mm Länge — überspringen, bemerkt man auch bei f kleine Fünkchen; die Fünkchen bleiben aus, wenn die Verbindungsstelle p des Kreises der Funkenstrecke f gerade gegenüberliegt, die Fünkchen werden um so stärker, je weiter man sich mit der Zuleitung nach der einen oder anderen Seite von diesem Punkte entfernt.

Die Erklärung ist offenbar folgende: In dem aus Kapazität und Selbstinduktion bestehenden Erreger entstehen Schwingungen, die Ladungen pflanzen sich durch den Verbindungsdraht zum Kreise R hin fort und teilen sich dort in die beiden Wege nach f hin; sind diese Wege verschieden lang, so kommen die Schwankungen zu verschiedener Zeit bei f an und es entstehen dort Potentialdifferenzen, die sich als Funken ausgleichen; sind dagegen die Wege gleich, so herrscht in jedem Moment auf beiden Seiten von f dasselbe Potential und die Funken verschwinden.

¹⁾ Die Strecke ep betrage etwa 2 bis 3 m; in der Figur erscheint sie zu kurz.

Wesentlich ist bei diesem Versuch, daß die Potentialschwankungen außerordentlich rasch erfolgen, damit sie sich schon in der außerordentlich kurzen Zeit, die die Strömung zum Durchlaufen von R gebraucht, bemerkbar machen; deshalb müssen die Erregungen von einem rasch schwingenden Oszillator ausgehen. Zieht man die Funkenstrecke F so weit auseinander, daß keine Funken mehr übergehen, so hören auch die Fünkchen bei f auf. Die Aufladung von CC' seitens des Induktoriums erfolgt offenbar viel zu langsam, als daß die Zeit der Fortpflanzung längs des Kreises dagegen in Betracht käme.

Zweiter Versuch (Hertz): Wir verbinden den Kreis mit dem Erreger genau gegenüber f , so daß keine Fünkchen auftreten. Dieselben erscheinen sofort wieder, wenn wir an eines der Enden bei f ein längeres Drahtstück oder einen Stanniolstreifen anhängen. Würde es bloß auf das gleichzeitige Ankommen der ersten von e aus nach beiden Seiten fortlaufenden Störung ankommen, so dürfte die einseitige Verlängerung keinen Einfluß haben. Anders dagegen, wenn wir annehmen, daß auf beiden Seiten die Bewegung wellenartig verläuft. Hertz¹⁾ sagt hierüber:

„Es wird nämlich mit dem einmaligen Anlauf der Wellen sein Bewenden nicht haben, sondern dieselben werden reflektiert den Nebenkreis mehreremal durchlaufen und so zu stehenden Schwingungen in demselben Anlaß geben. Fehlen aber die an der einen Seite reflektierten Wellen, wie in dem letzten Versuche, so wird zwar nicht die erste von p kommende Erschütterung, wohl aber werden die reflektierten Wellen zu Funken Anlaß geben. Wir würden uns also vorzustellen haben, daß die in p anlangende plötzliche Änderung die Eigenschwingungen des Nebenkreises anrege, etwa wie der Schlag eines Hammers die Eigenschwingungen eines elastischen Stabes entstehen läßt.“

§ 274. Resonanzschwingung von Drahtkreisen; Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Daß in der Tat der Drahtkreis eine von seiner Länge abhängige Eigenschwingungsdauer besitzt, bewies Hertz durch Resonanzversuche²⁾, indem er die Schwingungsdauer des Erregers durch Verschieben der Kapazitäten CC' längs der Stäbe veränderte. Dann ergab sich eine größte Funkenlänge des kreisförmigen „Resonators“ bei einer ganz bestimmten Stellung der Platten, also bei einer bestimmten Schwingungsdauer. Je kleiner der Resonator, desto kürzer mußte auch der Erreger gemacht werden. Wir geben dem Resonanzversuch lieber die folgende bequemere Form nach P. Drude³⁾, welche gleichzeitig eine Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen gestattet.

Erster Versuch (Fig. 882 u. 883): Der Erreger besteht aus zwei Zinkplatten PP' , die durch kurze dicke Drähte mit den Funkenkugeln F verbunden

¹⁾ Ausbr. d. el. Kr., S. 35 u. 36. Wied. Ann. 31, 421 ff. (1887).

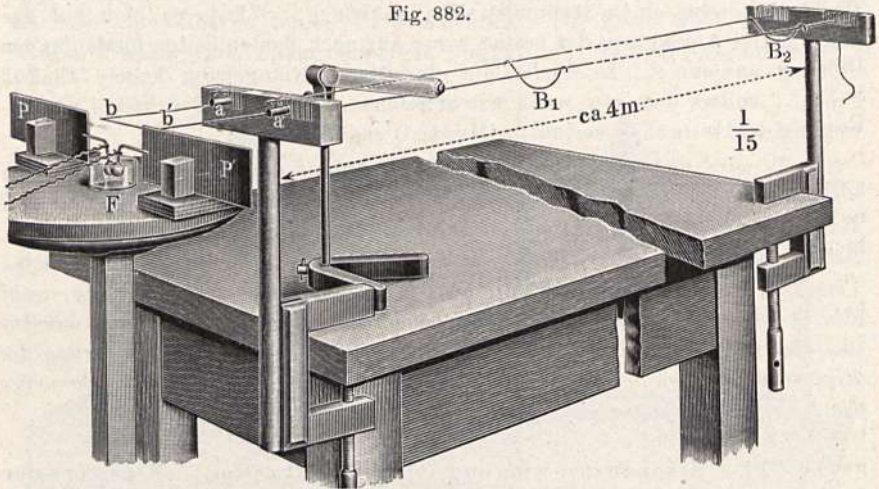
²⁾ Ausbr. d. el. Kr., S. 46.

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 9, 611 (1902). Zur Geschichte der Versuchsanordnung sei bemerkt, daß die Verwendung zweier Paralleldrähte nebst verschiebbarer „Brücke“, also veränderlicher Resonator bei konstantem Erreger, zuerst von Lecher [Wien. Akad. Ber., 24. April 1890; Wied. Ann. 41, 850 (1890)] angegeben wurde. Deshalb bezeichnet man die Anordnung als „Lechersches Drahtsystem“. Etwas später gab auch Waitz [Wied. Ann. 41, 435 (1890)] eine ähnliche Anordnung an (siehe auch § 275).

sind, die in ein Schälchen mit Petroleum eintauchen. Die Zuleitung vom Induktorium erfolgt nahe bei den Kugeln durch dünne spiralig gewundene Drähte. Durch die Anordnung des Erregerfunken in einer isolierenden Flüssigkeit — nach Sarasin und de la Rive¹⁾ — wird erreicht, daß wegen des höheren Entladungspotentials die Schwingungen eine größere Energie haben und gleichzeitig wegen der kürzeren Funkenstrecke weniger gedämpft sind. Die Funkenstrecke wird durch Verschieben der Platten einreguliert; die günstigste Länge — etwa $\frac{1}{4}$ mm — findet man durch Ausprobieren. Der Hammer des Induktors soll bei nicht zu starkem Primärstrom möglichst gleichmäßig arbeiten.

Als „Resonator“ dienen zwei parallel ausgespannte dünne Kupferdrähte von 0,5 bis 1 mm Durchmesser und etwa 8 bis 10 cm Abstand. Die Figur

Fig. 882.



zeigt die wohl ohne weiteres verständliche Befestigung der Drähte an mit Schlitz versehenen Holzleisten und ihre Spannung mittels übergeschobener kleiner Klemmen. Die dem Erreger benachbarten Enden sind in die Klemmen aa' halb eingeschoben. Ein Bügel $abb'a'$ von gleicher Dicke wie die Drähte bildet die Fortsetzung der Drähte, das Stück bb' verläuft zunächst möglichst dicht neben den Erregerdrähten und parallel zu diesen. An der anderen Seite endigen die Drähte frei. Längs der Paralleldrähte sind mehrere „Brücken“ B_1, B_2 usw. verschiebbar. Ihre Stellung wird an einem Bandmaß abgelesen, dessen Nullpunkt bei bb' liegt.

Als Indikator für die Existenz von Spannungsdifferenzen und damit auch von Schwingungen auf dem Drahtsystem benutzen wir nach Lecher eine mit verdünnter Luft gefüllte Röhre, welche aufleuchtet, wenn infolge einwirkender Potentialdifferenzen in ihr eine Entladung stattfindet.

Dünnwandige Röhren von 1 bis 2 cm Durchmesser, mit Luft oder Stickstoff von etwa $\frac{1}{2}$ mm Druck gefüllt, eignen sich gut. Neuerdings werden als besonders empfindlich mit verdünntem Helium gefüllte Röhren nach E. Dorn²⁾ empfohlen. Sehr gut sind ferner auch elektrische Glühlampen³⁾, namentlich solche von länglich

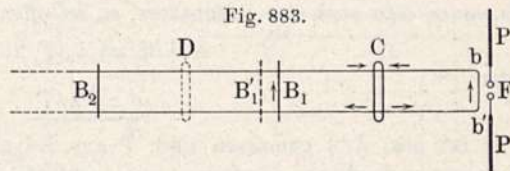
¹⁾ Arch. d. Genève 28, 306 (1892); C. R. 115, 439 (1892).

²⁾ Ann. d. Phys. (4) 16, 784 (1905).

³⁾ Donle, Wied. Ann. 53, 178 (1894).

zylindrischer Form (deren Faden durchgebrannt oder zerbrochen sein kann), doch muß man eine gut brauchbare aus größerem Vorrat herausuchen. Die Röhren werden einfach quer über die Drähte gelegt, noch besser mittels herumgeschlungener Drähte angehängt. Auch Röhren mit eingeschmolzenen Elektroden, die an die Drähte angehängt werden, sind benutzbar. Die folgenden Versuche hat Verfasser sämtlich mit einer zylindrischen Glühlampe von etwa 2,5 cm Durchmesser ausgeführt. Bei kräftigen Wellen genügte bloßes Überlegen, bei schwächeren wurde wenigstens einer der Drähte mit einer Lampenelektrode verbunden.

Wir legen die Röhre bei C (Fig. 883) etwa 30 cm vom Ende bb' entfernt auf und verschieben eine Brücke B_1 so lange, bis die Röhre maximal leuchtet, was bei den gewählten Erregerdimensionen bei 64 cm Abstand der Fall ist. Ist das Maximum erst gefunden, so empfiehlt es sich, durch Vergrößerung der Entfernung zwischen bb' und dem Erreger die Koppelung „loser“ zu machen, so daß die Röhre nur unmittelbar beim Maximum leuchtet; die Einstellungen sind dann genauer. Es finden also jetzt in dem geschlossenen Drahtkreise von bb' bis B_1 Schwingungen statt, die in Resonanz mit denen des Erregers sind. Die Verbindung zwischen Erreger und Resonator, die „Koppelung“, ist hier nicht, wie bei den Versuchen des vorigen Paragraphen, eine elektrostatische, sondern eine „induktive“, indem die Ströme in den Erregerdrähten auf das Drahtstück bb' induzierend einwirken.



Es möge in einem bestimmten Augenblick ein Stromstoß von b nach b' , also entgegen der Pfeilrichtung erregt werden, dann wird infolge der eintretenden negativen Ladung bei b und positiven bei b' in dem von b ausgehenden Draht ein Strom nach b hin, in dem anderen ein Strom von b' fort entstehen; indem sich so die Wirkung weiter fortpflanzt, gelangt sie schließlich nach B_1 , wo also ein Strom in der Richtung des Pfeiles entsteht, der infolge der Selbstinduktion auch nach Aufhören des Anstoßes weiterfließend bei C im gleichen Augenblick wieder eintrifft, wo auch ein von bb' aus nach Verlauf einer halben Schwingung des Erregers ausgegangener umgekehrter, also der Pfeilrichtung paralleler Stromstoß dort angelangt ist. Ist also der Abstand von bb' bis B_1 derart, daß die Strömungen gerade die Zeit einer halben Erregerschwingung gebrauchen, um die Strecke zu durchlaufen, so haben die Ströme in den Querdrähten B_1 und bb' stets gleiche Richtung und treffen bei C aus entgegengesetzter Richtung zusammen, wie die Pfeile andeuten; es entstehen dort also abwechselnd positive und negative Aufladungen. Der Vorgang entspricht offenbar ganz der „Grundschwingung“ einer offenen Orgelpfeife. Wir haben demnach in der Mitte bei C ein Maximum der Potentialdifferenz oder der elektrischen Kraft; oder in akustischer Ausdrucksweise:

C ist ein „Schwingungsbauch“ für die „elektrische Kraft“

(entsprechend der maximalen Druckschwankung in einer Pfeife). Dagegen ist der Strom an dieser Stelle Null:

C ist ein „Schwingungsknoten“ für den Strom.

Dagegen ist ein Maximum oder ein

„Schwungsbauch für den Strom“ in B_1 und bb' , somit also auch für die in der Umgebung des Stromes herrschende und nachweisbare

„magnetische Kraft“ (s. weiter unten).

Wir sehen ferner, da ja in den Längsdrähten bei B_1 und bb' entgegengesetzte Stromrichtungen herrschen, daß dieser Abstand gleich einer

„halben Wellenlänge“

der an den Drähten sich fortpflanzenden

„elektrischen Welle“

ist.

Ist v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle längs der Drähte, $\lambda/2$ die halbe Wellenlänge und T die Dauer einer ganzen Schwingung des Erregers, also auch des Resonators, so ist offenbar:

$$\lambda/2 = v \cdot T/2 \dots \dots \dots (1)$$

oder

$$v = \lambda/T \dots \dots \dots (2)$$

Ist also $\lambda/2$ gemessen und T aus Kapazität und Selbstinduktion des Erregers berechnet, so kann man nach Gl. (2) die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen berechnen (s. weiter unten).

Hierbei sind jedoch nach Drude noch zwei Korrekturen anzubringen: Erstens ist die Länge des Brückendrahtes und des Bügels bb' nicht gleichgültig; man hat vielmehr als halbe Wellenlänge die längs der Drähte gemessene Entfernung von der Mitte der Brücke bis zur Mitte des Bügels einzusetzen. Sind beide geradlinig und gleich lang, so ist also einfach zu dem am Bandmaß abgelesenen Abstand noch der gegenseitige Abstand der Paralleldrähte zu addieren. Zweitens wirkt die Röhre auf das System ebenso ein, wie eine bei C an die Drähte angehängte Kapazität, d. h. sie wirkt verlangsamer auf die Eigenschwingungen des Resonators. Die Resonanz tritt also bei einem kleineren Brückenabstand ein, oder es ist eine „Röhrenkorrektur“ zu addieren, die meist einige Centimeter beträgt.

Zweiter Versuch: Wir finden den Betrag der Röhrenkorrektur auf folgende Weise:

Wir legen die Röhre bei D , eine zweite Brücke bei B_2 auf und suchen wieder durch abwechselndes Verschieben beider Brücken eine Stellung maximalen Leuchtens. Wir finden jetzt die erste Brücke etwas weiter links bei B_1 , dagegen den Abstand B_1 bis B_2 ebenso groß wie vorher den von bb' bis B_1 .

Es ist jetzt offenbar der erste Abschnitt von bb' bis B_1 in Resonanz mit dem Erreger, und zwar ungestört durch die Röhre. Die an den Enden von B_1 entstehenden, wenn auch nur sehr kleinen Potentialdifferenzen genügen, um den „elektrostatisch gekoppelten“ zweiten Abschnitt von B_1 bis B_2 ebenfalls in Schwingung zu versetzen, da infolge der Resonanzeinstellung diese Schwingungen in ähnlicher Weise verstärkt werden, wie etwa eine Saite am Monochord auch den jenseits des schwach mitschwingenden Steges liegenden Abschnitt in Schwingung versetzt, wenn beide Teile in Resonanz sind. Die nunmehr gefundene Länge von B_1 bis bb' , vermehrt um die Brückenlänge, ist also die richtige halbe Wellenlänge.

Bei einiger Geduld läßt sich der Versuch leicht auf noch mehr aneinandergerichte schwingende Abschnitte erweitern.

Beispiel einer durchgeführten Versuchsreihe:

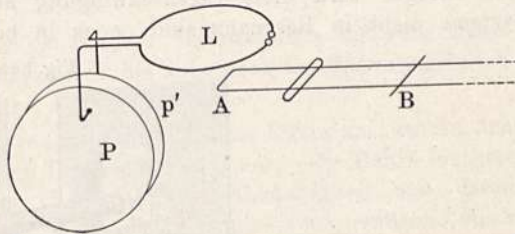
- 1. Eine Brücke: $\lambda/2 = 64 + 8 + x$ cm (8 = Brückenlänge, x = Röhrenkorrektur).
- 2. Zwei Brücken: $\lambda/2 = 71 + 8 = 79 = 64 + 8 + x$, oder $x = 7$.
- 3. Drei Brücken: $\lambda/2 = 70 + 8 = 73 + 8 = 74,5 + 8 = 63,5 + 8 + x$.

Im Mittel also für drei Brücken: $\lambda/2 = 72,5 + 8 = 80,5$ und $x = 9$.
Gesamtmittel: $\lambda/2 = 80,1$ und $x = 8,6$.

Der hier benutzte Erreger gestattet keine Vorausberechnung der Schwingungszahl. Hierzu sind vielmehr Erreger der in Fig. 884 schematisch angedeuteten Form geeignet,

Fig. 884.

welche aus einem Plattenkondensator pp' als Kapazität und einem kreisförmig gebogenen Draht als Selbstinduktion bestehen. Sowohl Kapazität als auch Induktivität sind hier nach bekannten Formeln berechenbar. Also ist auch T nach



der Thomsonschen Formel bekannt. Bestimmt man für einen solchen Erreger die Wellenlänge an einem „induktiv gekoppelten“ Drahtsystem AB , so erhält man nach Gl. (2) die Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Dieselbe ergibt sich zu:

$$v = 3,00 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec} \dots \dots \dots (3)$$

d. i. gleich der Lichtgeschwindigkeit.

Beispiel einer Messung von P. Drude¹⁾:

Der Kondensator hatte Platten von 10 cm Durchmesser, 0,1 cm Dicke und 0,3 cm Abstand. Daraus ergab sich die Kapazität in elektrostatischem Maß (vgl. S. 244, Anm.) zu: $C = 23,4$ cm. Der Drahtkreis hatte 21 cm Durchmesser und 0,3 cm Drahtdicke. Unter Mitberücksichtigung der zum Kondensator führenden parallelen Drahtstücke ergab sich $L = 742$ cm. Theoretisch ist $T = 2\pi\sqrt{LC}$, wobei jedoch C in elektromagnetischem Maß zu messen. Es ist also: $C = 23,4/c^2$ zu setzen, wobei $c = 3 \cdot 10^{10}$ das Verhältnis beider Maßsysteme (vgl. § 120 u. 131). Somit wird

$$T = \frac{2\pi}{c}\sqrt{LC}, \text{ für } L \text{ in CGS- und } C \text{ in cgs-Einheiten} \dots \dots (4)$$

Nach (2) ist aber:

$$v = \lambda/T = c \cdot \frac{\lambda/2}{\pi\sqrt{LC}} \dots \dots \dots (5)$$

Die Messung an den Resonanzdrähten ergab $\lambda/2 = 415$ cm. Andererseits ist

$$\pi\sqrt{LC} = \pi\sqrt{742 \cdot 23,4} = 414,$$

also innerhalb der Fehlergrenze gleich $\lambda/2$. Folglich ist

$$v = c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec} \dots \dots \dots (6)$$

und

$$\underline{\underline{\lambda = 2\pi\sqrt{LC}}} \text{ [} L \text{ in CGS, } C \text{ in cgs]} \dots \dots \dots (7)$$

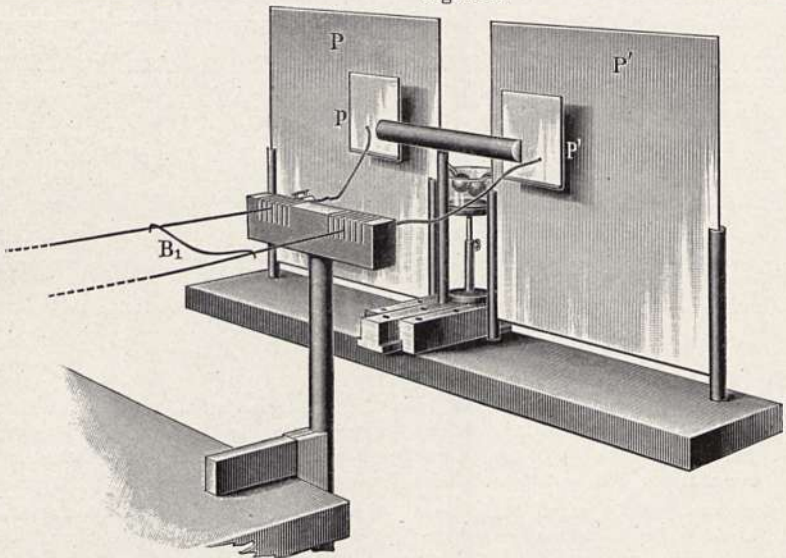
¹⁾ A. a. O.; ältere Messungen ähnlicher Art bei Hertz, Lecher u. Blondlot [C. R. 113, 628 (1892)]. Eine direkte Vergleichung der Geschwindigkeit elektrischer Wellen an Drähten und des Lichtes hat neuerdings C. Gutton ausgeführt [C. R. 152, 685, (1911)].

§ 275. Eigenschwingungen von Paralleldrähten; Oberschwingungen; stehende Wellen. Die Schwingungen eines Hertz'schen Erregers sind wegen des Energie verzehrenden Funkens und wegen ihrer Energiestrahlung (s. weiter unten § 283) stets ziemlich stark gedämpft. Dagegen ist die Dämpfung des als Resonator wirkenden Paralleldrachtsystems ziemlich gering¹⁾. Das Drahtsystem würde offenbar auch dann in Schwingung geraten, wenn im Erreger nur eine einzige Halbschwingung zustande käme; wir hätten dann die in § 269 behandelte „Stoßerregung“.

Im allgemeinen wird in dem Resonator, genau wie in § 269, außer den Koppelschwingungen noch die schwach gedämpfte Eigenschwingung desselben vorhanden sein.

Bei genügend enger Koppelung zwischen dem Paralleldrachtsystem und dem Erreger wird diese Eigenschwingung auch dann, wenn die beiden Systeme nicht in Resonanz sind, noch in beobachtbarer Stärke zustande

Fig. 885.



kommen; ihre Frequenz ist lediglich durch die Dimensionen des Drahtsystems bestimmt, dagegen unabhängig von der Frequenz des Erregers.

Bei extrem enger Koppelung machen sich natürlich auch noch die Koppelungsschwingungen bemerkbar.

Zur Prüfung obiger Schlüsse benutzen wir eine zuerst von Lecher angegebene Anordnung mit elektrostatischer Koppelung zwischen Erreger und Drahtsystem²⁾ (Fig. 885).

¹⁾ Nach den Untersuchungen von Bjerknæs [Wied. Ann. 44, 74, 92, 513 (1891); 54, 58 (1895); 55, 121 (1895)] beträgt die Erregerdämpfung etwa 0,26, d. h. das Verhältnis zweier aufeinander folgenden Amplituden ist etwa $e^{-0,26} = 0,7$, die Resonatordämpfung für einen geschlossenen Resonator beträgt dagegen nur etwa 0,03, das Amplitudenverhältnis also etwa $e^{-0,03} = 0,97$. Die Zahlen bedeuten natürlich nur Durchschnittswerte und schwanken von Fall zu Fall.

²⁾ Eine analoge Anordnung mit elektromagnetischer Koppelung hat Blondlot [C. R. 114, 283 (1892)] angegeben: Erreger etwa wie in Fig. 884, die Paralleldrähte in einen den Erreger eng umschließenden Drahtkreis auslaufend.

Der Erreger ist ebenso gebaut, wie der in § 274 benutzte, nur sind die Platten PP' größer gewählt, nämlich 35×35 cm. Die Wellenlänge der Eigenschwingungen wurde zunächst nach der in § 274 beschriebenen Drude'schen Methode zu 280 cm bestimmt. Dann wurde die die Paralleldrähte verbindende Schleife $abb'a'$ der Fig. 882 entfernt und statt dessen jeder Draht für sich mittels eines Stückes Litze mit je einer Platte p und p' von 10×10 cm verbunden, deren Abstand von PP' nach Bedarf zwischen 1 und 5 cm variiert werden kann. Durch eine Brücke B_1 kann ein beliebiges Stück abgegrenzt werden. Die Schwingungen von pB_1p' erfolgen offenbar derart, daß bei B_1 ein Knoten und bei pp' ein Bauch der elektrischen Kraft vorhanden ist; die Kapazität des Systems sitzt teils auf den Drahtenden, teils auf den Platten, diese wirken also ähnlich, als wären die Drähte um ein gewisses Stück y , die „Plattenkorrektion“, verlängert.

Die so korrigierte Entfernung von der Brückenmitte bis zum freien Ende, d. h. von einem Spannungsknoten bis zum nächsten Spannungsbauch ist offenbar gleich $\frac{1}{4}$ Wellenlänge.

Erster Versuch: Wir legen nahe bei pp' eine Röhre auf, setzen den Erreger in Gang und schieben die Brücke hin und her. Die Röhre leuchtet bei jeder Stellung der Brücke ohne deutliche Abhängigkeit von deren Stellung. Die Eigenschwingung wird also bei jeder Frequenz genügend stark angestoßen.

Zweiter Versuch: Wir legen die Röhre an das äußerste freie Ende der Drähte. Ohne Brücke B_1 leuchtet die Röhre hell auf; nach Auflegen der Brücke dagegen erlischt sie im allgemeinen. Wenn wir jedoch die Brücke verschieben, so finden wir eine Anzahl von eng begrenzten Brückenstellungen, bei welchen die Röhre leuchtet. Das Leuchten ist meist am stärksten bei einer Brückenstellung zunächst der Drahtmitte, aber etwas näher zum Erreger hin. Fig. 886a zeigt diese Lage der Brücke. Die Drähte jenseits der Brücke sind offenbar ins Mitschwingen geraten, genau wie in § 274, weil sie durch die geringen Potentialdifferenzen an den Brückenenden angeregt werden. Nur dann jedoch werden die Schwingungen jenseits der Brücke kräftig, wenn die Drahtenden mit dem System pB_1p' in Resonanz stehen, wenn also die beiderseitigen korrigierten Längen gleich sind. Rechts beträgt die Korrektur 4 cm für die halbe Brückenlänge, 9 cm für die Röhre (vgl. § 274), also ist

$$\lambda/4 = 282 + 4 + 9 = 295 \text{ cm und } \lambda = 1180 \text{ cm.}$$

Demnach ergibt sich die Plattenkorrektion aus

$$235 + 4 + y = 295 \text{ zu } y = 56 \text{ cm.}$$

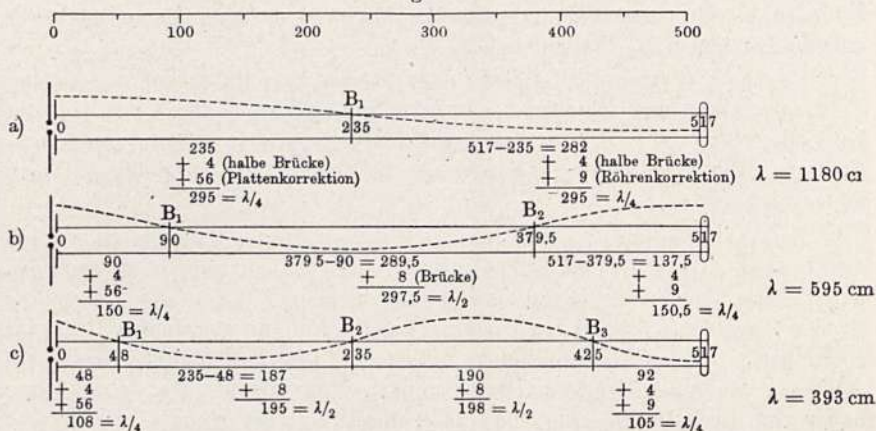
Daß diese Zahl mehr als bloß errechnete Bedeutung hat, ergeben die weiter unten folgenden Versuche.

Zur Prüfung der Annahme, daß jede Abteilung gleich $\frac{1}{4}$ Wellenlänge, verschieben wir nunmehr die Röhre längs der Drähte; dieselbe wird in der Nähe von B_1 dunkel und leuchtet um so heller, je weiter man sich nach beiden Seiten von dort entfernt. Die Spannungsamplitude ist also so verteilt, wie die punktierte Kurve in Fig. 886a andeutet. In der Mitte ist die Spannung Null, an den beiden Enden hat sie Maxima der Amplitude, die natürlich stets in entgegengesetzter Phase sein müssen, da ja keine Elektrizitätszufuhr

von außen stattgefunden hat, also die Summe der Ladungen stets Null sein muß. Die Entfernung zwischen den beiden stets im entgegengesetzten Zustande befindlichen Enden, einschließlich der Korrekturen beträgt also $\frac{1}{2}$ Wellenlänge.

Dritter Versuch: Wir verschieben die Brücke B_1 näher an das dem Erreger zugewandte Ende und finden erneutes Aufleuchten der Röhre, wenn die Brücke 90 cm Abstand von den Platten hat (Fig. 886b). Wenn wir jetzt wieder die Röhre verschieben, so finden wir Verdunkelung etwa an der Stelle B_2 und wieder Aufleuchten mitten zwischen B_1 und B_2 . Das Drahtsystem rechts von B_1 schwingt jetzt also nicht mehr als $\frac{1}{4}$ Wellenlänge, sondern mit einer „Oberschwingung“, welche bei B_2 einen Knoten hat. Wenn die Drähte dort keine Potentialdifferenz haben, so kann sich offenbar nichts ändern, wenn wir dort eine zweite Brücke B_2 auflegen. In der

Fig. 886.



Tat leuchtet die wieder ans Ende gebrachte Röhre auch jetzt noch. Der Punkt B_2 läßt sich durch Verschieben der Brücke viel exakter bestimmen, als vorher mit der Röhre, da bei der geringsten Verschiebung der Brücke die Röhre erlischt. Die Strecke $B_1 B_2$ ist eine halbe, das Stück jenseits B_2 ist $\frac{1}{4}$ Wellenlänge. Aus den einzelnen Abschnitten errechnen sich mittels der in der Figur beige-schriebenen Zahlen in leicht verständlicher Weise für die Wellenlänge die Werte 600, 595 und 602 cm. Der mittlere ist offenbar der zuverlässigste, weil die wenigsten Korrekturen enthaltend. Das Spannungsdiagramm bedarf keiner weiteren Erläuterung.

Bei noch weiterer Verschiebung von B_1 lassen sich noch höhere Oberschwingungen finden. Z. B. erhält man für die dritte Teilschwingung die in Fig. 886c verzeichneten Werte, also λ im Mittel: $(390 + 396) : 2 = 393$ cm.

Die beobachteten Wellenlängen waren:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 1180, \\ \lambda_2 &= 595 = 1190 : 2, \\ \lambda_3 &= 393 = 1179 : 3.\end{aligned}$$

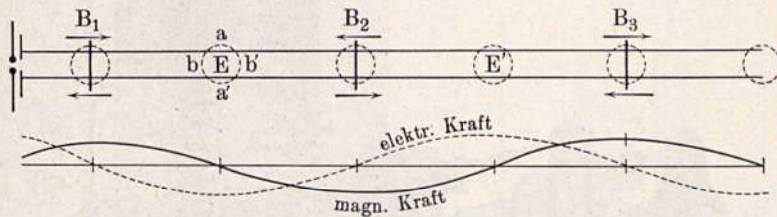
Die drei Wellenlängen verhalten sich also wie $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3}$, genau wie es bei den Oberschwingungen von Saiten oder Pfeifen der Fall ist. Entsprechend verhalten sich die Frequenzen wie $1 : 2 : 3$. In der Tat verkleinerten sich ja im

gleichen Verhältnis auch die korrigierten Längen des für die Frequenz maßgebenden Systems pB_1p' .

Vierter Versuch (Verteilung der magnetischen Kraft): Wie schon in § 274 bemerkt, sind die Knotenpunkte der elektrischen Kraft B_1, B_2 usw. zugleich Maxima der Strömung, also der magnetischen Kraft. In Fig. 887 ist der Fall der Fig. 886c nochmals unter Beifügung der $1/4$ Schwingung später gültigen Stromrichtungen gezeichnet.

Zur Untersuchung der magnetischen Kraft bedienen wir uns eines Drahtkreises mit Funkenmikrometer, ähnlich dem der oben Fig. 881 dargestellten, nur von kleineren Dimensionen, nämlich etwa 25 cm Durchmesser. Halten wir den Kreis bei E oder E' nahe über oder unter die Drähte, so erhalten wir Fünkchen, wenn sich die Unterbrechungsstelle bei b oder b' , nicht dagegen, wenn sie sich bei a oder a' befindet. Nur im ersten Falle kann nämlich die hier allein wirkende elektrische Kraft eine Potentialdifferenz beider Kreishälften erzeugen. Bringen wir dagegen den Draht an die Stellen der Brücken B_1, B_2, B_3 , so erhalten wir Fünkchen von gleichbleibender Inten-

Fig. 887.



sität, wie wir auch den Kreis in sich drehen mögen. Dies ist nur möglich, wenn die Fünkchen durch die den Kreis senkrecht durchsetzenden magnetischen Kraftlinien des Stromes induziert werden. Magnetische und elektrische Kraft sind also bei stehenden Wellen — nicht bei fortschreitenden — räumlich und zeitlich um $1/4$ Schwingung gegeneinander verschoben (siehe Fig. 887).

Von der großen Zahl anderer Methoden zur Beobachtung der Drahtwellen können hier nur einige genannt werden: Arons¹⁾ schließt die Drähte in eine mit verdünnter Luft gefüllte lange Glasröhre ein; an den Spannungsmaximis entstehen dann Lichterscheinungen zwischen den Drähten. Coolidge²⁾ erreicht durch sehr enge Koppelung und Benutzung sehr dünner Drähte (also kleiner Kapazität) eine derartige Spannungserhöhung, daß auch in freier Luft an den Maximis Entladungen zwischen den Drähten übergehen. Zur exakten Messung des Strom- und Spannungsverlaufes dienen: Ein zwischen den Drähten verschiebbares Elektrometer nach Hertz³⁾ oder ein aus einem Aluminiumring bestehendes Elektrodynamometer. Ferner kann man mit den Drähten entweder induktiv durch eine genäherte Drahtschleife, oder elektrostatisch durch ein genähertes oder auf ein übergeschobenes Glasröhrchen aufgewickelter Drahtende einen besonderen Meßkreis koppeln, in welchem die erzeugten schwachen Ströme eine meßbare Wärmewirkung hervorbringen.

¹⁾ Wied. Ann. 45, 553 (1892).

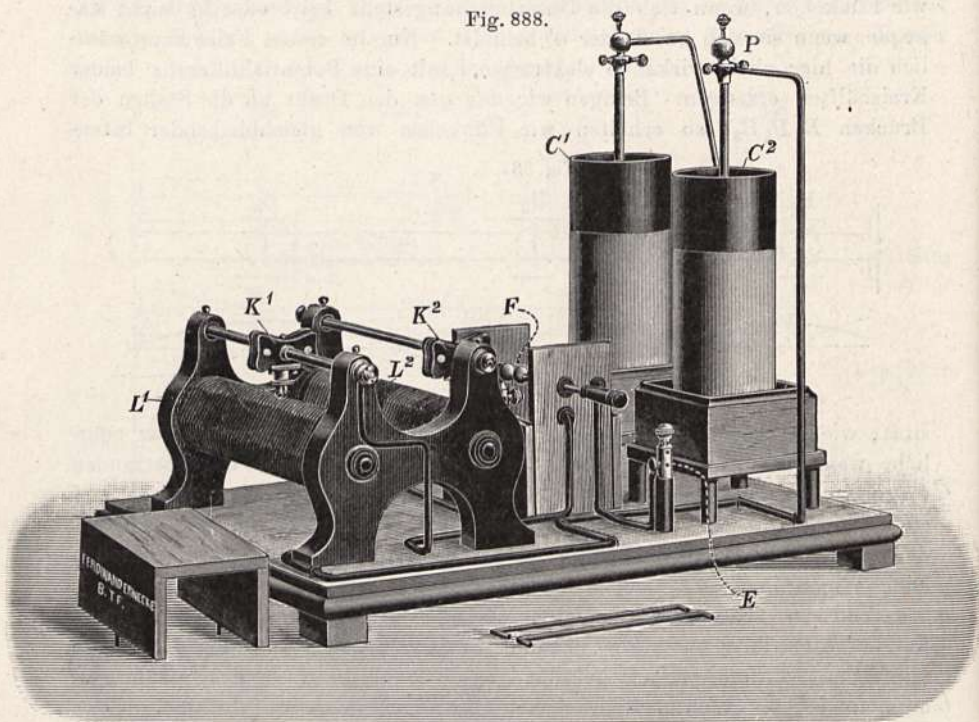
²⁾ Wied. Ann. 67, 578 (1899).

³⁾ Ausbr. d. el. Kr., S. 199 ff.; Wied. Ann. 42, 407 (1891).

[Thermoelement, Duddellsches Thermogalvanometer, Dynamobolometer nach Rubens u. Ritter¹⁾.] Näheres s. Winkelmanns Handb., Bd. V.

§ 276. **Schwingungen von Drahtspulen.** Aus der weiter unten (§ 277) zu entwickelnden Theorie folgt, daß die Geschwindigkeit der Wellen längs Drähten proportional $\sqrt{L_1 C_1}$ ist, wo L_1 und C_1 die auf die Längeneinheit bezogenen Selbstinduktivitäten und Kapazitäten sind. Wenn man einen langen Draht auf einen Holzstab oder besser noch auf ein Glasrohr zu einer engen Spirale aufrollt, so vermindert sich die Kapazität, es vermehrt sich die Induktivität. Da beide Änderungen von fast gleicher Größe sind, so wird die Geschwindigkeit, längs des Drahtes gemessen, kaum

Fig. 888.



verändert²⁾. Wenn man also eine viele Hunderte von Metern lange Drahtspule herstellt, so kann man an dieser auf engem Raume beisammen die Knoten und Bäuche von Wellen haben, die wegen zu großer Länge sich an den geraden Lecherschen Drähten innerhalb eines Zimmers nicht mehr beobachten lassen. Derartige lange Wellen, wie sie etwa durch die Entladungen einer Leidener Flasche in einem Drahtkreise erzeugt werden, haben naturgemäß eine viel größere Energie, als diejenigen der Hertzschen Oszillatoren

¹⁾ Wied. Ann. 40, 57 (1890).

²⁾ Nach Drude [Ann. d. Phys. (4) 9, 293 (1902)] sind Spulen, die aus einer einzigen eng gewickelten Lage bestehen, und deren Höhe den Durchmesser um mehr als das Vierfache übertrifft, äquivalent einem geraden Drahte von etwa 0,7 bis 0,8 der Spulendrahllänge. Genauere Angaben bieten die von Drude mitgeteilten Tabellen.

mit ihrer kleinen Kapazität. Die Wirkungen sind entsprechend kräftigere. Am bekanntesten ist die sogenannte

„Seibtsche Spule“¹⁾.

Fig. 888 zeigt die Anordnung²⁾ des Erregerkreises, Fig. 889 zwei kleine Strahlspulen, Fig. 890 das Schaltungschema.

Die Leidener Flaschen C_1 C_2 , die nach Bedarf parallel oder in Reihe geschaltet werden können, entladen sich durch die Funkenstrecke F und die ähnlich einem Schiebewiderstand gebaute Selbstinduktionsspule L (die Windungen bestehen aus dickem Kupferdraht). Mit diesem Erregerkreis werden

Fig. 889.

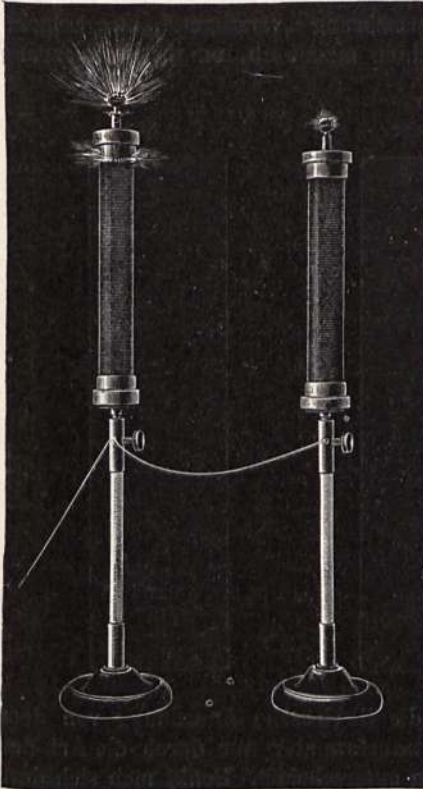
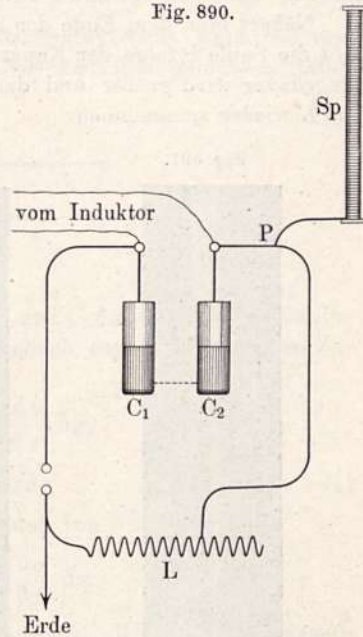


Fig. 890.



die „Strahlspulen“ Sp durch einfaches Anhängen bei P elektrostatisch gekoppelt.

Die Flaschen sind zunächst in Reihe geschaltet (also kleines C) und mit zwei kleinen Strahlspulen (Fig. 889) von etwas verschiedener Länge gekoppelt. Bei allmählicher Verkleinerung von L schießen zuerst aus der größeren, dann aus der kleineren Spule lange Lichtbündel hervor.

Zur Demonstration der Spannungsverteilung und der Oberschwingungen dienen längere Spulen (Fig. 891 bis 893).

Sind die Flaschen parallel geschaltet (größtes C), so entsteht bei passender Einregulierung der Selbstinduktion zwischen der Spule und einem parallel zu ihr ausgespannten geerdeten Drahte die in Fig. 891 abgebildete Licht-

¹⁾ Elektrot. Zeitschr. 23, 411 (1902).

²⁾ Ausführung von F. Ernecke, Berlin-Tempelhof. Die Teile der Anordnung sind auch für die Versuche des § 270 benutzbar.

erscheinung; die Spule schwingt als $\frac{1}{4}$ Wellenlänge in ihrer Grundschwingung.

Schaltet man die Flaschen hintereinander, so reduziert sich die Kapazität auf $\frac{1}{4}$, die Schwingungsdauer auf $\frac{1}{2}$. Verkleinert man nun noch die Selbstinduktion, so erhält man bald die in Fig. 892 dargestellte Erscheinung; die Spule gibt eine Oberschwingung von der dreifachen Frequenz der Grundschwingung, die Spule schwingt als $\frac{3}{4}$ Wellenlänge.

Ebenso kann man die noch höhere Oberschwingung der fünffachen Frequenz erzeugen (Fig. 893), nur ist dann die Wirkung schwächer, der Erdraht ist näher an die Spule zu schieben.

Nähert man dem Ende der in Resonanz befindlichen Spule die Hand, so wird die Spule infolge der Kapazitätsvermehrung „verstimmt“, ihre Schwingungsdauer wird größer und das Leuchten nimmt ab, um bei Vermehrung von L wieder zuzunehmen.

Fig. 891.

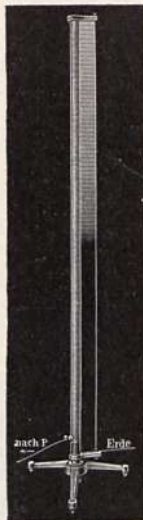
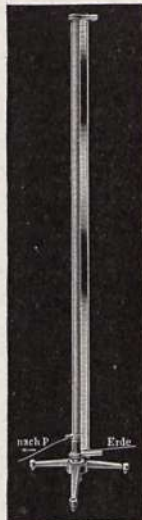


Fig. 892.



Fig. 893.



Man sieht leicht ein, daß sich die Seibtsche Anordnung von dem in Fig. 871 dargestellten Hochfrequenztransformator nur durch die Art der Koppelung und die leichtere Abstimmung unterscheidet. Denkt man sich dort außer der zur Koppelung dienenden Primärspule noch einige Windungen der variablen Selbstinduktion zur Abstimmung eingeschaltet, so hat man die entsprechende Anordnung mit magnetischer Koppelung. Ist das untere Spulenende abgeleitet, so ist die Spule mit $\frac{1}{4}$ Wellenlänge in Resonanz. Sind beide Enden frei, so hat die Spule $\frac{1}{2}$ Wellenlänge, Resonanz erfolgt also bei einer doppelt so raschen Schwingung.

§ 277. Zur Theorie der Wellen in Drähten. Wir betrachten den vereinfachten Fall, daß die Wellenlänge groß ist gegen den Abstand der Drähte; dann sind längs einer mit dem Abstand vergleichbaren Strecke Strom und Ladung, also auch elektrische und magnetische Felder, merklich konstant und nicht wesentlich verschieden von denen, die vorhanden sein würden,

wenn längs des ganzen Drahtes Strom und Spannung denselben Wert hätten, wie an dem gerade betrachteten Punkte. Wenn dies der Fall, so können wir mit den beiden Begriffen „Kapazität pro Längeneinheit“ und „Induktivität pro Längeneinheit“ rechnen, indem wir einfach die früher für konstanten Strom bzw. konstante Ladung ermittelten Werte durch die Länge dividieren.

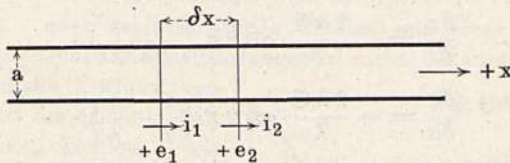
Es seien (Fig. 894):

$$\left. \begin{array}{l} e_1 \text{ und } e_2 \text{ die Spannungen} \\ i_1 \text{ und } i_2 \text{ die Ströme} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{an den Enden eines Stückes} \\ \text{von der Länge } \delta x. \end{array}$$

(Die Vorzeichen sind am oberen Draht in der Figur umgekehrt denen am unteren Draht zu nehmen.)

Ferner seien L_1 , C_1 und W_1 die Werte der Induktivität, Kapazität und des Widerstandes pro Längeneinheit, alles in CGS-Einheiten gemessen. Dann

Fig. 894.



ist $C_1 \delta x$ die Kapazität des betrachteten Stückes und $C_1 \delta x \cdot \delta e / \delta t$ die Ladungszunahme pro Sekunde. Diese ist aber auch gleich dem Überschuß des Zustromes i_1 über den Abstrom i_2 . Und da

$$i_1 - i_2 = -\delta i = -\frac{\delta i}{\delta x} \cdot \delta x,$$

so wird

$$C_1 \cdot \delta e / \delta t = -\delta i / \delta x \dots \dots \dots (1)$$

Ferner muß die Potentialdifferenz der Enden von δx , also

$$e_1 - e_2 = -\delta e = -\frac{\delta e}{\delta x} \cdot \delta x$$

gleich sein der Summe aus Ohmschem Spannungsabfall $i W_1 \delta x$ und Gegenkraft der Selbstinduktion $L_1 \delta x \cdot \delta i / \delta t$; also:

$$L_1 \delta i / \delta t + i \cdot W_1 = -\delta e / \delta x \dots \dots \dots (2)$$

Für die Behandlung der Wellenprobleme kann meist in erster Annäherung der Ohmsche Spannungsabfall gegenüber dem induktiven vernachlässigt werden (vgl. auch § 267), so daß statt Gl. (2) zu setzen ist:

$$L_1 \cdot \delta i / \delta t = -\delta e / \delta x \dots \dots \dots (2')$$

Wir wollen beweisen, daß die Gleichungen (1) und (2') durch eine nach $+x$ oder $-x$ fortschreitende Welle befriedigt werden. Wir setzen:

$$i = \Im \cdot \sin 2\pi (t/T - x/\lambda) \dots \dots \dots (3)$$

$$e = \mathfrak{E} \cdot \sin 2\pi (t/T - x/\lambda) \dots \dots \dots (4)$$

Die Variable $(t/T - x/\lambda)$ nimmt, wenn wir x um ein beliebiges Stück vermehren, denselben Wert für ein späteres t an. Einer Vermehrung von x

¹⁾ Im anderen Grenzfall, wenn nämlich i und e zeitlich konstant sind, folgt aus (2): $i \cdot W_1 = -\delta e / \delta x$, d. i. das Ohmsche Gesetz; aus (1) folgt: $\delta i / \delta x = 0$, also ist i längs des ganzen Drahtes konstant.

um λ entspricht eine Vermehrung von t um T . Also finden an zwei, um λ voneinander entfernten Punkten dieselben Vorgänge statt, nur mit einer Zeitdifferenz T . Die Gl. (3) und (4) stellen also nach $+x$ fortschreitende Wellen von der Länge λ und der Schwingungsdauer T dar. Eine Welle nach $-x$ erhält man durch Vertauschen des $--$ Zeichens in den Gleichungen (3) und (4) mit dem $+-$ Zeichen.

Aus (3) folgt:

$$\frac{\delta i}{\delta t} = \frac{2\pi\mathfrak{I}}{T} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \dots \dots \dots (5)$$

und ähnlich:

$$\frac{\delta i}{\delta x} = -\frac{2\pi\mathfrak{I}}{x} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \dots \dots \dots (6)$$

(Vgl. § 255, Gl. 35; in (5) ist x , in (6) ist t als konstante Größe zu betrachten.)

Aus (4) folgt:

$$\frac{\delta e}{\delta t} = \frac{2\pi\mathfrak{E}}{T} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \dots \dots \dots (7)$$

$$\frac{\delta e}{\delta x} = -\frac{2\pi\mathfrak{E}}{\lambda} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \dots \dots \dots (8)$$

Gl. (5) bis (8) in (1) und (2) eingesetzt, ergeben:

$$C_1 \mathfrak{E} / T = \mathfrak{I} / \lambda \dots \dots \dots (9)$$

$$L_1 \mathfrak{I} / T = \mathfrak{E} / \lambda \dots \dots \dots (10)$$

hieraus folgt durch Multiplikation: $C_1 L_1 = T^2 / \lambda^2 = 1/v^2$ [vgl. § 274, Gl. (2)]
oder

$$\lambda / T = v = \pm 1 / \sqrt{L_1 C_1} \dots \dots \dots (11)$$

Das doppelte Vorzeichen zeigt an, daß die Welle auch nach $-x$ fortschreiten kann. Es folgt durch Division:

$$\mathfrak{I}^2 / \mathfrak{E}^2 = C_1 / L_1$$

oder:

$$\underline{\underline{\mathfrak{I} / \mathfrak{E} = \pm \sqrt{C_1 / L_1} \dots \dots \dots (12)}}$$

Über die Bedeutung des doppelten Vorzeichens in Gl. (12) erhält man durch Einsetzen der Werte aus (11) und (12) in (7) und (8) und weiter in (1) und (2) Aufschluß. Es zeigt sich, daß zu positivem λ/T , also zu der nach $+x$ schreitenden Welle, auch das positive $\mathfrak{I}/\mathfrak{E}$ gehört, und umgekehrt. Statt Gl. (12) können wir auch schreiben:

$$L_1 J^2 = C_1 E^2,$$

d. h.: Die elektrische und magnetische Energie sind einander gleich.

Für C_1 war früher gefunden [§ 90, Gl. 14^b): $C_1 = 1/(4 \cdot \ln 2 a/d)$ cgs-Einheiten, wenn a der Abstand, d der Durchmesser der Drähte. Also in CGS-Einheiten:

$$C_1 = 1/(c^2 \cdot 4 \cdot \ln 2 a/d) \dots \dots \dots (13)$$

Für L_1 war gefunden [§ 230, Gl. (10)]:

$$L_1 = 4 \cdot \ln 2 a/d \dots \dots \dots (14)$$

Einsetzen in Gl. (11) ergibt:

$$\underline{\underline{v = c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec} \dots \dots \dots (15)}}$$

Einfluß des Mediums und des Drahtmaterials. In einem Medium mit der Dielektrizitätskonstante ϵ ist $C_1 \epsilon$ mal größer, in einem Medium mit der Magnetisierungszahl μ ist $L_1 \mu$ mal größer. Also wird

$$v = c/\sqrt{\epsilon\mu} \dots \dots \dots (16)$$

Ist das Medium leitend, so gleichen sich die Spannungen zum Teil durch dasselbe hindurch aus, die Amplitude der Wellen nimmt also im Fortschreiten ab.

Hat der Draht einen merklichen Widerstand — so daß Gl. (2) der Rechnung zugrunde zu legen ist —, so wird auch durch diesen Energie verzehrt und in Wärme verwandelt, und die Amplitude nimmt im Fortschreiten ab.

Ein schlecht leitender Draht, ein gut leitendes Medium wirken also auf die Wellen „absorbierend“, etwa wie ein Stück Rauchglas auf eine Lichtwelle. Die absorbierte Energie wird in Wärme verwandelt.

Da nicht- oder schlechtleitende Medien mit einer von der Einheit merklich abweichenden Magnetisierungszahl nicht bekannt sind, so hat sich die experimentelle Prüfung von Gl. (16) nur auf die Abhängigkeit von ϵ erstrecken können. Wir können also schreiben:

$$v = c/\sqrt{\epsilon} \dots (16')$$

Wenn also stehende elektrische Wellen an einem Lechersehen Drahtsystem erzeugt werden, das teilweise in Luft, teilweise in einem Medium mit der DK gleich ϵ verläuft, so sind in diesem die Knotenabstände $\sqrt{\epsilon}$ mal kleiner als in Luft. Hierauf beruhende Methoden zur Messung der DK bzw. zur Vergleichung mit den auf statischem Wege (vgl. § 81) bestimmten Werten sind namentlich von Drude¹⁾ ausgebildet worden.

Für gut leitende Flüssigkeiten bildet die Wellenmethode eine Möglichkeit zur Bestimmung der auf statischem Wege nicht meßbaren DK. So ergab sich z. B. für Wasser der Wert $\epsilon = 81$ (vgl. § 81, S. 214).

Einer besonderen Betrachtung bedürfen noch die Phasenbeziehungen zwischen Strom und Spannung bei fortschreitenden Wellen einerseits, bei stehenden andererseits. Bei ersteren haben wir nach Gl. (3), (4) und (12) gleiche Phase, wenn sie in positiver, entgegengesetzte, wenn sie in negativer Richtung fortschreiten. Anders bei stehenden Wellen; es möge etwa Reflexion an einem freien Drahtende stattfinden (Fig. 895). Der Strom i ist stets die Summe aus dem Anteil i_d der direkten und i_r der reflektierten Welle; damit am freien Ende i stets Null sei, muß dort $i_r = -i_d$ sein, d. h. die Stromwelle wird mit umgekehrtem Zeichen reflektiert. In $\lambda/4$ Abstand vom Ende trifft sich die ankommende Welle

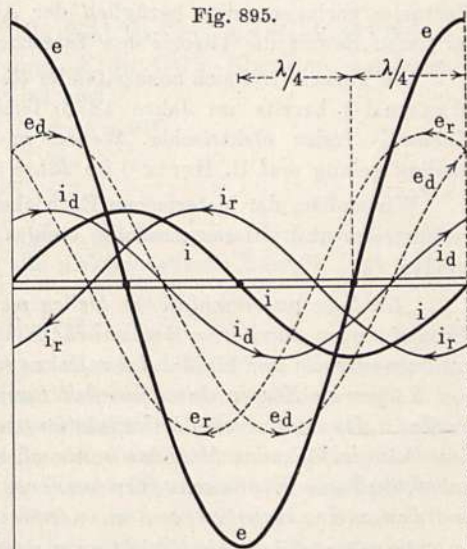


Fig. 895.

¹⁾ Siehe weiter unten § 282.

mit der reflektierten in einem Phasenunterschiede von $2 \times \lambda/4$ vom Wege herrührend, vermehrt um $\lambda/2$ von der Umkehr bei der Reflexion herrührend; Gesamtdifferenz also λ , d. h. gleicher Schwingungszustand und gegenseitige Verstärkung. In $\lambda/4$ Abstand vom Ende ist also ein Maximum der Stromamplitude für die stehende Welle. Da ferner das Vorzeichen von $\mathfrak{S}/\mathfrak{E}$ bei der Reflexion sich umkehrt [vgl. Gl. (12)], so wird e mit gleichem Vorzeichen reflektiert. Die Phasendifferenz beträgt also in $\lambda/4$ Abstand $\lambda/2$; ankommende und reflektierte Welle vernichten sich dort. In $\lambda/4$ Abstand vom Ende ist also ein Minimum der Spannungsamplitude der stehenden Welle.

Zwischen der Stromschwingung und der Spannungsschwingung besteht also eine räumliche Verschiebung von $\lambda/4$, wie es ja auch der vierte Versuch des § 275 ergab. Außerdem besteht auch noch eine zeitliche Verschiebung von $T/4$.

Bei Reflexion an einem geschlossenen Ende (Brücke) ist die Spannung am Ende stets Null. Der Spannungsknoten liegt jetzt in $\lambda/2$, der Stromknoten in $\lambda/4$ Abstand.

§ 278. Grundlagen der Theorie freier elektrischer Wellen; Verschiebungsstrom. Während über die Fortpflanzung elektrischer Wirkungen längs Drähten bereits vor dem Ausbau einer Theorie wenigstens qualitative Versuche vorlagen, eilte bezüglich der Ausbreitung elektrischer Wirkungen im freien Raume die Theorie den Tatsachen weit voraus.

Die Theorie frei sich ausbreitender elektromagnetischer Wellen war durch Maxwell¹⁾ bereits im Jahre 1873 fertig entwickelt; der experimentelle Nachweis freier elektrischer Wellen in Luft und anderen nichtleitenden Medien gelang erst H. Hertz²⁾ im Jahre 1888.

Wir wollen, der historischen Entwicklung folgend, auch hier die Theorie voranstellen und zitieren zunächst einiges aus den einleitenden Worten Maxwells:

„Ich habe an verschiedenen Stellen meines Werkes die elektromagnetischen Erscheinungen durch eine mechanische Einwirkung der Körper aufeinander zu erklären versucht und bin dabei der Konzeption gefolgt, daß diese Einwirkungen von Körper zu Körper durch ein den Raum ausfüllendes Medium fortgeleitet werden. Da nun auch die Undulationstheorie des Lichtes die Existenz eines den Raum erfüllenden Mediums annimmt, so werde ich im folgenden zu zeigen haben, daß die Eigenschaften unseres elektromagnetischen Mediums mit denen des lichttragenden identisch sind.

Es wäre philosophisch nicht zu rechtfertigen, wollte man, so oft es eine neue Erscheinung zu erklären gibt, den ganzen Raum auch mit einem neuen Medium füllen.

Man kann nun die Geschwindigkeit, mit der eine Störung sich in dem Medium fortpflanzt, sowohl aus elektromagnetischen Experimenten berechnen³⁾, als auch direkt aus der Geschwindigkeit, mit der das Licht sich durch dasselbe verbreitet, ableiten. Findet sich dann, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für elektromagnetische Störungen ebensogroß ist, wie die für Lichtschwingungen, und zwar nicht bloß in der Luft, sondern auch in anderen durchsichtigen Medien, so hat man hinreichenden Grund zu der Annahme, das Licht sei eine elektromagnetische Erscheinung.“

¹⁾ Lehrb. d. El. u. d. Magn. II, Kap. 20.

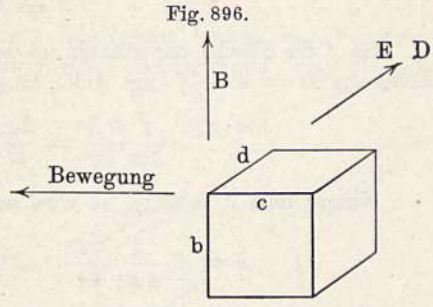
²⁾ Wied. Ann. 34, 551 u. 610 (Ausbr. d. el. Kr., S. 115 u. 133).

³⁾ Bzw. nach Hertz messen, s. weiter unten § 280.

Für die Theorie Maxwells ist von grundlegender Bedeutung der von ihm eingeführte Begriff des

„Verschiebungsstromes“,

zu dem wir am einfachsten durch eine konsequente Anwendung der in § 224 (S. 761) entwickelten Faradayschen Anschauung gelangen, daß nämlich auch in einem Dielektrikum, wenn es von magnetischen Induktionslinien geschnitten wird, dieselbe elektrische Kraft induziert wird wie in einem gleich gestalteten Leiter. Wir betrachten einen dielektrischen Würfel mit den Kanten *bcd* (Fig. 896) von je 1 cm Länge, der sich mit der Geschwindigkeit *v* in der Richtung der Kante *c* bewege und dabei die parallel *b* verlaufenden Induktionslinien *B* durchschneide. Dann entsteht ein elektrisches Feld *E* in der Richtung *d* vom Betrage *N*, wenn *N* die Zahl der von der Kante *d* sekundlich geschnittenen Induktionslinien und *E* in CGS-Einheiten gemessen. Messen wir *E* in cgs-Einheiten, so wird also:



$$E = N/c \quad (c = 3 \cdot 10^{10}) \dots \dots \dots (1)$$

oder da $N = B \cdot v$ ist:

$$E = \frac{Bv}{c} \dots \dots \dots (1')$$

Ist ϵ die Dielektrizitätskonstante des Würfels, also $D = \epsilon E$ die „Erregung“ [vgl. § 95, Gl. (3)], so ist die elektrostatische Energie [vgl. § 95, Gl. (6) und § 48, Gl. (2a)]

$$u_e = \epsilon E^2 / 8\pi = E \cdot D / 8\pi = ND / 8\pi c \dots \dots \dots (2)$$

Solange *N*, also auch *E* konstant, ist auch *u_e* konstant, die Bewegung kann also ohne Arbeitsleistung bestehen. Wenn sich aber *N* ändert, wenn z. B. das magnetische Feld inhomogen oder *v* veränderlich ist, so ist auch *u_e* veränderlich. Dann aber muß offenbar eine der Zunahme von *u_e* gleiche Arbeit geleistet werden, d. h. auf das bewegte Dielektrikum muß eine Kraft wirken, die von nichts anderem herrühren kann, als von einer mechanischen Wechselwirkung zwischen dem magnetischen und dem sich ändernden elektrischen Felde.

Es ist die Arbeit pro Sekunde:

$$A = \delta u_e / \delta t = \frac{\epsilon}{8\pi} \frac{\delta E^2}{\delta t} = \frac{\epsilon}{4\pi} E \cdot \frac{\delta E}{\delta t} = \frac{E}{4\pi} \frac{\delta D}{\delta t} = N \cdot \frac{1}{4\pi c} \frac{\delta D}{\delta t} \dots (3)$$

Wenn in dem Würfel parallel *d* ein Strom von der Dichte *j* pro Quadratcentimeter fließen würde, so wäre

$$N \cdot j = A \dots \dots \dots (4)$$

Aus Gl. (3) und (4) folgt:

A. Eine zeitlich veränderliche dielektrische Erregung erfährt in einem Magnetfelde die gleiche mechanische Kraft, wie ein Strom von der Dichte:

$$j = \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{\delta D}{\delta t} \quad (j \text{ in CGS, } D \text{ in cgs}) \dots \dots \dots (5)$$

Diese Größe bezeichnet Maxwell deshalb als den
„Verschiebungsstrom“.

Eine anschauliche Bedeutung gewinnt der Verschiebungsstrom durch folgende Betrachtung (Fig. 897): Ein Plattenkondensator AB lade sich durch einen im Verbindungsdraht von B nach A fließenden Strom J . Ist e die Ladung, so ist

$$J = \delta e / \delta t.$$

Ist f die Fläche der Platten, so beträgt die Ladungsdichte e/f , also die Erregung $D = 4\pi e/f$ [vgl. § 95, Gl. (2)]. Somit ist $fD/4\pi = e$, oder

$$\frac{f}{4\pi} \frac{\delta D}{\delta t} = \frac{\delta e}{\delta t} = J \quad (\text{cgs}).$$

Nimmt man J in CGS, so wird sein Zahlwert c mal kleiner, also:

$$J = f \cdot \frac{1}{4\pi c} \frac{\delta D}{\delta t} \quad (J \text{ in CGS, } D \text{ in cgs}) \quad \dots \dots \dots (6)$$

Die rechte Seite stellt den gesamten durch das Dielektrikum fließenden Verschiebungsstrom dar; derselbe ist also gleich dem Leitungsstrom im Draht, so daß der „ungeschlossene“ Leitungsstrom im Draht durch den Verschiebungsstrom im Dielektrikum zu einem geschlossenen Kreise ergänzt wird. Dasselbe gilt in sämtlichen Fällen ungeschlossener Ströme.

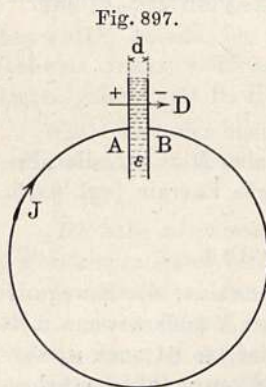


Fig. 897.

Es liegt die Frage nahe, ob der Verschiebungsstrom bezüglich seiner magnetischen Wirkungen dem Leitungsstrom gleichwertig sei, d. h. ob er auch selbst ein Magnetfeld erzeuge? Wir können die Frage ohne weiteres auf Grund des Reaktionsprinzips bejahen: Wenn Satz A gilt, dann muß der Verschiebungsstrom auch auf einen Magneten einwirken; es folgt also:

B. Ein Verschiebungsstrom erzeugt ein magnetisches Feld von gleicher Gestalt und Stärke wie der äquivalente Leitungsstrom.

Wenn auch die Gesetze der in den folgenden Paragraphen zu besprechenden freien elektrischen Wellen als Bestätigungen der beiden Sätze vom Verschiebungsstrom aufgefaßt werden können, so hat es doch auch nicht an Versuchen gefehlt, einen direkten Nachweis der magnetischen Wirkung zu führen; die Versuche beziehen sich alle auf Satz B. Es muß genügen, hier auf die vergeblichen Versuche Faradays¹⁾ aus dem Jahre 1838, sowie auf die erfolgreichen Arbeiten von A. Eichenwald²⁾, J. B. Whitehead³⁾ und E. Koch⁴⁾ hinzuweisen.

¹⁾ Exper. Unters. XIII, 1661 ff.

²⁾ Ann. d. Phys. (4) 11, 1 u. 421 (1903), 13, 419 (1904); daselbst auch frühere Literatur.

³⁾ Phys. Zeitschr. 6, 475 (1905).

⁴⁾ Sitzungsber. d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturwiss. Marburg 1909. (Demonstrationsversuch.)

§ 279. Theorie freier elektrischer Wellen. Aus den in § 278 gewonnenen Sätzen vom Verschiebungsstrom folgt, daß wir das durch Gl. (20) in § 193 ausgedrückte Gesetz von Biot und Savart durch Hinzufügen des Verschiebungsstromes erweitern müssen. Also:

$$\Sigma H_s \delta s = 4\pi \Sigma J + \frac{1}{c} \Sigma \frac{\delta D}{\delta t} \quad (J \text{ in CGS-}, D \text{ in cgs-Einh.}) \dots (1)$$

Wegen des enorm großen Faktors c im Nenner kommt der Verschiebungsstrom offenbar nur bei den sehr raschen Änderungen, wie sie mit schnellen Schwingungen verbunden sind, merklich in Betracht, so daß alle früheren Folgerungen im Gebiet der gewöhnlichen Elektrodynamik richtig bleiben. Bei raschen Schwingungen dagegen und namentlich in Nichtleitern können wir umgekehrt den Leitungsstrom als unwesentlich neben dem Verschiebungsstrom vernachlässigen.

Fügen wir noch das Induktionsgesetz (§ 224, S. 760) hinzu in Form der Gleichung¹⁾:

$$\Sigma E_s \delta s = -\frac{1}{c} \Sigma \frac{\delta B}{\delta t} \quad (B \text{ in CGS-}, E \text{ in cgs-Einheiten,} \dots (2)$$

darum rechts c im Nenner)

und endlich den Ausdruck für die Feldenergie, nämlich:

$$u = (ED + HB) / 8\pi \quad [\text{vgl. Gl. (2a) § 48, sowie § 95}] \dots (3)$$

so haben wir dasjenige Gleichungssystem, welches nach H. Hertz als der eigentliche Inhalt der Maxwellschen Theorie anzusehen ist. Die speziellen Eigenschaften der Körper drücken sich durch Zusatzgleichungen aus, die der Erfahrung zu entnehmen sind und den paarweisen Zusammenhang zwischen E und D , H und B , E und J angeben (siehe Kap. XII, Einleitung). Es läßt sich in der Tat zeigen, daß die gesamte Elektrizitätslehre sich aus diesem Gleichungssystem ableiten läßt²⁾.

Wir beschränken die folgenden Betrachtungen zunächst auf ein „ideales Dielektrikum“ und setzen $J = 0$, $D = \epsilon E$, $B = \mu H$, wobei ϵ und μ als konstant zu betrachten.

Dann erhalten wir statt Gl. (1) und (2) die folgenden:

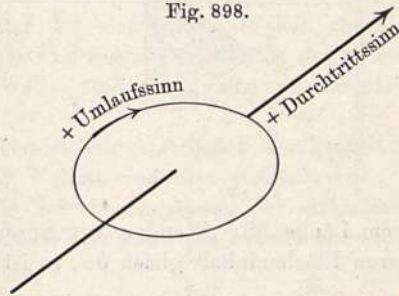
$$\Sigma H_s \delta s = \frac{\epsilon}{c} \Sigma \frac{\delta E}{\delta t} \dots (1')$$

$$\Sigma E_s \delta s = -\frac{\mu}{c} \Sigma \frac{\delta H}{\delta t} \dots (2')$$

¹⁾ Bezüglich der Vorzeichenwahl für positiven Umlaufssinn und positive Durchtrittsrichtung in obigen Gleichungen sei an die früher gegebenen Regeln (§ 103, S. 632 und Fig. 540) erinnert. Zur Erleichterung diene Fig. 898.

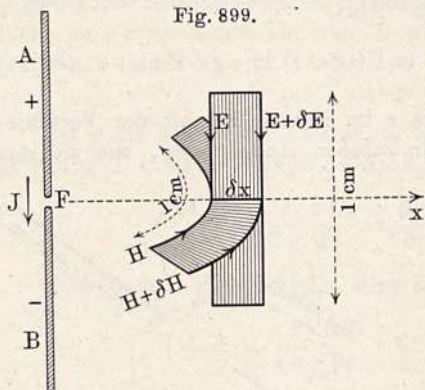
²⁾ Die ungeheure Tragweite eines so einfachen Gleichungssystems veranlaßte Boltzmann, dem zweiten Bande seiner Vorlesungen über die Maxwellsche Theorie als Motto die Worte Fausts voranzusetzen: „War es ein Gott, der diese Zeichen schrieb ...“. — Für ein rechtwinkliges Koordinatensystem erhält man aus Gl. (1) die Gl. (21) des § 193, vermehrt um die Glieder $1/c \cdot \delta D_x / \delta t$ usw. auf der rechten Seite. Gl. (2) ist identisch mit den Gl. (7), § 224.

Fig. 898.



Es sei ein Hertzscher Oszillator gegeben (Fig. 899), der einfach aus einem durch die Funkenstrecke F unterbrochenen Stabe AB bestehe. Dann laufen die elektrischen Kraftlinien nach Symmetrie in den durch den Stab hindurchgelegten Meridianebenen; in gleicher Richtung laufen also auch die Verschiebungsströme und ihre zu ihnen stets senkrechten magnetischen Kraftlinien umgeben den Erreger als konzentrische Kreise.

Fig. 899.



Aus einer in der Äquatorebene liegenden Strecke Fx schneiden wir in großer Entfernung (in der Figur ist die Entfernung zu klein gezeichnet) ein Stück δx heraus und schneiden ferner aus den durch die Enden von δx gehenden elektrischen und magnetischen Kraftlinien je ein Stück von

1 cm Länge ab. Wenden wir unsere Gleichungen auf diese Abschnitte an, deren Flächeninhalt gleich δx , so ist:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma H_s \delta s &= H - (H + \delta H) = -\delta H = \frac{\epsilon}{c} \frac{\delta E}{\delta t} \cdot \delta x \\ \Sigma E_s \delta s &= (E + \delta E) - E = \delta E = -\frac{\mu}{c} \frac{\delta H}{\delta t} \cdot \delta x \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

oder: $\frac{\epsilon}{c} \frac{\delta E}{\delta t} = -\frac{\delta H}{\delta x} \dots (4)$

$$\frac{\mu}{c} \frac{\delta H}{\delta t} = -\frac{\delta E}{\delta x} \dots (5)$$

Diese Gleichungen sind ganz ebenso gebaut, wie Gl. (1) und (2') in § 277, nur daß an Stelle der Faktoren C_1 und D_1 hier ϵ/c und μ/c treten. Die Gleichungen drücken also ebenfalls eine Wellenbewegung aus.

An Stelle der Gl. (11) und (12) in § 277 erhalten wir somit:

$$v = \pm c / \sqrt{\epsilon \mu} \dots (6)$$

Die Geschwindigkeit der freien Wellen ist also mit derjenigen der Drahtwellen identisch. Ferner wird:

$$H/E = \sqrt{\epsilon/\mu} \dots (7)$$

Aus Gl. (7) folgt $\epsilon E^2 = \mu H^2$ oder nach beiderseitiger Division durch 8π

$$u_e = u_m \dots (8)$$

d. h., die Feldenergie besteht zu gleichen Teilen aus elektrischer und magnetischer Energie, genau wie bei den Drahtwellen. Endlich stehen hier wie dort die Richtungen des elektrischen und des magnetischen Feldes senkrecht aufeinander und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung; beide Felder sind in gleicher Phase. Fig. 900 stellt den Zustand der Felder in einem bestimmten Augenblick dar.

Nach Faraday-Maxwellscher Auffassung sind offenbar freie Wellen und Drahtwellen identische Vorgänge; die Drähte haben nur die Bedeutung einer vorgeschriebenen Feldbegrenzung, sie bilden gleichsam das Geleise, an welchem die Wellen entlang gleiten, der eigentliche Vorgang sind die Feldänderungen (siehe auch weiter unten § 283).

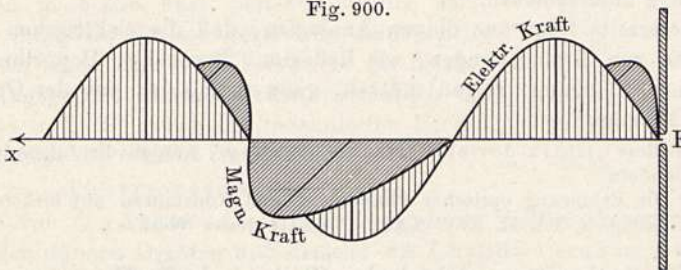
Wir vergleichen nunmehr die theoretisch erschlossenen Eigenschaften der elektrischen Wellen mit den experimentell bekannten der Lichtwellen¹⁾:

1. Im leeren Raume ($\epsilon = \mu = 1$) ist die Geschwindigkeit beider gleich $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec.

2. Die für den Schwingungszustand der elektrischen Wellen charakteristischen Größen, nämlich das elektrische und magnetische Feld, stehen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung, die Wellen sind also Transversalwellen, genau wie die Lichtwellen.

3. In dem soeben behandelten Beispiel schwingt jedes der Felder nur in einer ganz bestimmten Ebene. Die Wellen sind also polarisiert. Es bleibt zunächst willkürlich, ob wir die Schwingungsebene der elektrischen oder die der magnetischen Kraft als Polarisationssebene bezeichnen wollen.

Fig. 900.



Auch beim Licht herrschte bekanntlich eine Unbestimmtheit, ob die „Lichtschwingungen“ in der Polarisationssebene oder senkrecht dazu vor sich gehen. Eine nähere Untersuchung zeigt, daß, wenn man die Lichtschwingungen als elektromagnetische Schwingungen auffassen will, die elektrische Kraft senkrecht zur „Polarisationssebene“ schwingen muß.

4. In Dielektriken (Nichtleitern) ist die Geschwindigkeit $\sqrt{\epsilon}$ mal kleiner (der Einfluß von μ ist nicht beobachtbar aus Mangel an geeigneten Medien). In durchsichtigen Körpern ist die Lichtgeschwindigkeit n mal kleiner, wenn n der „Brechungsindex“ ist. Sollen also elektrische und optische Wellen identisch sein, so muß die Maxwellsche Beziehung gelten:

$$n = \sqrt{\epsilon} \dots \dots \dots (9)$$

Diese Beziehung ist für manche Körper, namentlich für langwelliges Licht, sehr gut, für andere wieder sehr schlecht oder gar nicht erfüllt (Wasser $n_D = 1,33$; $\sqrt{\epsilon} = \sqrt{81} = 9$). Über die Gründe der Abweichung s. Bd. II, Kap. XXII, sowie weiter unten Kap. XII, Einleitung.

5. In Leitern werden die elektrischen Wellen absorbiert. Der von uns vernachlässigte Leitungsstrom der Gl. (2) liefert ein der Leitfähigkeit proportionales Absorptionsglied in der Wellengleichung. Gute Leiter, wie die Metalle,

¹⁾ Vgl. die in § 278 zitierten Worte Maxwells.

sind aber auch für das Licht undurchlässig, während die meisten Dielektrika durchsichtig sind. Ausnahmen, wie z. B. die leitenden, aber durchsichtigen Elektrolyte, erklären sich durch die Trägheit der Ionen, welche zwar den langsamen elektrischen, nicht aber den viel rascheren optischen Schwingungen zu folgen vermögen.

6. An der Grenzfläche zweier Media muß eine Reflexion stattfinden. An einem vollkommenen Leiter muß die elektrische Kraft stets Null sein, da sie sich durch Strom sofort ausgleicht. Die Wellen müssen also an Metallflächen — wie an einer Brücke Lecherscher Drähte — mit umgekehrtem Vorzeichen elektrischer Kraft vollkommen reflektiert werden. Auch für das Licht ist die Reflexion an den besten Leitern — Silberspiegel — am besten. Daß die Übereinstimmung, wenigstens für das ultrarote Spektralgebiet, auch zahlenmäßig gilt, ist in Bd. II. gezeigt.

Diese bis in viele wesentliche Einzelheiten vorausgesagte Übereinstimmung zwischen elektrischen und Lichtwellen gab, wie bereits gesagt, Maxwell die Veranlassung zu der Hypothese, daß die Lichtschwingungen elektrischer Natur seien und sich von den experimentell erzeugbaren elektrischen Schwingungen nur durch ihre größere Frequenz, also kürzere Wellenlänge unterscheiden.

Andererseits folgt aus obigen Analogien, daß die elektrischen Wellen eine Reihe von Erscheinungen, wie Reflexion, Brechung, Doppelbrechung, Polarisation, Beugung, zeigen müssen, ganz analog den aus der Optik bekannten Anordnungen.

Über diese „Optik der elektrischen Wellen“ werden die folgenden § 280 und 281 handeln.

Über die Erklärung optischer Phänomene und Konstanten auf elektromagnetischer Grundlage s. Bd. II, Kap. XXII u. XXIII dieses Werkes.

§ 280. Beobachtung elektrischer Wellen in Luft; Thermoresonator; Reflexion; Wellenlänge. Wenn von einem Erreger kräftige elektrische Wellen ausgehen und sich im Raume verbreiten sollen, so ist dies nur möglich, wenn der Erreger in seiner Umgebung ein kräftiges elektrisches Feld und damit auch kräftige Verschiebungsströme erzeugt. Besteht der Erreger also etwa aus einem Plattenkondensator, nebst fast geschlossenem Drahtkreis, so ist das elektrische Feld fast völlig auf den Innenraum der Platten begrenzt und eine Ausstrahlung von Wellen findet nur in unmerklichem Maße statt. Anders dagegen, wenn der Erreger die Form eines gestreckten Stabes hat, dann verlaufen die elektrischen Kraftlinien ja in weiten Bögen durch die Luft und geben damit zu Verschiebungsströmen in der Umgebung des Erregers Veranlassung. Eine sehr anschauliche Erklärung für das verschiedene Verhalten geschlossener und offener Erreger wird weiter unten in § 282 u. 283 gegeben.

Die ersten Versuche von Hertz über Luftwellen wurden mit Erregern von ziemlich großer Wellenlänge ausgeführt und erforderten deshalb auch für die Reflexions- und Brechungsversuche entsprechend große Spiegel von über 2 qm Fläche und aus Pech gegossene Prismen von 600 kg Gewicht.

Den Bemühungen der späteren Autoren¹⁾ ist es gelungen, die Wellenlänge bis auf wenige Millimeter herabzudrücken und mit Anordnungen zu arbeiten, die sich in der Größe von den optischen Apparaten nicht mehr viel unterschieden.

¹⁾ Literatur s. Winkelmanns Handb., Bd. V.

Für Hörsaalversuche empfiehlt sich eine Wellenlänge von 10 bis 15 cm. Man kann dann mit Spiegeln bequemer Größe von etwa 35 bis 40 cm Seitenlänge auskommen.

Zur Beobachtung der Wellen bediente sich Hertz teils kreisförmiger, teils geradliniger Resonatoren mit Funkenstrecke. Nach Righi kann man sich geradlinige Resonatoren aus streifenförmigen Silberspiegeln herstellen, in deren Belag man in der Mitte eine feine Unterbrechung eingeritzt hat. Die in dieser Unterbrechung entstehenden Fünkchen werden mittels Lupe beobachtet.

Die Unbequemlichkeit des Beobachtens im Dunkeln hat zur Ersinnung der mannigfachsten Hilfsmittel Veranlassung gegeben, um auch einem größeren Auditorium die Erscheinungen zeigen zu können. Sie sind meist ziemlich kompliziert und zu quantitativen Versuchen, namentlich wenn man auch die Intensität der Wellen verfolgen will, nicht zu gebrauchen. Am einfachsten, aber auch am unzuverlässigsten ist der sogenannte „Kohärer“, über den in § 288 kurz berichtet werden soll. Für die folgenden Vorlesungsversuche eignet sich bei weitem besser das von Klemencic für diesen Zweck angegebene Thermoelement, namentlich in der schon in § 258 erwähnten, evakuierten Form. Fig. 901 zeigt das Schema eines solchen

„Thermoresonators“.

Die von den Platten *A* und *B* aufgefangenen Wellen erzeugen Ströme, die in den dünnen Drähten *aob* fließend die Lötstelle *o* erwärmen und eine

Fig. 901.

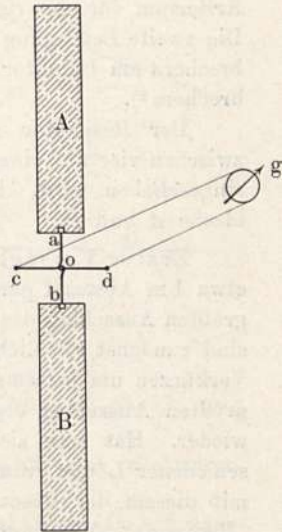
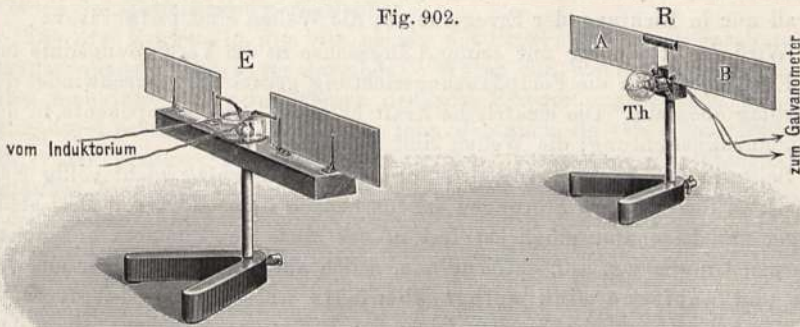


Fig. 902.



Thermokraft erzeugen, welche in dem Kreise *ocgdo* einen das Galvanometer *g* ablenkenden Gleichstrom hervorruft. Die Platten *A* und *B* bilden die Kapazität, die Drähte *aob* die Selbstinduktivität des Resonators. Die Wirkung wird offenbar am größten, wenn durch passende Wahl der Plattengröße der Resonator auf die Frequenz des Erregers abgestimmt ist.

Fig. 902 zeigt die Ausführung des Versuches. Der Erreger *E* ist — mit Rücksicht auf den weiter unten folgenden vierten Versuch — derselbe,

der auch früher zu den Versuchen nach Drude benutzt wurde (vgl. Fig. 882). Da der Thermoresonator die Wärmeezeugung einer größeren Anzahl von Wellen summiert, während die früher benutzte Leuchtröhre nur auf die Höhe des Spannungsmaximums ansprach, so ist es jetzt günstiger, die Dämpfung des Erregers möglichst zu verringern und außerdem die Zahl der Einzelimpulse möglichst zu vermehren. Ersteres geschieht durch möglichste Verkürzung des Funkens; der nur eben sichtbar sein darf; das beste Kriterium für die richtige Länge bildet der Ausschlag des Galvanometers. Die zweite Bedingung erfüllt man durch Wahl eines rasch arbeitenden Unterbrechers am Induktor, also etwa eines rotierenden oder eines Deprezunterbrechers¹⁾.

Der Resonator R besteht aus dem Vakuumthermoelement Th , das zwischen vier auf einem Hartgummiklotz angebrachte federnde Kontaktstücke eingeschoben wird. Ebenfalls durch Federn gehalten sind die Kapazitätsbleche A und B .

Erster Versuch (Abstimmung): Erreger und Resonator werden in etwa 1 m Abstand parallel zueinander aufgestellt und die Funkenstrecke auf größten Ausschlag des Galvanometers einreguliert. Die Bleche des Resonators sind zunächst reichlich groß gewählt und werden nunmehr durch allmähliches Verkürzen um jedesmal etwa $\frac{1}{2}$ cm auf diejenige Länge gebracht, welche den größten Ausschlag ergibt. Weitere Verkürzung verkleinert den Ausschlag wieder. Hat man sich also drei Blechpaare hergestellt von um je 1 cm verschiedener Länge, von denen das mittlere den größten Ausschlag gibt, so ist mit diesem der Resonator auf gleiche Frequenz mit dem Erreger oder auf „Resonanz“ abgestimmt.

Wird der Resonator um die Verbindungslinie mit dem Erreger als Achse gedreht, bis seine Richtung mit derjenigen des Erregers einen rechten Winkel bildet, so verschwindet der Ausschlag, die elektrische Kraft schwingt also überall nur in Richtung der Erregerachse; die Wellen sind polarisiert.

Wird der Resonator mit seiner Längsachse in die Verbindungslinie mit dem Erreger, also in die Fortpflanzungsrichtung gedreht, so verschwindet der Ausschlag ebenfalls. Die elektrische Kraft hat also keine Komponente in der Fortpflanzungsrichtung; die Wellen sind transversal.

Sollte in den letztgenannten Stellungen der Ausschlag nicht völlig Null werden, so liegt dies an Störungen seitens benachbarter Körper. Man stelle Erreger und Resonator möglichst frei in der Mitte des Zimmers auf hohen hölzernen Untersätzen auf, entferne namentlich alle leitenden Körper aus der Nähe und entferne sich selbst ebenfalls um einige Meter. Man findet stets, namentlich bei den folgenden Reflexionsversuchen, einen bedeutenden Einfluß des Körpers des Beobachters auf die Erscheinungen.

Zweiter Versuch (Reflexion): Wir stellen Erreger und Resonator so auf, wie Fig. 903 zeigt; da beide senkrecht zueinander, so ist die Wirkung

¹⁾ Die folgenden Versuche gelingen mit einem kleinen Induktorium von 20 cm Länge, mit etwas kleineren Ausschlägen auch mit Hammerunterbrecher. Bedeutende Verstärkung erhält man durch Betrieb des Erregers mittels eines Tesla-transformators. Als Galvanometer wurde für alle Versuche dieses und des folgenden Paragraphen ein Spulengalvanometer von etwa 60 Ohm Widerstand und einer Empfindlichkeit von 100 Skalenteilen pro Mikroamp. benutzt.

Null oder sehr gering. Annäherung einer Blechtafel Sp bewirkt eine Vergrößerung des Ausschlags infolge Reflexion der Wellen. Das Blech wirkt also als Spiegel.

Wie oben (§ 279) theoretisch gezeigt, kommt die Reflexion dadurch zustande, daß in dem Metallspiegel Induktionsströme erzeugt werden, welche das Feld an der Oberfläche des Spiegels gerade zu Null machen. Die Spiegelwirkung muß also durch Unterteilung des Spiegels in Streifen, die senkrecht zur elektrischen Kraft- richtung verlaufen, vernichtet werden. Wir ersetzen den Blechspiegel durch einen solchen aus etwa $\frac{1}{2}$ mm dicken, parallelen Kupferdrähten, die in etwa 1 cm Abstand auf einen Holzrahmen gespannt sind. Stehen die Drähte vertikal, also senkrecht auf der Richtung der elektrischen Kräfte, so ist die Wirkung Null, stehen sie horizontal, also parallel zur elektrischen Kraft- richtung, so ist die Spiegelwirkung ebenso stark wie diejenige des Blechspiegels.

Auch ein großes Stanniolblatt oder ein Silberspiegel auf Glas reflektieren gleich gut.

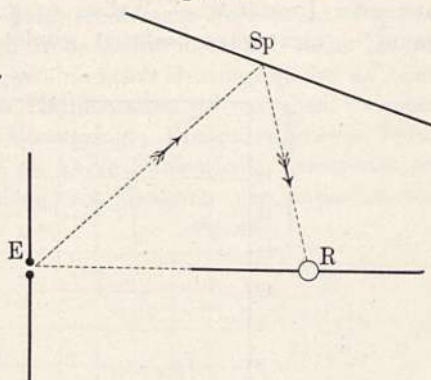
Dritter Versuch (Stehende Wellen, Wellenlänge, Geschwindigkeit): Erreger und Empfänger werden möglichst in Zimmermitte etwa 2 m über dem Fußboden aufgestellt. Eine große Blechplatte¹⁾ (1 bis 2 qm) dient als Spiegel und steht in etwa 3 m Abstand vom Erreger; der Resonator ist längs des Einfallslotes verschiebbar.

Die drei Kurven in Fig. 904 zeigen die Ergebnisse dreier rasch nacheinander ausgeführter Versuchsreihen. Wären die Wellen ungedämpft, so müßte man infolge der Interferenz der vom Erreger ausgehenden und der vom Spiegel reflektierten Wellen, die man sich auch als von einem „Spiegelbild“²⁾ des Erregers ausgehend denken mag, Nullstellen der Intensität in Abständen Null, $\lambda/2$, $3\lambda/2$ usw. vom Spiegel erwarten. Wegen der Dämpfung ist die Intensität in den Minimis nicht Null, denn die reflektierte Welle ist früher, also mit größerer Amplitude vom Erreger ausgesandt, als die direkte; es bleibt also eine Differenz übrig, die um so größer, je weiter man sich vom Spiegel entfernt, je größer also der Gangunterschied. Dazu kommt noch die Abnahme der Amplitude proportional der Entfernung vom Erreger, die ebenfalls die Interferenz verwischt. Im vorliegenden Falle ist deshalb nur das erste Maximum in etwa 40 und das erste Minimum in 80 bis 90 cm Entfernung deutlich ausgeprägt. Die halbe Wellenlänge beträgt danach etwa 85 cm. Mit demselben Erreger war in § 274 eine Wellenlänge von 84 cm an Drähten nach Drudescher Methode bestimmt worden.

¹⁾ Ein mit Stanniolblättern bedecktes Zeichenbrett oder eine Wandtafel genügen auch.

²⁾ Der Schwingungszustand des Spiegelbildes ist dem des Erregers gerade entgegengesetzt.

Fig. 903.

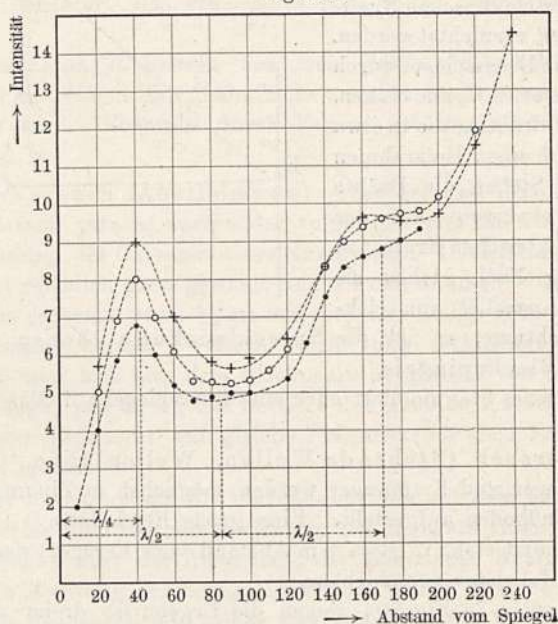


(Eine elegantere Wiederholung dieses Versuches mit kleineren Wellen, aber ohne die Vergleichung mit Drahtwellen, siehe weiter unten § 281.)

Folgerung: Für einen gegebenen Erreger ist die Wellenlänge in Luft und an Drähten die gleiche; dasselbe gilt also auch für die Geschwindigkeit [vgl. § 279, Gl. (6)].

Dieses Resultat ist zwar von Hertz schon vermutet, jedoch infolge störender Umstände — Wellen zu groß im Verhältnis zum Beobachtungsraum — nicht ganz bestätigt worden. Genauere Resultate erhielten dann

Fig. 904.



Sarasin und de la Rive¹⁾. Eine sehr genaue Bestimmung ist neuerdings von M. Hammer²⁾ ausgeführt worden, welcher eine Übereinstimmung der Wellenlängen innerhalb etwa eines Prozents fand.

Die analogen Versuche zum Nachweis der — um $\lambda/4$ verschobenen — Knoten und Bäuche der „magnetischen Kraft“ mittels kreisförmiger Resonatoren, also ähnlich wie in § 275, können hier nur erwähnt werden. Der Verlauf entspricht ganz der Theorie. Näheres siehe bei Hertz, Hammer und anderen. Für etwaige Wiederholungen der Versuche sei erwähnt, daß die halbe Wellenlänge eines nicht zu dickdrähtigen Kreisresonators das 1,065fache seines Umfangs beträgt³⁾.

§ 281. Optik elektrischer Wellen. Zeigten schon die Versuche des vorigen Paragraphen die enge Verwandtschaft der elektrischen Wellen mit den optischen, so wird dieselbe noch eklatanter durch die Aufsehen erregenden Versuche von Hertz über „Strahlen elektrischer Kraft“ und ihre Konzentration durch Hohlspiegel, ihre Brechung in Prismen, ihre Doppelbrechung usw.

¹⁾ Arch. sciences phys. et nat. (3) 29, 358, 441 (1893).

²⁾ Verhandl. d. Deutsch. phys. Gesellsch. 13, 27 (1911).

³⁾ Drude, Ann. d. Phys. (4) 9, 293 (1902).

Fig. 910 (auf S. 951) zeigt die Hauptbestandteile des Apparates. An Stelle des von Hertz angewandten riesigen Blechspiegels benutzen wir zwei kleine parabolische Hohlspiegel von 4,5 cm Brennweite, die behufs Verringerung des Gewichtes aus parallelen Kupferdrähten hergestellt sind. Der Resonator ist ähnlich wie der in Fig. 902 gebaut, nur sind die Bleche jetzt viel kleiner (etwa 5 cm lang) und mittels der oben angegebenen Methode auf den ebenfalls für kleinere Wellenlänge gebauten Erreger abgestimmt. Fig. 905 zeigt den Erreger in $\frac{1}{3}$ der natürlichen Größe im Durchschnitt. Seine Hauptteile, zwei an den Enden halbkugelig gewölbte kurze Messingzylinder cc' , sind an den inneren Enden mit aufgelöteten Platinkalotten pp' versehen, zwischen welchen der Funke unter Petroleum überspringt; Erreger ähnlicher Form, deren Selbstinduktivität fast ganz auf die kurze Funkenbahn beschränkt ist, und die deshalb bei gegebener Wellenlänge ein Maximum von Kapazität und

Fig. 905.

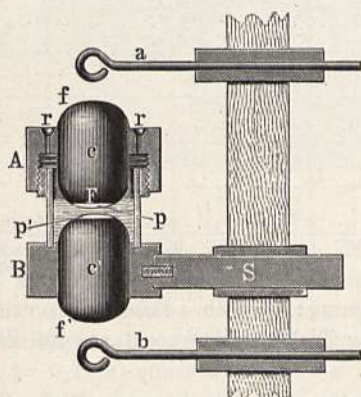


Fig. 906.

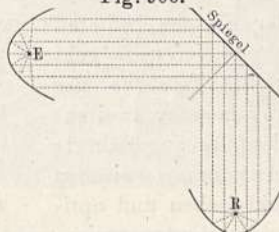
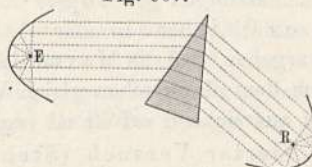


Fig. 907.



damit an Energie besitzen, sind zuerst von Righi¹⁾ angegeben. Die Funkenlänge bei F wird durch Drehen des oberen Teiles A einreguliert. Die Zuleitung geschieht durch die Drähte a und b und die „Ladungsfunken“ bei f und f' . Letztere sind etwa 5 mm lang, der Hauptfunke dagegen so kurz wie möglich. Die Rinne rr dient zum Auffangen verspritzten Petroleums. Durch Verschieben des Hartgummistiels S wird der Erreger in die Brennlinie des Parabolspiegels eingestellt.

Erster Versuch: Wir stellen die Hohlspiegel in etwa 2 m Abstand einander gegenüber und finden, daß ein kräftiger Ausschlag nur dann entsteht, wenn die Achsen der Spiegel genau zusammenfallen. Eine Verdrehung von wenigen Graden genügt, um den Ausschlag stark zu verringern.

Zweiter Versuch (Reflexion): Wir stellen die Hohlspiegel, wie in Fig. 906 angedeutet, so, daß die Achsen einen rechten Winkel bilden. Stellen wir nun einen Blechspiegel unter 45° Neigung an die Schnittstelle der Achsen, so entsteht wieder ein starker Ausschlag, der verschwindet, wenn der Spiegel ein wenig verdreht wird.

Dritter Versuch (Brechung): Die prismatische Ablenkung der Strahlen nach dem nebenstehenden Schema (Fig. 907) läßt sich mittels eines

¹⁾ Rendic. Linc. (5) 2, 505 (1. sem. 1893); Nuov. Cim. (4) 1, 25 (1895); ferner: „Die Optik elektrischer Schwingungen“, Leipzig 1898.

Prismas aus gegossenem Schwefel oder Paraffin zeigen. Für Demonstrationen weit bequemer ist die „Linswirkung“ einer mit Petroleum gefüllten Flasche von etwa 3 bis 5 Liter Inhalt. Man bestimme zunächst die optische Brennweite der als „Zylinderlinse“ wirkenden Flasche durch Auffangen des linienförmigen Bildes eines entfernten Fensters oder einer Lampe. Dann stelle man die Flasche in die Achse des Erregerspiegels (Fig. 908) und bringe den Resonator ohne Hohlspiegel hinter die Linse. Es entsteht ein kräftiger Aus-

Fig. 908.



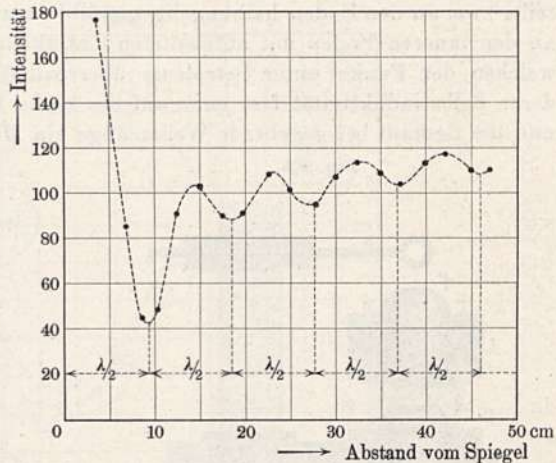
schlag, sobald der Resonator sich in der Brennlinie der Flasche befindet. Aus diesem Versuche geht erstens die Tatsache der Brechung hervor, zweitens die jedenfalls angenäherte Übereinstimmung zwischen dem elektrischen und optischen „Brechungsquotienten“. Messungen von Hopkinson¹⁾ haben in der

Tat ergeben, daß die Maxwellsche Beziehung: Optisches Brechungsvermögen gleich dem elektrischen gleich Wurzel der Dielektrizitätskonstante für Petroleum ausreichend erfüllt ist (vgl. § 279).

Vierter Versuch (Stehende Wellen): Die kürzere Wellenlänge gegenüber derjenigen des in § 280 benutzten Erregers gestattet eine ungestörtere Ausbildung der stehenden Wellen vor einem Spiegel. Fig. 909 zeigt das Resultat einer Beobachtungsreihe. Der Erreger nebst Hohlspiegel befand sich in 130 cm Abstand vom Spiegel. Letzterer war 1 m breit und 2 m hoch (ein kleinerer hätte auch genügt). Der Resonator (ohne Hohlspiegel) wurde längs eines Maßstabes verschoben. Die halbe Wellenlänge beträgt offenbar etwa 9,2 cm²⁾.

Fünfter Versuch [Boltzmannscher Interferenzversuch³⁾]: Erreger und Empfängerspiegel werden, wie Fig. 910 zeigt, so nebeneinander gestellt, daß ihre Achsen sich in etwa 1 m Entfernung schneiden. An dieser

Fig. 909.



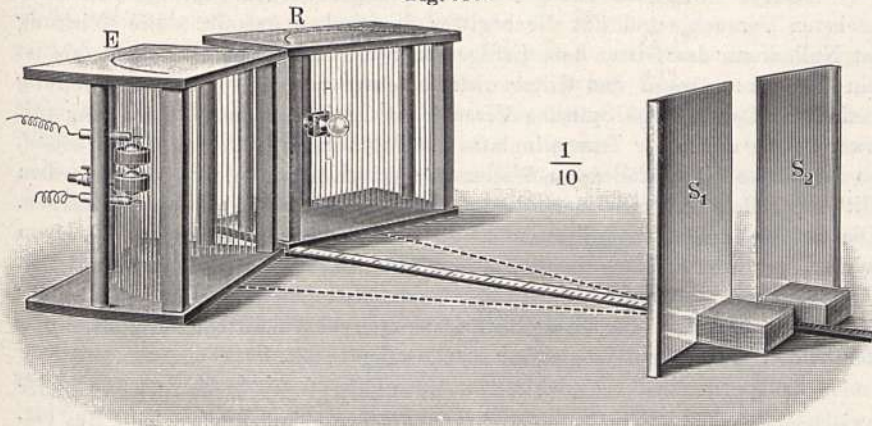
¹⁾ Phil. Trans. 168, 17 (1878); 172, 385 (1881). Hopkinson fand für reines Petroleum $\epsilon = 2,07$, $n^2 = 2,075$.

²⁾ Eine Bestimmung der Wellenlänge an Paralleldrähten nach Drude ist für diese kurzen Wellen schon schwierig. Es ist klar, daß eine ähnliche Interferenzerscheinung auch zwischen den vom Erreger direkt ausgesandten und den vom Parabolspiegel reflektierten Wellen auftreten muß. Die beiden Wellenzüge müssen sich verstärken, wenn der Abstand des Erregers vom Scheitel seines Hohlspiegels $\lambda/4$, die Wegdifferenz also $\lambda/2$, die Phasendifferenz $\lambda/2 + \lambda/2 = \lambda$ beträgt. Der Hohlspiegel müßte also eine Brennweite von 4,6 cm haben. Tatsächlich hatte er eine solche von 4,5 cm.

³⁾ Wied. Ann. 40, 399 (1899); ferner: Klemencic u. Czermak, Wied. Ann. 50, 174 (1893).

Stelle befinden sich zwei ebene Blechspiegel S_1 und S_2 , die längs eines Maßstabes parallel mit sich selbst verschiebbar sind. Die auf den Empfänger treffenden Wellen kommen also zur Hälfte von S_1 , zur anderen Hälfte von S_2 . Wenn beide Spiegel nebeneinander stehen, so kommen die reflektierten Wellen im Resonator in gleicher Phase an und addieren sich. Ist dagegen

Fig. 910.

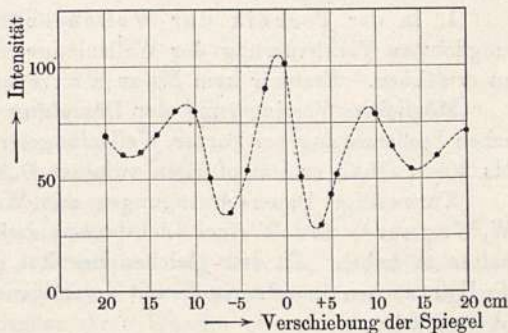


der eine Spiegel um $\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{5}{4} \dots$ Wellenlängen gegen den anderen verschoben, so haben die Wellen eine Gangdifferenz von $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ Wellenlängen und subtrahieren sich. Es müssen also wieder Maxima und Minima der Intensität auftreten. Fig. 911 zeigt das Ergebnis. Es folgt eine halbe Wellenlänge von rund 10,5 cm. Die Abweichung gegen den vorigen Versuch ($\lambda/2 = 9,2$ cm) rührt wohl von der zu geringen Größe der Spiegel her.

Polarisationsversuche:

Sechster Versuch: Die beiden Hohlspiegel stehen wie beim ersten Versuche einander gegenüber, aber die Achse des Resonatorspiegels liegt wagerecht. Die Wirkung ist Null oder wenigstens sehr schwach. (Die Restwirkung rührt von Reflexionen an den Zimmerwänden u. dgl. her.) Beim Aufrichten des Empfängers nimmt der Ausschlag allmählich zu. Optisches Analogon: Gekreuzte Nikolsche Prismen.

Fig. 911.



Siebenter Versuch: Die Spiegel stehen wieder wie im ersten Versuch mit parallelen Achsen; es wird ein Gitter aus parallelen Drähten zwischen sie gestellt. Sind die Drähte der Schwingungsrichtung parallel, so lassen sie keine Wirkung hindurch. Dreht man sie, so entsteht ein Ausschlag, der um so stärker wird, je mehr sich der Winkel zwischen Drahrichtung und Spiegelachse einem rechten nähert. Optisches Analogon: Auslöschen polarisierten

Lichtes durch einen drehbaren Glasplattensatz. Die nicht hindurchgelassenen Wellen werden von den Drähten reflektiert. Ferner läßt sich der zweite Versuch mit dem Drahtgitter an Stelle des Blechspiegels wiederholen. Dann erhält man, umgekehrt wie vorhin, bei Parallelstellung der Drähte maximale Wirkung und bei gekreuzter Stellung Null.

Achter Versuch: Erreger und Empfänger werden gekreuzt (wie beim sechsten Versuch) und das Drahtgitter dazwischen gestellt. Die Wirkung ist Null, wenn das Gitter dem Erreger oder Empfänger parallel steht; sie ist ein Maximum, wenn das Gitter sich in einer um 45° geneigten Stellung befindet. Der analoge optische Versuch ist leicht mit drei Nikols oder mit zwei Nikols und einer Turmalinplatte auszuführen. Steht das Gitter schief, so zerteilt es die auffallenden Wellen in zwei „Komponenten“; die eine dem Gitter parallele wird reflektiert, die andere dazu senkrechte wird durchgelassen. Die durchgelassene Intensität ist also die Hälfte der auffallenden. Hiervon wirkt aber wieder nur die dem Empfänger parallele Komponente auf den Resonator ein, die Intensität wird also nochmals halbiert. In der Tat ist der Ausschlag nur etwa der vierte Teil desjenigen, den man bei Parallelstellung der beiden Hohlspiegel in gleicher Entfernung erhält.

Neunter Versuch (Doppelbrechung; Dichroismus): Jeder zwischen gekreuzte Nikols gebrachte doppelbrechende Körper hellt das Gesichtsfeld auf. Doppelbrechend ist aber jeder Körper, dessen physikalische Eigenschaften nicht nach jeder zur Fortpflanzungsrichtung senkrechten Richtung dieselben sind. Einen für elektrische Wellen doppelbrechenden Körper bildet jedes faserige oder geschichtete Dielektrikum. Wir bringen zwischen die gekreuzten Hohlspiegel (Abstand etwa 50 cm) eine Anzahl Bücher, etwa vier Bände des Müller-Pouillet. Stehen die Bücher senkrecht, so ist keine Wirkung da. Neigt man die Bücher zur Seite, so entsteht ein kräftiger Ausschlag.

§ 282. Neuere Versuchsergebnisse über elektrische Wellen. Aus der sehr umfangreichen Literatur über elektrische Wellen, die in der Zeit von 1888 bis jetzt entstanden ist, kann hier nur über das Allerwichtigste kurz berichtet werden:

1. In der Technik der Wellenerzeugung sind die Versuche zur möglichsten Verkleinerung der Wellenlänge von Lebedew¹⁾ und Lampa²⁾ zu erwähnen. Ersterer kam bis zu $\lambda = 6$ mm, letzterer bis zu $\lambda = 4$ mm.

Möglichste Verringerung der Dämpfung durch Verwendung der Wien-schen Stoßerregung bei kurzer Wellenlänge erreicht G. Mie³⁾. Bei $\lambda = 14$ bis 20 cm erhält er Dämpfungen zwischen 0,26 und 0,04.

Kurzweilige Dauerschwingungen mit Wellenlängen unter 1 m scheint W. Wagner⁴⁾ mittels eines Lichtbogens zwischen Aluminiuelektroden erhalten zu haben. Zu dem gleichen Resultat gelangt Stschodro⁵⁾, welcher die Hertz'schen Grundversuche mit derartigen Dauerschwingungen wiederholt (λ etwa 60 cm).

¹⁾ Wied. Ann. 56, 1 (1895).

²⁾ Ebenda 61, 79 (1897).

³⁾ Phys. Zeitschr. 11, 1035 (1910); siehe auch K. Settnik, Dissert., Greifswald (1910); Ann. d. Phys. (4) 34, 565 (1911).

⁴⁾ Dissertation, Göttingen (1910).

⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) 27, 225 (1908).

2. Die Geschwindigkeit in Dielektriken ist von sehr vielen Forschern untersucht worden. Die genauesten Methoden stammen von Drude¹⁾. Für die meisten Körper ergab sich Unabhängigkeit der Geschwindigkeit von der Wellenlänge, entsprechend der Maxwellschen Theorie. Dagegen zeigte eine ganze Reihe von Flüssigkeiten, nämlich alle, deren chemisches Molekül eine Hydroxylgruppe (HO) enthielt, eine beträchtliche „Dispersion“, d. h. Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Wellenlänge.

3. Die Absorption in leitenden Körpern, namentlich in wässrigen Lösungen, ergab im allgemeinen den normalen Wert, der sich aus der Leitfähigkeit der Flüssigkeit theoretisch berechnen ließ. Bloß die oben genannten dispergierenden Flüssigkeiten zeigten eine anomale, d. h. stark vermehrte Absorption. Hier sind offenbar Resonanzphänomene innerhalb der Moleküle im Spiele (vgl. die optischen Dispersionstheorien in Bd. II, Kap. XXII).

4. Eine direkte experimentelle Nachahmung mittels elektrischer Wellen der in der Optik theoretisch angenommenen Erzeugung der Farbenzerstreuung im Prisma durch molekulare Resonanz führten Garbasso u. Aschkinass²⁾ aus, indem sie ein Prisma aus vielen kleinen Resonatoren (auf Glasplatten aufgeklebte Stanniolstreifen) herstellten. Sie beobachteten eine von der Wellenlänge der auffallenden Schwingungen stark abhängige Brechung. Der Verlauf entsprach ganz den in Bd. II, Kap. XXII abgebildeten Dispersionskurven.

§ 283. Wandernde Kraftröhren. Die außerordentliche Anschaulichkeit, die die Erklärung der meisten elektromagnetischen Erscheinungen bei Benutzung des Faradayschen Kraftlinienbildes gewinnt, läßt die Vermutung gerechtfertigt erscheinen, daß auch der Mechanismus der elektrischen Wellen mit Hilfe der Kraftlinienvorstellung anschaulicher dargestellt werden könne, als mittels der mathematischen Formeln Maxwells. Einen Fingerzeig in dieser Richtung gibt eine Bemerkung Faradays³⁾ aus dem Jahre 1838:

„Wenn ein Strom oder eine Entladung auftritt zwischen zwei Körpern, die vorher in einem Induktionsverhältnis⁴⁾ zueinander standen, so werden die Linien der Induktionskraft⁵⁾ schwächer und schwinden dahin; und da ihre seitliche repulsive Spannung abnimmt, so ziehen sie sich zusammen und verschwinden zuletzt in der Entladungslinie.“

Fig. 912.

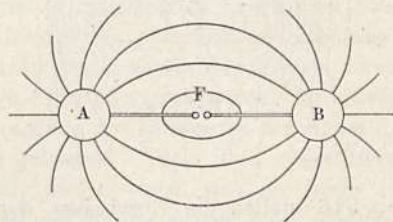


Fig. 912 erläutert das Gesagte: Ein Hertzscher Erreger AB sei geladen, so daß zwischen seinen beiden Teilen etwa das skizzierte Kraftlinienbild besteht. Wenn wir die Funkenstrecke durch einen Halbleiter überbrücken, so daß eine allmähliche Entladung eintritt, so können wir uns die allmähliche Feldschwächung als ein Sichzusammenziehen der Kraftröhren nach F hin vorstellen, wo sie mitsamt der zwischen ihren Wänden eingeschlossenen Energie — die bei F in Joulesche Wärme verwandelt wird — verschwinden.

¹⁾ Wied. Ann. 59, 17 (1896); ebenda 61, 466 (1897); Ann. d. Phys. (4) 8, 336 (1902).

²⁾ Wied. Ann. 53, 534 (1894).

³⁾ Exper. Unters. 13, 1659.

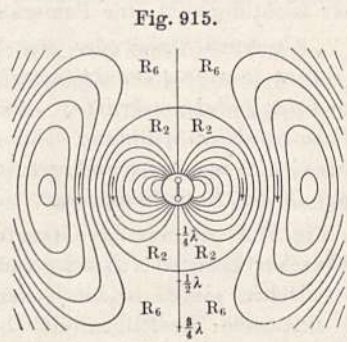
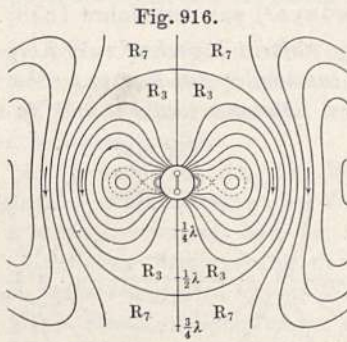
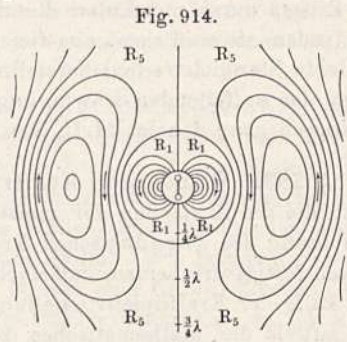
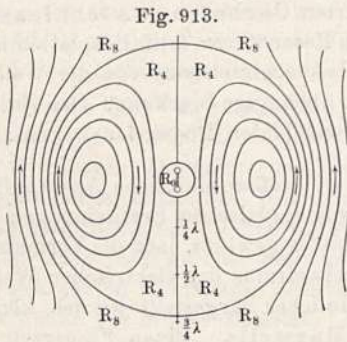
⁴⁾ Jetzige Bezeichnungswiese: „Influenzverhältnis“.

⁵⁾ Das sind die „Kraftlinien“.

Wie nun aber, wenn bei F nicht ein Halbleiter, sondern ein Funke den Stromübergang vermittelt? Jetzt erfolgt das Verschwinden der zunächst gelegenen Röhren mit großer Geschwindigkeit, das Gleichgewicht ist stark gestört und es ist kaum anzunehmen, daß auch jetzt das ganze Kraftfeld bis in beliebige Entfernung hin sich gleichzeitig in Bewegung setzt. Die Versuche über elektrische Wellen zeigten, daß jede Veränderung im Felde sich mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzt. Wenn also die Ausdehnung des Kraftfeldes von gleicher Größenordnung ist, wie die Wellenlänge der entstehenden Schwingung, so werden schon viele Röhren aus der nächsten Umgebung von F verschwunden sein, ehe die Bewegung sich zu den entfernteren fortpflanzt hat.

Das Kraftfeld hat jetzt also sicher nicht mehr dieselbe Gestalt, wie bei langsam veränderlicher Ladung.

H. Hertz hat den Feldverlauf eines schwingenden Oszillators aus den Maxwell'schen Gleichungen berechnet und gezeichnet. Die folgenden Fig. 913



bis 916 stellen die Ergebnisse der Rechnung dar. Die Erklärung ist bis auf einige Auslassungen und die eingeklammerten Zusätze wörtlich der Hertz'schen Arbeit entnommen; die Figuren entsprechen den Zeiten $t = 0, T/8, T/4, 3 T/8, T/2$, aber bei passender Umkehr der Pfeile auch allen weiteren Zeiten, welche ganzzahlige Vielfache von $T/8$ sind. Die beiden durch einen Strich verbundenen kleinen Kreise in der Mitte stellen den Oszillator dar. Wir betrachten zunächst nur die innerhalb der Kuglräume $R_0, R_1, R_2 \dots$ enthaltenen Teile der Figuren¹⁾.

¹⁾ Die durch einen kleinen Kreis begrenzte unmittelbare Umgebung des Oszillators enthält natürlich auch Kraftlinien, doch sind diese von Hertz nicht berechnet.

„In Fig. 913 ist $t = 0$, die Strömung ist im Zustande ihrer stärksten Entwicklung, aber die Pole sind nicht elektrisch geladen, es führen keine Kraftlinien auf dieselben zu. Solche Kraftlinien beginnen aber von der Zeit $t = 0$ ab aus den Polen hervorzuschießen, sie sind eingeschlossen in eine Kugel R_0 . In Fig. 913 ist diese Kugel allerdings noch verschwindend klein, aber sie vergrößert sich schnell und erfüllt zur Zeit $t = T/8$ (Fig. 914) schon den Raum R_1 . Die Verteilung der Kraftlinien im Innern ist nahezu derart, wie sie einer ruhenden elektrischen Ladung entspricht. Die begrenzende Kugel- fläche breitet sich etwa mit Lichtgeschwindigkeit aus¹⁾ und erfüllt zur Zeit $t = T/4$ (Fig. 915) den Raum R_2 . Bei weiterem Fortschreiten der Zeit treten keine neueren Kraftlinien aus den Polen hervor, vielmehr beginnen die vorhandenen sich wieder in den schwingenden Leiter zurückzuziehen, um dort als elektrische Kraftlinien zu verschwinden. Hierbei tritt ein eigentümliches Verhalten ein, welches aus Fig. 916 ($t = 3/8 T$) wenigstens in seinen Anfängen deutlich zu erkennen ist. Die Kraftlinien nämlich, welche sich am meisten vom Nullpunkt entfernt haben, erhalten bei dem Bestreben, sich zusammenzuziehen, eine seitliche Einbiegung, und indem diese Einbiegung sich mehr und mehr zusammenzieht (vgl. die punktierte Kurve), schnürt sich von jeder der äußeren Kraftlinien eine in sich geschlossene Kraftlinie ab, welche selbständig in den Raum fortschreitet, während der Rest der Kraftlinien in den schwingenden Leiter zurücksinkt.

Die Zahl der zurückkehrenden Kraftlinien ist also ebenso groß, wie die Zahl der ausgegangenen (d. h. es ist keine Ladung nach außen abgegeben), ihre Energie aber ist notwendig um die Energie der abgeschnürten Teile vermindert. Dieser Energieverlust entspricht der Strahlung in den Raum.

Infolgedessen müßte die Schwingung bald zur Ruhe kommen (— „Strahlungsdämpfung“ —) wenn nicht fremde Kräfte im Nullpunkt die verlorene Energie ersetzen. Indem wir die Schwingung als ungedämpft einführen, haben wir das Vorhandensein solcher Kräfte stillschweigend unterstellt. (Die Schwingungen mögen etwa durch eine Poulsenlampe [§ 272] unterhalten werden.) In Fig. 913, zu welcher wir nunmehr zur Zeit $t = T/2$ zurückkehren, indem wir uns die Pfeile umgekehrt denken, erfüllen die abgeschnürten Teile der Kraftlinien den Kugelraum R_1 , während die von den Polen ausgehenden Kraftlinien vollständig verschwunden sind. Aber neue Kraftlinien (umgekehrter Richtung) brechen aus den Polen hervor und drängen die geschlossenen Kraftlinien, deren Entstehung wir verfolgten, in den Raum R_5 (Fig. 914) zusammen. Es bedarf keiner weiteren Erläuterung, wie nun weiter diese Kraftlinien in den Raum R_6 (Fig. 915), R_7 (Fig. 916), R_8 (Fig. 913) gelangen. Mehr und mehr gehen dieselben in eine reine Transversalwelle über und verlieren sich als solche in der Entfernung. Das beste Bild vom Spiel der Kräfte würde man erhalten, wenn man die Zeichnungen für noch kleinere Zeitabstände herstellte und dieselben auf einer stroboskopischen Scheibe befestigte.“

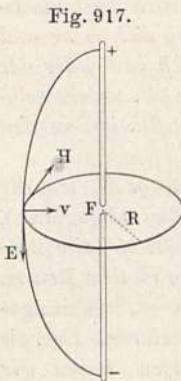
Dieser Teil der Berechnung ist später von F. Hack [Ann. d. Phys. (4) 14, 539 (1904); 18, 634 (1905)] durchgeführt worden. Ferner ist zu bemerken, daß bei Hertz die Zeit einer Halbschwingung als T , die Länge einer Halbwelle als λ bezeichnet wird. Text und Figuren sind hier der jetzt gebräuchlichen Bezeichnungsweise angepaßt.

¹⁾ In der Nähe des Oszillators ist die Geschwindigkeit größer und wird gleich c erst in einer gegen die Oszillatorabmessungen genügend großen Entfernung.

§ 284. Scheinbare „Trägheit“ der elektrischen Kraftröhren. Das im vorigen Paragraphen wegen seiner bewundernswerten Klarheit in voller Ausführlichkeit wiedergegebene Hertz'sche Bild der sich abschnürenden und selbständig weiter wandernden elektrischen Kraftröhren hat in der vorliegenden Form noch einen Mangel: Das Bild ist rein kinematisch, es beschreibt den Vorgang als Ergebnis der Maxwell'schen Gleichungen, ohne daß man den Mechanismus desselben anschaulich begriffe.

Hier setzt eine von J. J. Thomson ¹⁾ erdachte und mehrfach erweiterte Hilfsvorstellung ein: Die Ersetzbarkeit des etwas abstrakten Begriffs des Verschiebungsstromes und seiner magnetischen Energie durch die „kinetische Energie der gleichsam mit Trägheit behafteten bewegten elektrischen Kraftröhren“.

J. J. Thomson zeigte, daß man das ganze Verhalten der bewegten Kraftröhren quantitativ richtig berechnen kann, wenn man sie sich als undurchdringliche masselose Wände vorstellt, zwischen welchen sich eine reibungslose kompressible Flüssigkeit befindet. Die Massendichte soll an jeder Stelle gleich sein der durch das Quadrat der Wellengeschwindigkeit $c'^2 = c^2/\mu\epsilon$ dividierten doppelten elektrischen Energiedichte, also gleich $2 u_e/c'^2$.



Bewegt sich eine Kraftröhre, so kann die fingierte Flüssigkeit in der Längsrichtung der Röhre frei gleiten, wird also in dieser Richtung nicht mitgenommen. Dagegen muß sie die Querverschiebung ganz mitmachen; sie erhält also eine Geschwindigkeit gleich der zur Röhrenrichtung senkrechten Komponente der Röhrengeschwindigkeit.

Zum Beweise der Gleichwertigkeit der Thomsonschen Darstellung mit der Maxwell'schen betrachten wir den in Fig. 912 u. 917 dargestellten Fall des sich allmählich — also durch einen die Funkenstrecke überbrückenden Halbleiter — entladenden Hertz'schen Oszillators. Die Zahl der pro Sekunde von allen Seiten durch einen um F herumgelegten Kreis R einwandernden Erregungsröhren ist gleich der 4π -fachen Zahl der den Draht entlang wandernden Zahl von Einheitsladungen, also gleich dem $4\pi c$ -fachen Strome (in CGS), also gleich der c -fachen Liniensumme der magnetischen Kraft längs des Kreisumfangs [vgl. § 193, Gl. (20)], d. i. gleich $c \cdot 2\pi R \cdot H$. Also ist:

$$N = cH,$$

die durch jeden Zentimeter des Kreisumfanges pro Sekunde hindurchtretende Zahl von elektrischen Erregungsröhren. Die Dichte der Erregungsröhren sei D , die Verschiebungsgeschwindigkeit der Röhren in radialer Richtung sei v ; dann ist $N = Dv$, also:

$$H = Dv/c \dots \dots \dots (1)$$

Nach dieser Anschauung ist also der Begriff des magnetischen Feldes — wenigstens bei den hier in Frage kommenden Vorgängen — gleichbedeutend mit dem Begriff wandernder elektrischer Kraft-

¹⁾ Phil. Mag. (5) 31, 149 (1891); Physikal. Revue 1, 316 (1892); ferner auch: J. J. Thomson, „Elektrizität und Materie“, Braunschweig 1904 und „Die Korpuskulartheorie der Materie“, Braunschweig 1908.

röhren. Die magnetische Feldrichtung H steht senkrecht auf der Ebene, in welcher die elektrischen Kraftrohren sich verschieben (Fig. 918). Die magnetische Feldenergie beträgt:

$$u_m = H^2 \mu / 8 \pi = (D^2 \mu / 8 \pi) \cdot v^2 / c^2 = u_e \cdot \epsilon \cdot \mu \cdot v^2 / c^2 = \frac{u_e v^2}{c'^2} = \frac{2 u_e}{c'^2} \cdot \frac{v^2}{2} \quad (2)$$

Für eine Flüssigkeit von der Dichte d beträgt die kinetische Energie der Volumeinheit $d \cdot v^2 / 2$. Wir erhalten somit den Satz:

A. Die magnetische Feldenergie ist gleich der kinetischen Energie einer in den elektrischen Kraftrohren enthaltenen — fingierten — Flüssigkeit von der Dichte

$$d = 2 u_e / c'^2 \quad (3)$$

Wird $v = c'$, so wird $u_m = u_e$ (freie Wellen).

Jede „Einheitszelle“ (vgl. § 93) einer Röhre enthält die Energie $1/8 \pi$, also die Masse $1/4 \pi c'^2$ der fingierten Flüssigkeit. Ihre Dichte ist also dem Volumen der Zellen umgekehrt proportional, d. h. sie verhält sich ähnlich einem Gase.

Verschieben sich die Röhren schief zu ihrer Längsrichtung, so beträgt die Zahl N der Röhren, welche pro Sekunde eine in O senkrecht zur Dv -Ebene errichtete Strecke von 1 cm durchschneidet, $N = D \cdot v \cdot \sin \alpha$ (Fig. 919), und es wird:

$$H = \frac{Dv \cdot \sin \alpha}{c} \quad (1')$$

und

$$u_m = \frac{2 u_e}{c'^2} \cdot \frac{(v \sin \alpha)^2}{2} \quad (2')$$

Die fingierte Masse verhält sich also so, als ob sie nur senkrecht zur Röhrenrichtung mitgenommen würde.

Ferner ist [§ 278, Gl. (1')]:

$$E = B \cdot v / c \quad (4)$$

wo v die Geschwindigkeit der magnetischen Induktionsrohren und E in cgs-Einheiten gemessen ist. Die Gl. (1) und (4) enthalten folgende, den Maxwellschen Gleichungen analoge Beziehungen:

B. Wenn sich $\left\{ \begin{array}{l} \text{elektrische Erregungsröhren} \\ \text{magnetische Induktionsrohren} \end{array} \right\}$ verschieben, so entsteht ein $\left\{ \begin{array}{l} \text{magnetisches} \\ \text{elektrisches} \end{array} \right\}$ Feld senkrecht zur Verschiebungsebene, dessen Stärke gleich der durch c dividierten Anzahl von Röhren ist, die pro Sekunde eine Strecke von 1 cm quer durchschneiden.

¹⁾ Die augenblicklich im Vordergrund der Diskussion stehende sogenannte „Relativtheorie“ (näheres s. Abraham, Theorie d. Elektr. II, oder Laue, „Die Relativtheorie“, Braunschweig 1911) liefert den allgemeinen Satz für die „Trägheit der Energie“:

$$m = \frac{1}{c^2} (U + p V),$$

wo U die Energie, p der Druck und V das Volumen. Für die Volumeinheit erhalten wir in unserem Falle, da der Druck $p = u_e$ ist: $d = 2 u_e / c^2$.

Fig. 918.

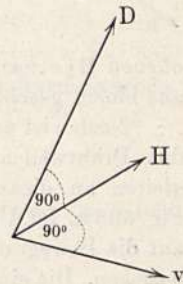
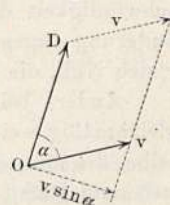


Fig. 919.



Die gegenseitige Lagebeziehung zeigen Fig. 920 und 921.

Aus Satz A folgen ohne weiteres die in der Hertzschen Darstellung (§ 283) geschilderten Bewegungen der Krafröhren. Die von innen her herausgepreßten Röhren setzen infolge ihrer Trägheit ihren Weg auch fort, wenn der Druck von innen nachläßt. Beim weiteren Nachlassen des Druckes von innen kehren die zu innerst gelegenen Teile schließlich infolge des nunmehr überwiegenden Außendruckes um und reißen sich von den äußeren Teilen los, die sich somit abschnüren müssen. Die neu hervorquellenden Röhren drängen die abgeschnürten, die infolge ihrer Trägheit nicht ohne

Fig. 920.

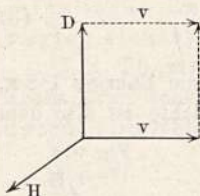
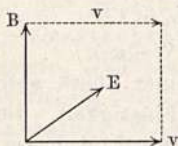


Fig. 921.



weiteres nachgeben, zusammen, so daß die nierenförmige Gestalt in den Räumen R_5 bis R_8 (Fig. 913 bis 916) entsteht. Die Abschnürung erfolgt offenbar um so leichter, je weiter die Krafröhren des Oszillators in den Raum hinausragen und je rascher die Schwingungen sind. Die Energieausstrahlung ist deshalb bei dem

offenen Hertzschen Oszillator relativ viel größer als bei einem Oszillator, der aus einem geschlossenen Drahtkreise und Kondensator besteht.

Noch viel anschaulicher wird das Bild der wandernden Krafröhren bei den Drahtwellen; die Röhren stehen hier senkrecht zu den Drahten und gleiten an diesen wie an einem Geleise entlang. Man könnte direkt die Fig. 635 in Bd. I dieses Werkes (Schwingungen der Luft in Röhren darstellend) auf die Bewegung der elektrischen Krafröhren bei stehenden Drahtwellen beziehen. Die eingezeichneten Kurven würden dann die Verteilung der magnetischen Kraft darstellen, deren Maxima ja dort liegen müssen, wo die Geschwindigkeit der Krafröhren am größten. An den Stellen größter Dichteänderung dagegen ist die Geschwindigkeit und damit die magnetische Kraft gleich Null, die Amplitude der elektrischen Kraft dagegen ein Maximum.

Anders bei fortschreitenden Wellen: Wenn sich die ganze Figur gleichmäßig weiterbewegt, so ist die Geschwindigkeit der Röhren überall dieselbe, die magnetische Kraft ist proportional dem Produkt aus Geschwindigkeit und Dichte, also proportional der Dichte oder der elektrischen Kraft. Magnetische und elektrische Kraft erreichen also gleichzeitig ihr Maximum und stehen (gemäß Fig. 920) senkrecht aufeinander. Das sind aber dieselben Gesetze, die auf ganz anderem Wege in § 279 abgeleitet wurden.

Auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen läßt sich aus der angenommenen Massendichte und Elastizität der Röhren ableiten. Wären die elastischen Eigenschaften gleich denen eines Gases, so wäre die Geschwindigkeit einer

elastischen Welle: $v = \sqrt{\frac{\text{Druck}}{\text{Dichte}}}$. Der Querdruck der Krafröhren ist gleich u_e ,

die Dichte gleich $2u_e/c^2$, also würde $v = c^2/\sqrt{2}$, wenn die Krafröhren unter dem Einfluß eines allseitig gleichen Druckes ständen. Da aber über diesen sich noch ein Längszug gleich $2u_e$ lagert — insgesamt also in der Längsrichtung $2u_e - u_e = u_e$ —, so wird dadurch, wie hier nicht näher bewiesen werden kann, die Geschwindigkeit $\sqrt{2}$ mal größer, also $v = c'$.

§ 285. Konvektionsstrom. Wenn ein elektrisch geladener isolierter Körper sich bewegt, so machen seine Krafröhren die Bewegung mit. Nach

§ 284 sollen aber bewegte elektrische Kraftröhren ein Magnetfeld erzeugen; wir gelangen also zu der schon in § 219 erwähnten Folgerung:

A. Eine mechanisch bewegte Ladung erzeugt ein Magnetfeld. Die magnetische Feldstärke in einem Punkte P (Fig. 922) erhalten wir leicht wie folgt:

Die elektrische Erregung ist $e/r^2 = D$. Die elektrischen Kraftröhren haben die Richtung parallel r ; die Ladung e bewegt sich mit der Geschwindigkeit v , also ist die Komponente von v senkrecht zu r gleich $v \cdot \sin \alpha$ und nach Gl. (1') des § 284

$$H = \frac{e}{cr^2} v \cdot \sin \alpha \dots (1)$$

Es möge sich nun eine größere Anzahl geladener Teilchen längs eines Zylinders von der Länge δl bewegen (Fig. 923). Sind n Teilchen in der Längeneinheit enthalten, so ist

$$nev = i \dots \dots \dots (2)$$

die gesamte, einen Querschnitt des Zylinders pro Sekunde durchsetzende Elektrizitätsmenge, das ist die Stromstärke des

„Konvektionsstromes“

in cgs-Einheiten.

Das Magnetfeld in einer gegen δl großen Entfernung r ist nach Gl. (1), indem wir alle Teilchen in δl addieren:

$$H = \frac{n \delta l \cdot e}{cr^2} v \sin \alpha = \frac{i \delta l}{cr^2} \sin \alpha \dots \dots \dots (3)$$

wenn i in cgs, oder

$$H = \frac{i \delta l}{r^2} \sin \alpha \dots \dots \dots (3')$$

wenn i in CGS gemessen wird.

Das ist identisch mit Gl. (5) in § 196.

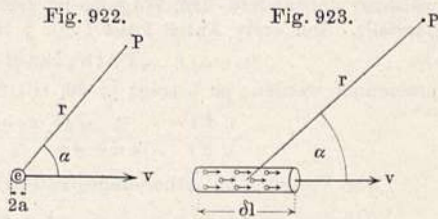
Die experimentelle Prüfung des Satzes A wurde zuerst vergeblich durch Faraday¹⁾ versucht. Positive Resultate erhielten Rowland²⁾, ferner auch Röntgen, Himstedt, Pender, Crémieu, Eichenwald³⁾. Die Methode bestand in der Untersuchung der Einwirkung rasch rotierender geladener Scheiben auf eine Magnethadel.

Läßt man eine isolierende Scheibe zwischen ruhenden geladenen Metallplatten rotieren, so erhält man ebenfalls eine magnetische Wirkung (Röntgen, Pender, Eichenwald); der Betrag ergibt sich richtig, wenn man annimmt, daß die Wirkung von der „freien Elektrizität“ (vgl. § 96) an der Oberfläche des Dielektrikums herrührt. Man kann diese Versuche also als eine direkte Bestätigung der in § 82 entwickelten Molekulartheorie der Dielektrika auffassen. Das elektrische Feld würde sich hier zusammensetzen aus einem

¹⁾ Exper. Unters. 13, 1657.

²⁾ Vgl. § 219, S. 743.

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 11, 1 u. 421 (1903); 13, 919 (1904). Dasselbst auch die übrige Literatur.



ruhenden Anteil, der an den „wahren Ladungen“ der Metallplatten haftet, und einem bewegten Anteil, der die Bewegung des Dielektrikums mitmacht und an den „freien Ladungen“ desselben haftet.

Hieraus folgt aber die weitere Konsequenz, daß man auch den „Verschiebungsstrom“ (§ 278): $\frac{1}{4\pi c} \frac{\delta D}{\delta t}$ in zwei Teile zerlegen kann, von denen einer an den im Dielektrikum tatsächlich verschobenen molekularen Ladungen haftet, also gleich der Dichteänderung der freien Elektrizität an der Oberfläche des Dielektrikums ist, während der andere den Vorgang im freien Äther zwischen den Körpermolekülen darstellt. Der erste Anteil kann (vgl. § 96) als

„Polarisationsstrom“

bezeichnet werden; er beträgt [§ 96, Gl. (5) u. (7)]:

$$\frac{1}{c} \frac{\delta P}{\delta t} = \frac{1}{4\pi c} \frac{\delta D}{\delta t} \cdot \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} = \frac{1}{4\pi c} \frac{\delta E}{\delta t} \cdot (\epsilon - 1) \dots \dots \dots (4)$$

Der Vorgang im Äther dagegen beträgt:

$$\frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{\delta E}{\delta t} \dots \dots \dots (5)$$

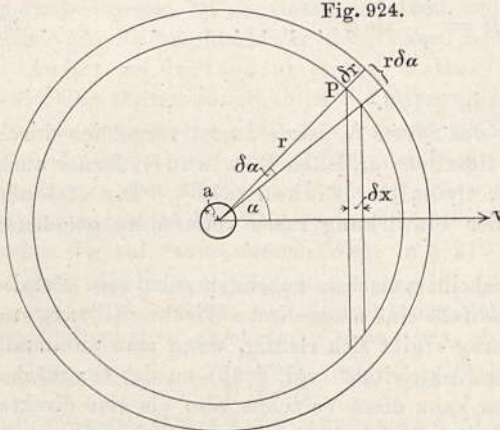
Beide zusammen ergeben den Verschiebungsstrom: $\frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{\delta D}{\delta t}$.

In Kap. VII ist der Strom in Elektrolyten als Verschiebung geladener Teilchen gedeutet worden; in Kap. XII wird dasselbe für den Strom in leitenden Gasen, in Kap. XIII für den Strom in metallischen Leitern geschehen. Der Polarisationsstrom besteht, wie eben gezeigt, in einer Verschiebung atomistischer Ladungen innerhalb des Molekülverbandes.

Somit kommen wir zu der Konsequenz, daß überhaupt jeder elektrische Strom als ein Konvektionsstrom anzusehen ist.

Eine Ausnahme bildet allein der durch Gl. (5) ausgedrückte „Ätheranteil“ des Verschiebungsstromes.

§ 286. Elektromagnetische Masse bewegter Ladungen. Wir leiten im Anschluß an § 284 und 285 im folgenden einige Beziehungen ab, die von besonderer Wichtigkeit für die neuere Elektronentheorie geworden sind, deren experimentelle Bestätigung jedoch erst in Kap. XII und XIV besprochen werden kann.



besonderer Wichtigkeit für die neuere Elektronentheorie geworden sind, deren experimentelle Bestätigung jedoch erst in Kap. XII und XIV besprochen werden kann.

Eine Kugel vom Radius a (Fig. 924) sei mit der gleichmäßigen Oberflächenladung e behaftet und bewege sich im Raum mit einer Geschwindigkeit v , die klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c sei. Im Abstände r ist das elektrische Feld ringsum gleichmäßig:

$$E = e/r^2 \quad \text{und} \quad u_e = E^2/8\pi \dots \dots \dots (1)$$

Dagegen ist das magnetische Feld ungleichmäßig verteilt, denn es ist nach Gl. (1') und (2') in § 284:

$$H = \frac{e}{r^2} \frac{v}{c} \cdot \sin \alpha \quad \text{und} \quad u_m = \frac{H^2}{8\pi} = u_e \cdot \frac{v^2 \sin^2 \alpha}{c^2} \dots \dots \dots (2)$$

Wir teilen den Raum in konzentrische Kugeln von der Dicke δr und diese wieder in Zonen von der Breite δx . Für eine solche Zone vom Inhalt $2\pi r \delta r \delta x$ ist $\sin^2 \alpha$ konstant, also ihre magnetische Energie gleich:

$$\delta U_m = u_e \cdot \frac{v^2}{c^2} \cdot 2\pi r \delta r \cdot \sin^2 \alpha \delta x \dots \dots \dots (3)$$

Nun ist $\delta x = r \delta \alpha \cdot \sin \alpha$ und $\delta \alpha \sin \alpha = -\delta(\cos \alpha)$ [vgl. § 255, Gl. (34)], also $\delta x = -r \delta(\cos \alpha)$ und die magnetische Energie der Zone:

$$\delta U_m = -u_e \frac{v^2}{c^2} \cdot 2\pi r^2 \delta r \cdot \sin^2 \alpha \cdot \delta(\cos \alpha) \dots \dots \dots (4)$$

Es ist:

$$2\pi r^2 \delta r = \delta V / 2$$

das halbe Volumen der Kugelschale. Ferner ist:

$$\sin^2 \alpha \cdot \delta \cos \alpha = (1 - \cos^2 \alpha) \delta \cos \alpha = \delta \cos \alpha - 1/3 \delta \cos^3 \alpha^1).$$

Folglich ist die über alle Zonen der Schale erstreckte Summe gleich:

$$(\cos 180^\circ - \cos 0^\circ) - 1/3 (\cos^3 180^\circ - \cos^2 0^\circ) = -2 + 2/3 = -4/3.$$

Also wird die magnetische Energie der ganzen Kugelschale:

$$\frac{2}{3} u_e \frac{v^2}{c^2} \cdot \delta V.$$

Die gesamte magnetische Energie wird somit gleich der über den ganzen Raum erstreckten Summe:

$$U_m = \frac{2}{3} \frac{v^2}{c^2} \Sigma u_e \delta V \dots \dots \dots (5)$$

Die Summe ist aber weiter nichts als die gesamte elektrostatische Energie U_e . Wir erhalten also:

$$U_m = \frac{2}{3} \frac{v^2}{c^2} U_e \dots \dots \dots (6)$$

Nun ist aber für eine Kugel, deren Kapazität ja gleich ihrem Radius ist nach § 92, Gl. (3b):

$$U_e = \frac{e^2}{2a} \dots \dots \dots (7)$$

also:

$$U_m = \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2} \cdot \frac{v^2}{2} \dots \dots \dots (8)$$

Wir haben U_m in § 284 als kinetische Energie der bewegten Kraftlinien gedeutet. Für die fingierte Masse der Kraftröhren ist die Geschwindigkeit $v' = v \sin \alpha$ hier nicht überall dieselbe. Nach Gl. (8) können wir die im Felde verteilte kinetische Energie aber durch diejenige einer in der Kugel konzentriert gedachten Masse m ersetzen vom Betrage:

¹⁾ Setze $\cos \alpha = y$, dann $\delta \cos^3 \alpha = \delta y^3 = (y + \delta y)^3 - y^3 = 3 y^2 \delta y$ bei Vernachlässigung höherer Potenzen von δy oder $y^2 \delta y = 1/3 \delta y^3$ w. z. b. w.

$$m = \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2}, \text{ wenn } e \text{ in cgs} \dots \dots \dots (9)$$

und

$$m = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}, \text{ wenn } e \text{ in CGS} \dots \dots \dots (9')$$

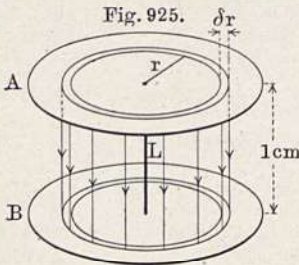
gemessen wird.

Wir bezeichnen m als die

„elektromagnetische Masse“

der Kugel.

Veränderlichkeit von m : Die Gl. (8), (9) und (9') gelten nur für Geschwindigkeiten, die klein gegen c sind. Mit wachsendem v ändert sich nämlich die Gleichgewichtsverteilung der Kraftröhren.



Daß dies der Fall sein muß, läßt sich aus dem Energieprinzip ableiten: Wir betrachten (Fig. 925) die allmähliche Entladung eines Plattenkondensators AB von 1 cm Abstand durch einen in der Mitte befindlichen geraden Draht L . Die zylindrischen Kraftröhren ziehen sich nach L hin zusammen.

In einem solchen zwischen zwei Zylindern vom Radius r und $r + \delta r$ eingeschlossenen Raume $2\pi r \delta r$ befinde sich die Energie [vgl. § 281, Gl. (2)]

$$U = U_e + U_m = U_e (1 + v^2/c^2) = 2\pi r \delta r \cdot u_e (1 + v^2/c^2) \dots (10)$$

Im Falle stationärer Strömung nimmt v von außen nach innen zu; entsprechend wächst also auch die Energie um:

$$\delta U = U_e \cdot \frac{\delta(v^2)}{c^2} = u_e \cdot 2\pi r \delta r \cdot \delta(v^2)/c^2 \dots \dots \dots (11)$$

beim Fortschreiten um δr nach innen.

Diese Energievermehrung muß gleich der Arbeit der Maxwell'schen Querdrucke sein. Ist also der Druck pro Cubikcentimeter außen gleich P , innen gleich $P - \delta P$, so ist die Arbeit bei Verschiebung um δr gleich:

$$\delta A = [P - (P - \delta P)] \cdot 2\pi r \cdot \delta r = \delta P \cdot 2\pi r \delta r \dots \dots \dots (12)$$

Setzt man Gl. (11) und (12) einander gleich, so wird:

$$\delta P = u_e \cdot \delta(v^2)/c^2 \dots \dots \dots (13)$$

Nun ist

$$P_0 = u_e \text{ der Druck für } v = 0 \dots \dots \dots (14)$$

also für ein beliebiges v : $P_v = P_0 - \Sigma \delta P$ oder

$$\underline{\underline{P_v = u_e (1 - v^2/c^2)}} \dots \dots \dots (15)$$

Bei schiefer Bewegung tritt an Stelle von v die Geschwindigkeit senkrecht zur Röhrenwand, also $v \cdot \sin \alpha$.

Auf die bewegte Kugel angewandt ergibt dies: Der Druck der Kraftröhren nimmt für die senkrecht zur Bewegungsrichtung stehenden stärker ab als für die mehr der Bewegung parallelen, für welche ja schließlich $v \cdot \sin \alpha = 0$ wird. Es müssen sich also, um das Gleichgewicht wieder herzustellen, die

Röhren nach der Äquatorebene hin zusammenziehen, so daß das Feld die in Fig. 926 schematisch angedeutete Gestalt erhält. Wird $v = c$, bewegt sich also die Ladung mit Lichtgeschwindigkeit, so wird die Kraftlinienverteilung etwa die in Fig. 927 angedeutete.

Fig. 926.

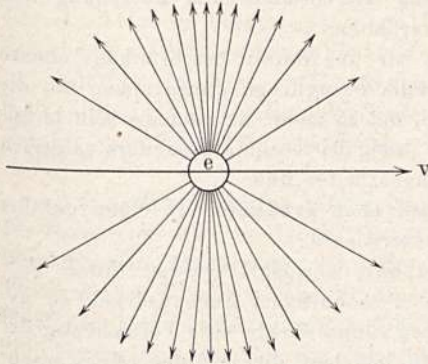
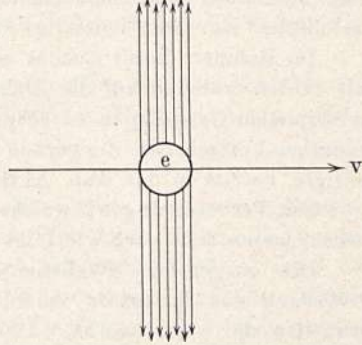


Fig. 927.



Es ist leicht einzusehen, daß infolge dieser Deformation des elektrischen Feldes die elektromagnetische Masse mit wachsendem v zunimmt und für $v = c$ sogar unendlich wird.

Diese wohl zuerst von J. J. Thomson aus der Maxwell'schen Theorie gezogene Konsequenz ist vom Verfasser experimentell bestätigt worden (s. weiter unten Kap. XII und XIV).

C. Drahtlose Telegraphie und Telephonie.

§ 287. Einleitung; historische Übersicht. Die Versuche mit Hertz'schen Wellen zeigen, daß es prinzipiell möglich ist, mittels dieser Wellen Zeichen zwischen zwei Punkten auszutauschen, zwischen denen keinerlei sonstige Verbindung besteht. Das Verdienst, zuerst die elektrischen Wellen zur Übertragung in größere Entfernungen benutzt zu haben, gebührt dem Italiener Marconi, einem Schüler des um die Erforschung der elektrischen Wellen ebenfalls hochverdienten A. Righi. Die erste Bedingung zur Übertragung merklicher Wellenenergie in größere Entfernungen war die Vergrößerung des Oszillators und damit natürlich auch der Wellenlänge. An Stelle der kurzen Oszillatorstäbe des Laboratoriumsversuches traten hohe Masten mit umfangreichen Drahtgebilden. Aber auch damit wäre noch nichts erreicht gewesen, wenn nicht die von Branly entdeckten Eigenschaften lockerer Kontakte, eine ganz enorme Empfindlichkeit gegen elektrische Wellen zu besitzen (s. weiter unten § 288), ein Mittel gegeben hätten, noch ganz minimale Wellenintensitäten an der Empfangsstation zu entdecken.

Die Versuche Marconis begannen zunächst noch tastend im engen Anschluß an die von Righi angegebenen Oszillatorformen (vgl. Fig. 905) im

Jahre 1896. Im nächsten Jahre wurden bereits Entfernungen von etwa 18 km überbrückt. 1901 wurde mit Masten von etwa 40 m Höhe bereits eine Reichweite von 300 km erzielt und jetzt (1911) entsenden unsere modernen Riesenstationen ihre Wellen auf Tausende von Kilometern quer über den Atlantischen Ozean. Dieser enorme Erfolg in verhältnismäßig kurzer Zeit ist dem intensiven Zusammenarbeiten streng wissenschaftlicher Forschung und technischer Konstruktionstätigkeit zu verdanken.

Im Rahmen dieses Buches müssen wir uns darauf beschränken, ebenso wie in den früheren auf die Elektrotechnik bezüglichen Paragraphen nur die prinzipiellen Grundlagen zu besprechen, um so mehr, als manche rein physikalischen Fortschritte, die gerade dieser Zweig der Technik besonders zahlreich zeitigte, bereits in das Kap. XI B hineingearbeitet sind.

Die Verbesserungen, welche zu den eben erwähnten Erfolgen geführt haben, lassen sich kurz wie folgt charakterisieren:

Die ausgesandte Wellenenergie konnte vermehrt werden durch Vergrößerung des Oszillators, oder, um den technischen Fachausdruck zu gebrauchen, der „Antenne“. Im gleichen Sinne wirkte eine Vermehrung der Funkenzahl und Funkenlänge. Grenzen bot hier die mit der Länge wachsende Dämpfung des Funkens und das bei zu großer Funkenzahl schließlich erfolgende Umschlagen in einen Lichtbogen.

Eine Verbesserung der Empfangswirkung wurde durch Abstimmung der Antennen beider Stationen auf gleiche Wellenlänge erzielt¹⁾.

Durch die von Braun eingeführte Koppelung der die Energie rasch ausstrahlenden Antenne (vgl. § 283 u. 284) mit einem auf gleiche Frequenz abgestimmten geschlossenen Schwingungskreis, der als Energiereservoir wirkt und der Antenne die verlorene Energie nachliefert, konnte die Dämpfung verringert und damit die in jeder einzelnen Funkenentladung ausgestrahlte Energiemenge weiter vermehrt werden.

Die Einführung der Wienschen Stoßerregung (vgl. § 269) beseitigte auch noch die Funkendämpfung im Schwingungskreis und gestattete dadurch eine besonders scharfe Abstimmung des Empfangssystems auf Wellen ganz bestimmter Länge. Ferner aber ließ sich die Funkenzahl bis auf etwa 1000 pro Sekunde steigern und im Empfängerkreise ein Telephon einschalten, in welchem sich die rasche Funkenfolge als ein scharf definierter musikalischer Ton bemerkbar machte (System „Tönende Funken“ der „Telefunkengesellschaft, Berlin“).

Die Versuche, die ungedämpften Lichtbogenschwingungen zur drahtlosen Telegraphie zu verwenden, sind dagegen weniger erfolgreich gewesen, weil man bis jetzt die Frequenzschwankungen des Lichtbogens²⁾ und die dadurch bewirkte Verminderung der Abstimmsschärfe nicht hat überwinden können.

Bezüglich der Empfangsapparate sei bemerkt, daß der zwar sehr empfindliche, aber unzuverlässige Branly'sche Empfänger jetzt meist verlassen und durch exakter wirkende Vorrichtungen ersetzt ist, unter denen namentlich die Schlömilchzelle (oder „elektrolytischer Detektor“) und der Thermodetektor in die Praxis eingeführt sind.

¹⁾ Lodge (1897); Marconi; Slaby und Arco, Phys. Zeitschr. 2, 270 (1901).

²⁾ K. Vollmer, Jahrb. f. drahtlose Telegr. 3, 117, (1909).

Wenn in den folgenden Paragraphen einiges nicht mehr ganz dem augenblicklichen Stande der Technik entsprechen sollte, so möge der Umstand als Entschuldigung dienen, daß hier die Neuerungen von Tag zu Tag in Menge erfolgen und daß der Verfasser unmöglich die Fülle der Patentliteratur selbst verfolgen kann. Er ist in diesem Teil des Buches fast ausschließlich auf sekundäre Quellen angewiesen, namentlich auf den trefflichen Leitfaden der drahtlosen Telegraphie von J. Zenneck¹⁾ und auf die Referate im Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie.

Ein Teil der Figuren der folgenden Paragraphen ist den Büchern von O. Arendt, „Die elektrische Wellentelegraphie“; und Righi-Dessau, „Telegraphie ohne Draht“²⁾, entnommen.

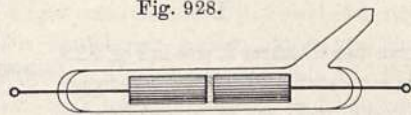
§ 288. Der Kohärer oder Fritter. Da die allgemeine Anordnung sowohl der Empfangs- als auch der Sendestation wesentlich durch die Art des wellenempfindlichen Empfängers oder „Detektors“ mit bedingt ist, so muß vor Beschreibung der Mittel zur Wellenerzeugung zunächst der in den älteren Stationen ausschließlich benutzte Branly'sche Empfänger beschrieben werden.

Beobachtungen über die Beeinflussung des Widerstandes lockerer Kontakte durch elektrische Spannungsschwankungen sind schon ziemlich alt, wohl die ältesten stammen von Munck af Rosenschöld³⁾ aus dem Jahre 1838, der eine Abnahme des Widerstandes von mit Metallfeilicht gefüllten Röhren nach dem Durchgang von Entladungen fand. Diese Versuche fanden ebenso wie manche spätere⁴⁾ wenig Beachtung. Systematische Versuchsreihen Branly's vom Jahre 1890 an zeigten die außerordentlich große Empfindlichkeit solcher lockerer Kontakte gegen elektrische Schwingungen. Der Grundversuch ist leicht auszuführen.

Versuch: In ein Glasröhrchen (Fig 928) von 3 bis 5 mm Weite ragen zwei den Querschnitt fast ausfüllende Metallzylinder hinein, deren etwa 1 bis 2 mm betragender Zwischenraum mit ein wenig lockerem Metallfeilicht (Eisen, Kupfer, Nickel, Silber oder andere blanke Metalle sind ziemlich gleich brauchbar) ausgefüllt ist. Legt man die Röhre in einen Stromkreis, der ein mäßig empfindliches Galvanometer und eine EMK von etwa 1 Volt enthält, so ist der Widerstand der Röhre zunächst sehr hoch, so daß das Galvanometer wenig oder gar nicht ausschlägt. Sowie aber irgendwo im Zimmer mit einer Elektrisiermaschine oder einem Induktorium auch nur ganz schwache Funkenentladungen erzeugt werden, entsteht sofort ein größerer dauernder Ausschlag, der auch, wenn man den Strom zeitweise unterbricht, sich bei erneuter Schließung wiederherstellt. Dagegen kann man durch leises Klopfen an der Röhre den alten hohen Widerstand wiederherstellen.

Auf die mannigfachen Erklärungsversuche dieser Erscheinung kann hier nicht eingegangen werden, da wohl keiner sämtliche Einzelheiten zu erklären

Fig. 928.



¹⁾ Stuttgart 1909.

²⁾ Braunschweig 1907.

³⁾ Pogg. Ann. 43, 193 (1838).

⁴⁾ Vollständige Literatur bis 1901 bei G. Schlabach, Phys. Zeitschr. 2, 374, 383 (1901).

vermag. Die wohl am meisten verbreitete, aber sicher nur für sehr starke Einwirkungen zutreffende Anschauung von O. Lodge¹⁾, daß die Metallkörner durch winzige Fünkchen zusammengeschweißt würden, hat zu der Bezeichnung der Vorrichtung als

„Kohärer“

(nach Lodge von: cohärente = zusammenhängen) oder

„Fritter“

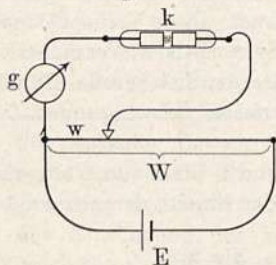
(nach Reuleaux von: fritten = zusammenschweißen) geführt.

Die Dauer der Einwirkung der Wellen und die Zahl der aufeinander folgenden Wellen ist ziemlich gleichgültig. Ein einziger Funke gibt meist dieselbe Wirkung, wie viele aufeinander folgende. Auch ist die Größe der Widerstandsverminderung nur innerhalb eines sehr engen Intervalls von der Stärke der Wellen abhängig. Unterhalb einer gewissen Stärke bekommt man gar keine Wirkung; oberhalb eines gewissen Wertes bleibt die Wirkung konstant.

Welches nun auch die Ursache der Widerstandsverminderung sein mag, so scheint doch jedenfalls die direkte Wirkung der Wellen zunächst nur darin zu bestehen, daß die Spannungsdifferenzen an den Kontaktstellen vorübergehend erhöht werden.

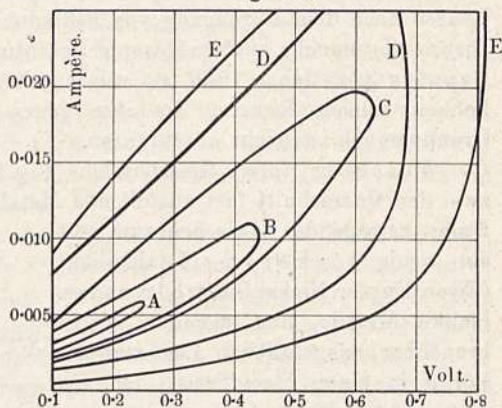
Dieselbe Wirkung wie mit elektrischen Wellen kann man nämlich auch durch einfache Erhöhung der den Strom erzeugenden EMK erhalten. Schaltet

Fig. 929.



man den Kohärer k , wie in Fig. 929, an eine stetig veränderliche Spannung $e = E \cdot w / W$, so erhält man bei kleinen Spannungen, unter etwa 1 bis 1,5 Volt, kaum einen Ausschlag im Galvanometer g , während bei weiterer Erhöhung der Spannung der Strom sehr rasch auf einen hohen Wert anwächst, der bei folgender Spannungserniedrigung nur dem Ohmschen Gesetz entsprechend wieder abnimmt. Fig. 930 zeigt eine Anzahl von C. Bose²⁾ gemessener Kurven. Der untere Teil entspricht der ansteigenden, der obere der absteigenden Spannung.

Fig. 930.



§ 289. Art der Wellenausbreitung; Ausführung der Antenne.

Die prinzipielle Anordnung des zur Entsendung und zum Empfang der Wellen dienenden Oszillators oder Resonators, oder in technischer Bezeichnung der

„Antenne“,

ergibt sich leicht durch folgende Betrachtung:

¹⁾ „Neuere Anschauungen über Elektrizität“, Kap. XVI. Leipzig 1896.

²⁾ Electrician 47, 830 und 877 (1901).

Um große Energiemengen bei der Ladung aufspeichern und bei der Entladung in den Raum emittieren zu können, muß die Antenne eine große Kapazität haben; soll gleichzeitig die Strahlung intensive sein, so müssen die elektrischen Kraftlinien eine große Ausdehnung haben (vgl. § 284), die Antenne muß also ähnlich einem Hertz'schen Oszillator geformt sein. Eine große Kapazität ist deshalb nur durch große äußere Dimensionen, also auch große Wellenlänge, erreichbar. Die gebräuchlichen Wellenlängen der drahtlosen Telegraphie liegen zwischen etwa 100 und 2000 m. Ein gewöhnlicher Hertz'scher Oszillator (vgl. Fig. 881) von stabförmiger Gestalt hat die Größe einer halben Wellenlänge. Durch Anbringung von Endkapazität läßt sich zwar seine Größe etwas reduzieren, aber immer nur auf Kosten der Ausstrahlung. Die Antenne muß also jedenfalls eine um so größere Höhe besitzen, je größer die „Reichweite“ der Station sein soll.

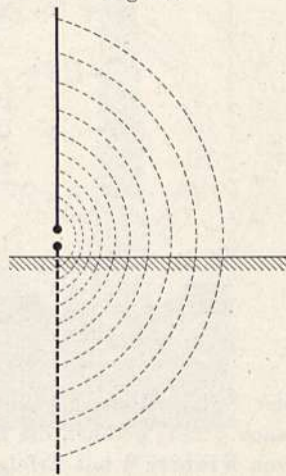
Eine symmetrische Bauart mit Funkenstrecke in der Mitte würde große Schwierigkeiten wegen der Zuleitungen zu der hoch in der Luft anzubringenden Funkenstrecke bieten. Außerdem aber würde die Nähe der Erde störend auf die untere Hälfte wirken.

Deshalb wird in der Praxis allgemein die in Fig. 931 schematisch angedeutete Anordnung benutzt; die Antenne bildet nur die eine Hälfte eines geraden Oszillators; die untere Elektrode der Funkenstrecke ist durch eine Leitung von möglichst geringer Selbstinduktivität und geringem Widerstande mit der Erde verbunden. Dann ist, wie zuerst von Blondel (1898), später von Abraham¹⁾ gezeigt wurde, der Kraftlinienverlauf oberhalb des Erdbodens genau derselbe, wie derjenige eines symmetrischen Oszillators, dessen untere Hälfte durch das in der Figur gestrichelte Spiegelbild der Antenne im Erdboden gebildet wird. Die Kraftlinien gleiten dann also am Erdboden hin, ähnlich wie an den Lecherschen Drähten (vgl. § 275 u. 284). Die Linien unter der Erde sind natürlich in Wirklichkeit nicht vorhanden, sie dienen in der Figur nur zur Erläuterung der Konstruktion.

Die Ausbreitung der Wellen im Luftraum erhält man also, wenn man sich von den Hertz'schen Figuren 913 bis 916 die unteren Hälften fortdenkt. Eine genauere Betrachtung zeigt, daß der weitaus größte Teil der Energie in den in der Nähe des Erdbodens fast senkrecht verlaufenden Teilen der abgeschnürten Kraftlinien enthalten ist.

Bei obiger Betrachtung ist eine metallische Leitfähigkeit des Erdbodens angenommen. In Wirklichkeit leitet der Boden und auch das Meerwasser viel schlechter. Die Folgen sind eine Neigung der Kraftlinien nach vorn, so daß sie am Boden gleichsam nachschleppen, und eine Energieverminderung infolge Joulescher Wärmezeugung im Boden. Die Theorie der Einwirkung des Bodens ist von Uller²⁾, Zenneck³⁾ und A. Sommerfeld⁴⁾ exakt ent-

Fig. 931.



¹⁾ Phys. Zeitschr. 2, 329 (1901).

²⁾ Diss. Rostock 1903.

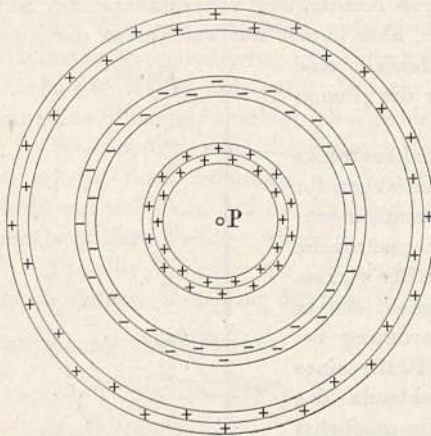
³⁾ Ann. d. Phys. (4) 23, 846 (1907); Phys. Zeitschr. 9, 50 u. 553 (1908).

⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 28, 665 (1909).

wickelt worden. Es folgt, daß die obige vereinfachte Betrachtung selbst über dem gut leitenden Seewasser nur für sehr große Wellenlängen und selbst dann nur für ziemlich kleine Entfernungen numerisch richtige Resultate ergibt. Immerhin gibt sie ein ungefähres Bild der Wellenausbreitung.

Die Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche ist ganz analog derjenigen an einem Lecherschen Drahtsystem¹⁾. Wir würden ganz ähnliche Resultate erhalten, wenn wir die Erde bloß in einer sehr dünnen Oberflächenschicht (vgl. § 267, „Stromverdrängung“) als leitend annähmen und

Fig. 932.



nun ganz analog § 277 die Stromausbreitung untersuchten, die entsteht, wenn einem Punkte P (dem Fußpunkt der Antenne) der Erdoberfläche periodisch positive und negative Ladungen zugeführt werden. Es entstehen dann offenbar (Fig. 932) nach allen Seiten radial gerichtete Ströme und die abwechselnd positiven und negativen Ladungen der Erdoberfläche breiten sich wie Wellenkreise auf einer Wasserfläche aus. Die Ladungen entsprechen den auf der Erde aufsitzenden Enden der Kraftröhren des Hertz'schen Bildes.

Die Vorstellung der Wellenausbreitung als einer Strömung längs der Erdoberfläche hat zu einer Antennenform für die Empfangsstation (siehe auch § 295) geführt, die zuerst von Lecher (l. c.) vorgeschlagen, neuerdings von Kiebitz²⁾ mit Erfolg angewandt ist: Ein Draht, dessen Enden im Abstände $\lambda/2$ mit der Erde direkt oder unter Zwischenschaltung eines Kondensators verbunden sind, wird, wenn er in der Fortpflanzungsrichtung der Wellen ausgespannt ist, von den Schwingungen in der Erdoberfläche zum Mitschwingen angeregt. Im Hertz'schen Bilde verläßt ein Teil der wandernden Kraftröhrenden die Erdoberfläche und geht auf den Draht über. Derartige „Horizontalantennen“ hätten, falls sie sich bewährten, den Vorteil der Billigkeit und Improvisierbarkeit, wären aber nur für einen eng begrenzten Wellenlängenbereich brauchbar.

Da die Kapazität eines massiven Drahtes nur proportional dem Logarithmus seines Durchmessers wächst, so ist es günstiger, an Stelle der einfachen Antenne der ersten Marconischen Versuche solche aus vielen parallelen oder Harfen- oder schirmartig ausgespannten Drähten zu benutzen. Es entstehen so Anordnungen wie die in Fig. 933 u. 934 dargestellten Antennen der großen transatlantischen Station Marconis in Poldhu und der größten deutschen Station in Nauen bei Berlin. Der Nauener Turm ist 100 m hoch und neuerdings noch durch einen Aufsatz auf 200 m erhöht worden.

Die nötige Widerstands- und Induktivitätsfreiheit der Erdableitung wird durch Anbringung eines weitverzweigten, im Erdboden eingegrabenen Draht-

¹⁾ Lecher, Phys. Zeitschr. 3, 273 (1902), 4, 320 (1903).

²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 876 (1911): Über Prioritätsansprüche von Zehnder s. ebenda S. 874. Historische Übersicht ferner bei Kiebitz, ebenda 14, 10 (1912).

netzes — in Nauen 400 m Durchmesser — bewirkt. Da ein derartiges Netz auch ohne leitende Verbindung mit der Erde lediglich durch seine große

Fig. 933.

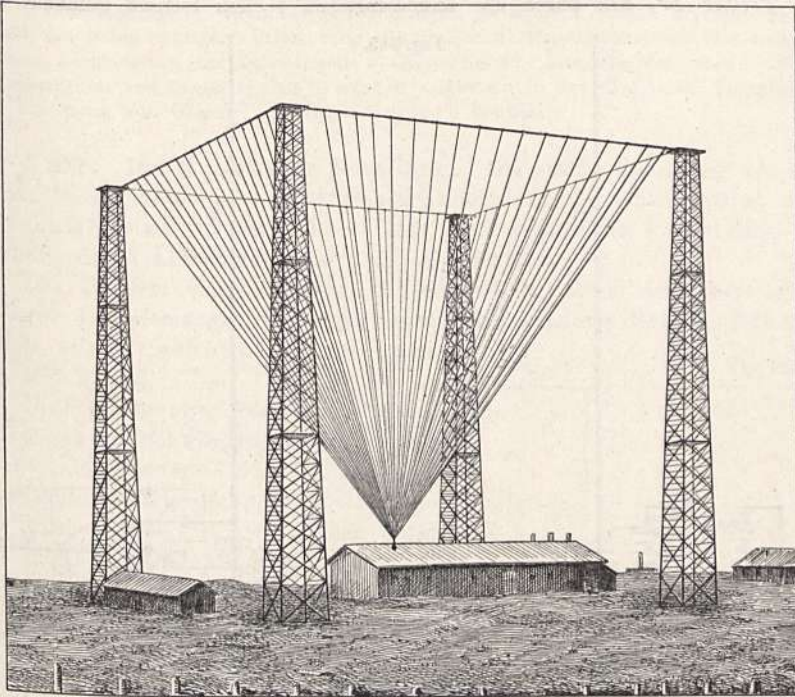
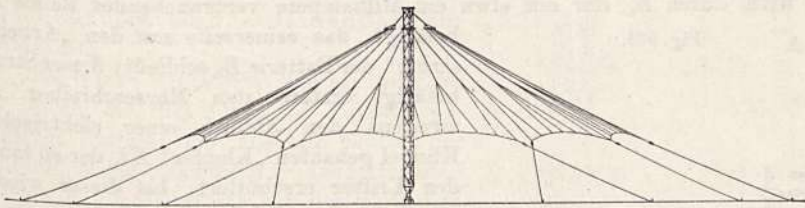


Fig. 934.



Kapazität den Knoten der Potentialschwankung in seine Nähe ziehen, also die eigentliche Antenne zu einer $\lambda/4$ -Schwingung zwingen muß, so wird dasselbe wohl auch als

„Gegengewicht“

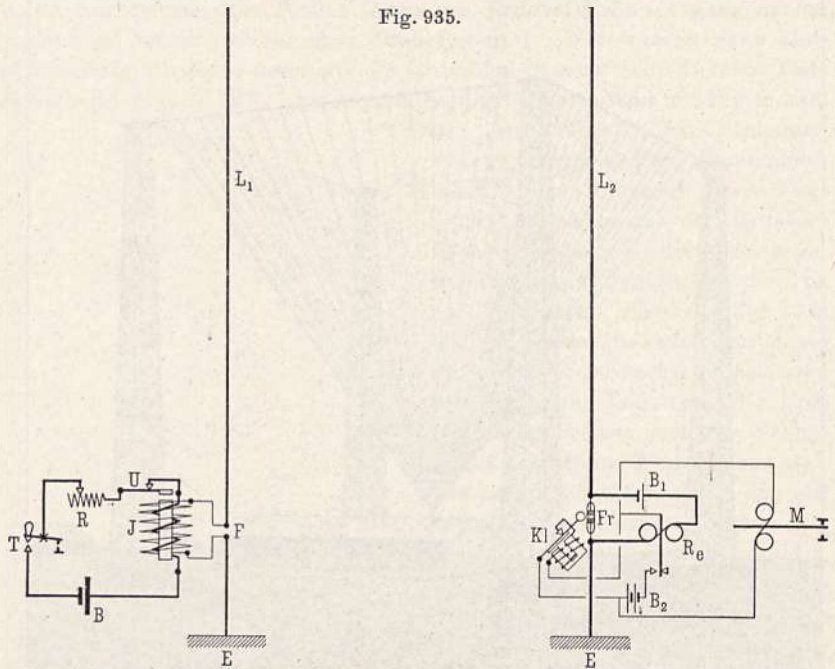
bezeichnet; es hält gleichsam der Antenne das Gleichgewicht genau wie eine symmetrische untere Hälfte es tun würde.

Bei Schiffsstationen wirkt der metallische Schiffskörper selbst als Gegengewicht und Verbindung zum Seewasser.

§ 290. Die einfache Marconischaltung. Fig. 935 zeigt schematisch die Einrichtung der ersten Marconischen Stationen: Die Antenne L_1 der Gebestation ist über eine Funkenstrecke F zur Erde geführt. Die beiden Seiten von F sind mit einem Induktorium J verbunden, dessen Erregungs-

stromkreis (Batterie B , Widerstand R , Selbstunterbrecher U und Telegraphiertaste T) ebenfalls schematisch angedeutet ist.

Die Antenne L_2 der Empfangsstation enthält statt der Funkenstrecke den Fritter Fr , der durch die ankommenden Wellen leitend gemacht den



Strom der Batterie B_1 schließt. Da starke Ströme den Empfänger schädigen, so wird durch B_1 nur ein etwa ein Milliampere verbrauchendes Relais Re

betätigt, das seinerseits erst den „Arbeitsstrom“ der Batterie B_2 schließt; dieser Strom betätigt erstens den Morseschreiber M , zweitens den ähnlich einer elektrischen Klingel gebauten „Klopfer“ $K1$, der so lange den Fritter erschüttert, bis dieser wieder seinen ursprünglichen hohen Widerstand annimmt und dadurch das Relais und somit auch den Arbeitsstrom ausschaltet.

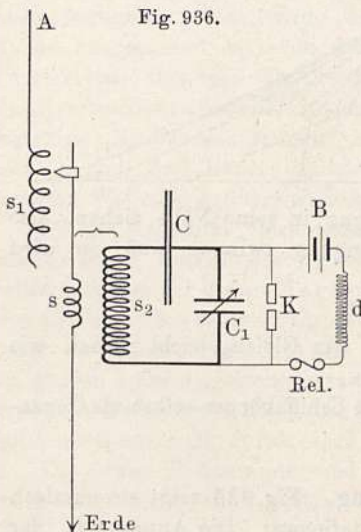


Fig. 936 zeigt eine derartige Empfangsschaltung, bei welcher die mittels der veränderlichen Spule s_1 abstimmbare Antenne A durch einige Windungen s mit einem

Sollen, wie es wohl meist der Fall, beide Stationen zum Geben und Empfangen dienen, so werden durch einfache Umschaltvorrichtungen Fritter und Funkenstrecke gegeneinander ausgetauscht.

Da für die Empfangswirkung des Fritters nur die Spannungsamplitude maßgebend ist, so kann die Wirkung verstärkt werden, wenn der Fritter nicht direkt im Antennenkreise liegt, sondern im Sekundärkreise eines die Spannung erhöhenden Transformators (Marconi).

geschlossenen Schwingungskreise gekoppelt ist; dieser besteht aus der Transformatorspule s_2 und dem Drehkondensator C_1 . Der Kondensator C von sehr großer Kapazität ist auf die Schwingungen ohne Einfluß und sperrt bloß dem Strome der Batterie B den Weg durch s_2 hindurch. Der Kohärer k liegt parallel zum Kondensator und wird durchgeschlagen, wenn die Schwingungen genügende Stärke erreicht haben. Damit die Schwingungen ihren Weg nicht durch den Gleichstromkreis nehmen können, ist in diesen eine Drosselspule d eingeschaltet. Ähnliche Methoden — Blockkondensatoren und Drosselspulen — werden allgemein in der drahtlosen Telegraphie zur Trennung von Gleich- und Wechselströmen benutzt.

§ 291. Die Braunsche Schaltung. Die starke Dämpfung der einfachen Marconiantenne — die Strahlungsdämpfung derselben beträgt nach Abraham¹⁾ etwa 0,2 bis 0,25 — läßt eine wesentliche Verstärkung der Wirkung durch Abstimmung auf Resonanz nicht zu.

Das Problem einer scharfen Abstimmbarkeit, sowie der Übertragung größerer Energiemengen bei jeder einzelnen Entladung löste F. Braun²⁾ mittels seines „gekoppelten Senders“ (Fig. 937 u. 938).

Die Schwingungen werden in einem geschlossenen Schwingungskreise erzeugt, der aus einer Batterie Leidener Flaschen und einer Selbstinduktivität s_1 bzw. ab besteht. Ein solcher Kreis ist, wie früher gezeigt, nur schwach gedämpft, strahlt aber auch fast gar nichts aus. Mit diesem Kreise ist die Antenne gekoppelt und zwar entweder induktiv (Fig. 937) wie die Sekundärspule eines Teslatransformators, oder elektrostatisch (Fig. 938) wie die Strahlspule beim Seibtschen Versuch (vgl. Fig. 890). Antenne und Flaschenkreis sind aufeinander abgestimmt.

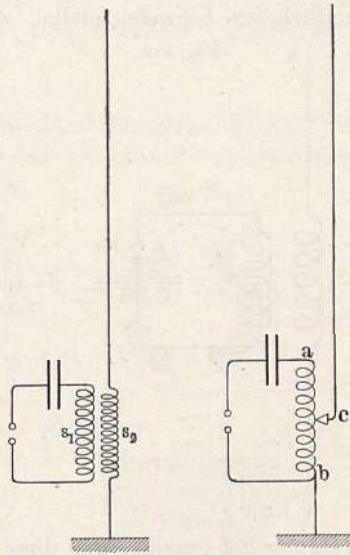
Das Ganze wirkt jetzt wie ein einziges nur durch die Strahlung der Antenne gedämpftes System; der absolute Betrag der während jeder Schwingung ausgestrahlten Energie ist derselbe wie bei der einfachen Antenne; aber bei gleicher Funkenlänge enthält der Flaschenkreis wegen seiner größeren Kapazität viel mehr Energie, so daß der relative Energieverlust pro Schwingung, d. h. das Drekrement, jetzt viel kleiner ist ($\delta = 0,06$ bis $0,1$).

In ganz ähnlicher Weise wirkt die Empfangsstation, nur daß hier die Funkenstrecke fortfällt. Hier saugt die Antenne gleichsam die Energie an, um sie in dem abgestimmten Kondensatorkreise allmählich aufzuspeichern, bis die Spannung am Kondensator hoch genug geworden, um den Kohärer zu betätigen.

Die besonderen Bedingungen, unter denen in der Praxis der drahtlosen Telegraphie gearbeitet wird, haben zu besonderen Konstruktionsformen für die Einzelteile des Kondensatorkreises geführt, von denen hier nur folgendes

Fig. 937.

Fig. 938.



¹⁾ „Theorie der Elektrizität“ II, § 34. Leipzig 1908.

²⁾ Erste Versuche i. J. 1898. Bericht in Physik. Zeitschr. 3, 143 (1901).

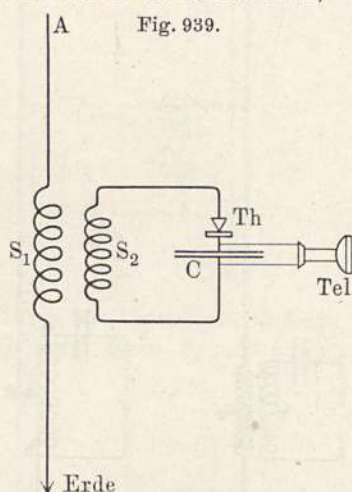
erwähnt werden kann: Die Funkenelektroden bestehen aus parallelen Kreisringen, so daß der Funken bald an dieser, bald an jener Stelle überspringt; hierdurch wird übermäßige Erwärmung, sowie zu rasche Abnutzung vermieden. Für größere Schlagweiten hat es sich als nützlich erwiesen, mehrere Funkenstrecken in Reihe zu schalten. Als Kondensatoren dienen im Senderkreise meist sehr langgestreckte Flaschen, die nach dem oberen Rande zu dicker im Glase werden, so daß am Rande der Belegung nur verhältnismäßig schwache elektrische Kräfte auftreten; hierdurch wird die Dämpfung beträchtlich vermehrende „Sprühen“ der Flaschen — das an der in Fig. 871 dargestellten Anordnung auffällig ist — verringert oder vermieden. Praktisch fast dämpfungsfrei sind die von M. Wien¹⁾ konstruierten „Preßgaskondensatoren“, das sind Kondensatoren mit komprimierter Kohlensäure als Dielektrikum; durch die Kompression wird ein höheres Entladepotential für das Innere des Kondensators erzielt.

§ 292. Der Thermodetektor. Nach F. Braun²⁾ haben manche Stücke natürlicher Schwefelmetalle, wie Kupferkies, Bleiglanz, Schwefelkies und andere die Eigenschaft der sogenannten

„unipolaren Leitung“,

d. h. sie leiten den elektrischen Strom in einer Richtung besser als in der anderen. Bei dieser noch nicht in allen Einzelheiten aufgeklärten Erscheinung spielen jedenfalls wohl thermoelektrische Kräfte (siehe weiter unten Kap. XIII) zwischen den Berührungsfächen kristallinischer Verwachsungen und sonstiger Unregelmäßigkeiten eine Rolle³⁾. Wird ein solcher Leiter in einen Kreis eingeschaltet, auf welchen eine wechselnde EMK wirkt, so wird wegen der unipolaren Leitung die eine Stromkomponente bevorzugt, es entsteht also ein dem Wechselstrom überlagerter Gleichstromanteil. Die Erfahrung hat gezeigt, daß diese „Gleichrichterwirkung“ auch für die raschen elektrischen Schwingungen noch besteht. Meist stellt man jetzt die Asymmetrie künstlich dadurch her, daß man eine Metallspitze mit fein regulierbarem Druck gegen eine Platte aus einem der sehr zahlreichen, nach und nach als brauchbar erfundenen Körper⁴⁾ preßt.

Fig. 939 zeigt ein Schema für die Einschaltung im Empfangskreise; auf die mannigfachen Varianten der Empfangsschaltung kann hier nicht eingegangen werden. Da der Thermodetektor einen sehr hohen Widerstand



¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 29, 679 (1909). Frühere Vorschläge gleicher Art von Fessenden, Elektrot. Zeitschr. 26, 950 (1905).

²⁾ Pogg. Ann. 153, 556 (1874); Elektr. Zeitschr. 27, 1199 (1906). Eine Literaturübersicht bei O. Weigel. Diss. Göttingen 1905.

³⁾ Siehe auch H. v. Martin, Phys. Zeitschr. 12, 41 (1911); Brandes, Elektr. Zeitschr. 27, 1015 (1906).

⁴⁾ Genannt seien: Schwefelmetalle, Braunstein, Tellur, Kupferoxyd. Näheres siehe Tissot, Jahrb. f. drahtlose Telegr. 2, 115 (1908).

hat, so kann er nicht direkt in die Antenne eingeschaltet werden, da er dort die Dämpfung zu sehr vergrößern und die Abstimmungsmöglichkeit vernichten würde. Man koppelt vielmehr eine in der Antenne *A* enthaltene Spule S_1 mit einem aus Spule S_2 , Thermodetektor *Th*, Blockkondensator *C* (von 0,1 bis $1 \mu F$) und Telephon *T* bestehenden aperiodischen, d. h. selbst nicht schwingungsfähigen¹⁾ Empfangskreise. *C* ist sehr groß, so daß er den Schwingungen gegenüber als Kurzschluß wirkt und dient nur dazu, den in *Th* entstehenden Gleichstrom zu dem Weg durchs Telephon zu zwingen. Jeder ankommende gedämpfte Wellenzug erzeugt also eine Reihe so rasch — mehrere 100 000 pro Sekunde — aufeinander folgender Gleichstromimpulse, daß sie wie ein einziger Stromstoß auf die Telephonmembran wirken. Jeder Funke der Gebestation wird somit als ein Knacken im Telephon der Empfangsstation gehört.

Ungleich dem nur auf die erste Amplitude ansprechenden Kohärer wirkt der Thermoempfänger summierend — integrierend — auf die ankommende Wellenenergie; deshalb kann hier durch Verminderung der Dämpfung und Vermehrung der Senderenergie eine erhebliche Verbesserung erzielt werden.

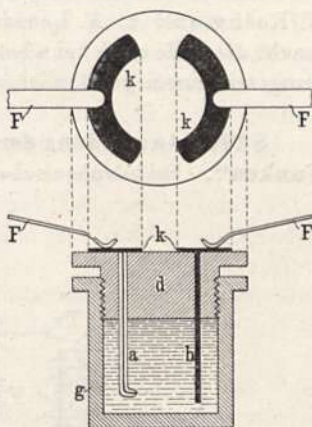
§ 293. Der elektrolytische Detektor (Schlömilchzelle). Nach § 186 ist ein Stromdurchgang durch einen Elektrolyten zwischen Platinelektroden erst oberhalb einer gewissen Minimalspannung, der „Zersetzungsspannung“, möglich. Die Stromspannungskurve hat also die in Fig. 519 (S. 602) dargestellte geknickte Gestalt. Lagert man nun über die gerade dicht beim Knickpunkt liegende Gleichstromspannung eine Wechselspannung, so wird diese einen Stromimpuls erzeugen, wenn sie sich zu der Gleichspannung addiert, dagegen wirkungslos bleiben, wenn sie sich subtrahiert. Es resultiert also ein Gleichstrom in Richtung der angelegten Gleichstromspannung. Auf dieser Erscheinung beruht der von Schlömilch²⁾ angegebene

„elektrolytische Detektor“.

Fig. 940 zeigt eine Ausführungsform des Apparates, der im wesentlichen aus einem mit verdünnter Schwefelsäure gefüllten Hartgummigefäß besteht, in welches zwei Elektroden hineinragen; die positive Elektrode *a* besteht aus einem in ein Glasrohr eingeschmolzenen, nur ein bis einige 1000stel mm dicken Platindraht, dessen Ende etwa $\frac{1}{100}$ mm hervorsteht; die negative Elektrode *b* kann beliebige Form und Größe haben.

An Empfindlichkeit scheint die „Schlömilchzelle“ ungefähr dem Thermodetektor gleichwertig, wenn nicht etwas überlegen zu sein.

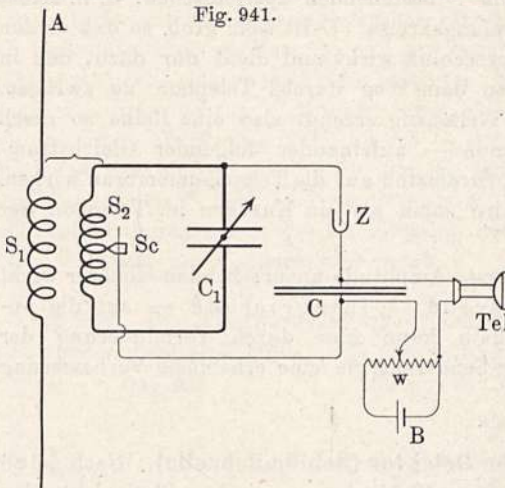
Fig. 940.



¹⁾ Der Blockkondensator könnte höchstens Veranlassung zu sehr langsamen Schwingungen geben, der hohe Widerstand des Detektors hindert auch diese.

²⁾ Elektr. Zeitschr. 24, 959 (1903).

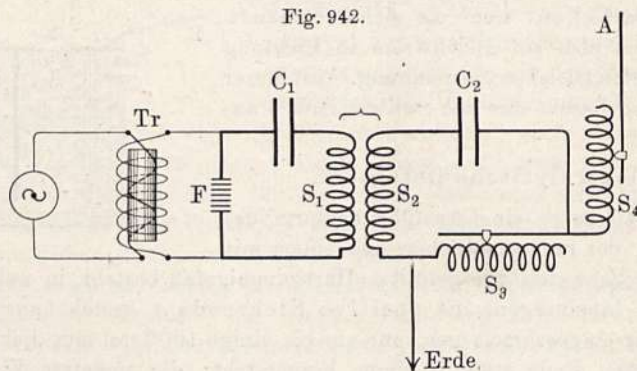
Fig. 941 zeigt (nach Zenneck) eine Schaltungsweise für den elektrolytischen Detektor. Die Antenne A wirkt mittels der Spule S_1 induzierend auf den aus S_2 und dem Drehkondensator C_1 bestehenden abstimmbaren Empfangskreis; ein Teil der Schwingungen dieses Kreises verzweigt sich über den Schiebekontakt Sc und durchfließt die Zelle Z ; der große Blockkondensator schließt wieder das Telefon für die Wellen kurz und zwingt den die Zelle polarisierenden Gleichstrom, dessen Spannung in bekannter Weise von einem Schiebewiderstand w regulierbar entnommen wird, seinen Weg durch das Telefon Tel zu nehmen.



Beim Gebrauch wird w so lange vermehrt, bis ein leises Rauschen im Telefon anzeigt, daß in der Zelle Gasbläschen aufsteigen, die anodische Zersetzungsspannung also gerade erreicht ist.

Zur Theorie der Schlömilchzelle siehe die Arbeiten von M. Reich¹⁾ und V. Rothmund u. A. Lessing²⁾. Die Gleichrichterwirkung des Detektors macht die Zelle auch bei allen Brückenmessungen mit Wechselstrom in Verbindung mit einem gewöhnlichen Galvanometer als Nullinstrument brauchbar³⁾.

§ 294. Anwendung der Wienschen Stoßerregung; System „Tönende Funken“. Bei telephonischem Empfang mittels elektrolytischem oder Thermo-



detektor erzeugt jeder einzelne Funken der Sendestation, d. h. jeder gedämpfte Wellenzug, einen einzigen Stoßimpuls im Telefon; wird die Funkenfolge vermehrt, so daß mehrere hundert Funken pro Sekunde übergehen, so ver-

¹⁾ Phys. Zeitschr. 5, 338 (1904).

²⁾ Ann. d. Phys. (4) 15, 193 (1904).

³⁾ Nernst und v. Lerch, Ann. d. Phys. (4) 15, 836 (1904).

schmelzen die einzelnen Impulse der Telephonmembran zu einem musikalischen Tone bestimmter Höhe.

Eine derartig rasche Funkenfolge läßt sich aber ohne ein Inaktivwerden — d. h. Umschlagen in Lichtbogen — des Funkens nur bei Benutzung der Wienschen „Löschfunken“ und Stoßerregung (vgl. § 269) erzielen.

Fig. 942 zeigt das Schema der Anordnung für die Gebestation¹⁾.

Die Sekundärwicklung eines von einer Hochfrequenzwechselstrommaschine für 500 bis 1000 Perioden erregten Transformators Tr oder eines Induktoriums mit entsprechend raschem Unterbrecher ist mit dem „Stoßkreise“ $C_1 S_1 F$ verbunden. Die Löschfunkenstrecke F besteht aus mehreren, bis zu zehn hintereinander geschalteten sehr kurzen (vgl. § 269) gut gekühlten Funken. Mit diesem Stoßkreise ist ein abstimmbarer „Schwingungskreis“ $C_2 S_2 S_3$ gekoppelt, welcher dem Stoßkreise seine Energie rasch entzieht und nach dem Erlöschen des Funkens mit ganz schwacher Dämpfung in seiner Eigenperiode weiter schwingt; die veränderliche Spule S_3 gestattet diese Eigenperiode zu verändern. Mit diesem Schwingungskreise endlich ist die Antenne A gekoppelt; in der Figur ist elektrostatische Koppelung angenommen; die variable Spule S_4 gestattet die Abstimmung der Antenne auf den Schwingungskreis.

Ist die Stromstärke des primären Wechselstromes so bemessen, daß bei jedem Wechsel nur ein einziger Funke entsteht, so erhält man in gleichmäßigen Abständen aufeinander folgende Wellenzüge und in der Empfangsstation einen reinen musikalischen Ton, dessen Schwingungszahl gleich der Wechselzahl des Primärstromes ist. Die geringe Dämpfung des Schwingungskreises gestattet eine sehr scharfe Abstimmung beider Stationen, sie bewirkt gleichzeitig weitgehende Freiheit von Störungen durch andere Stationen. Die bestimmte Tonhöhe läßt die Zeichen leicht von Störungen durch atmosphärische Elektrizität, sowie von den Zeichen anderer Stationen unterscheiden, wenn diese etwa mit gleicher elektrischer, aber anderer akustischer Schwingungszahl arbeiten.

Ein Schreibempfang ist ebenfalls möglich durch Benutzung eines „Telephonrelais“, d. h. einer abgestimmten Telephonmembran, die bei genügender Schwingungsweite einen Kontakt betätigt.

Näheres über dieses jetzt auf den deutschen Stationen meist angewandte System findet man in einem Vortrage von Graf Arco²⁾.

§ 295. Gerichtete drahtlose Telegraphie. Für die Lösung des Problems, den elektrischen Wellen bestimmte Ausbreitungsrichtungen vorzuschreiben, kommen die im Laboratorium verwendbaren Hertz'schen Spiegel oder Prismen wegen der großen Dimensionen der technischen Oszillatoren nicht in Betracht; dagegen lassen sich Interferenzerscheinungen sehr wohl benutzen, um wenigstens eine gewisse Konzentration der Wellen nach bestimmten Richtungen hin zu erzielen. Es muß genügen, eines der möglichen Schemata hier anzuführen³⁾. Befinden sich zwei in jedem Augenblick ent-

¹⁾ Die Empfangsstation entspricht Fig. 939 oder 941.

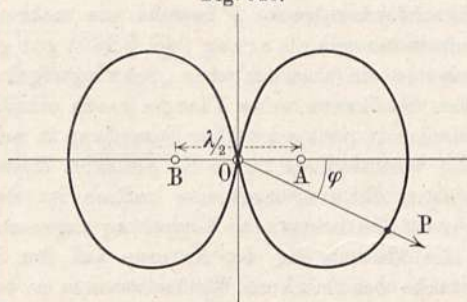
²⁾ Elektr. Zeitschr. 30, 535 (1909); Jahrb. f. drahtlose Telegr. 2, 525 (1909). Ein Demonstrationsmodell für Versuche im Zimmer und im Freien (2 km Reichweite) baut die Gesellsch. f. drahtlose Telegr. Berlin.

³⁾ Nach A. Blondel. Andere Anordnungen und alles Nähere siehe Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie.

gegengesetzt schwingende Antennen A und B im Abstände $\lambda/2$ voneinander (Fig. 943), so werden sich die Wellen in Richtung der Verbindungslinie AB verstärken, senkrecht dazu dagegen vernichten. Trägt man für jeden Richtungswinkel φ eine Strecke OP proportional der Amplitude der in dieser Richtung ausgestrahlten Wellen auf, so erhält man die in der Figur eingezeichnete Kurve.

Umgekehrt würden zwei in ähnlicher Weise angeordnete und auf denselben Empfangskreis in entgegengesetztem Sinne einwirkende Empfangs-

Fig. 943.



antennen das Beispiel eines gerichteten Empfängers geben (vgl. auch die „Horizontalantenne“ in § 289). Befinden sich etwa die beiden Antennen am Vorder- und Hinterende eines Schiffes, so kann dieses aus dem Verschwinden des Tones bei einer ganz bestimmten Stellung die Richtung ermitteln, aus welcher die Zeichen kommen.

§ 296. Drahtlose Telephonie¹⁾. Erregt man eine Antenne mittels eines Poulsenschen Lichtbogengenerators (vgl. § 272), so entsteht ein kontinuierlicher Wellenzug, im Empfangsapparat entsteht also ein kontinuierlicher Gleichstrom, welcher auf ein Telephon nicht, wohl aber auf ein Galvanometer einzuwirken vermag.

Wenn man nun in die Erdleitung der Antenne ein Mikrophon einschaltet und gegen dieses spricht, so wird eine periodische Widerstandsänderung der Antenne und damit auch eine entsprechende Intensitätsänderung der Wellen resultieren; dann ändert sich aber auch entsprechend die Gleichstromintensität im Empfänger und das Telephon gibt die Sprachlaute wieder. Wesentlich ist hierbei offenbar, daß die Wellen entweder ungedämpft sind, oder aber bei Verwendung einzelner gedämpfter Wellenzüge, daß ihre Zahl pro Sekunde, also die Funkenzahl, oberhalb der Grenze der Hörbarkeit liegt; nur dann sind die ungestörten Wellen unhörbar und das Telephon registriert nur die periodischen Intensitätsschwankungen. Die praktische Bedeutung der drahtlosen Telephonie scheint einstweilen noch nicht groß zu sein.

¹⁾ Näheres bei Zenneck, Leitfaden. Ferner: E. Ruhmer, „Drahtlose Telephonie“. Eine Demonstrationsanordnung wird von Dr. E. Huth, G. m. b. H., Berlin, hergestellt.

Zwölftes Kapitel.

Stromleitung in Gasen.

A. Selbständige Strömung.

§ 297. Allgemeine Einleitung. Das Verhalten eines metallischen Leiters zum elektrischen Strom läßt sich durch eine einzige Konstante, den „Widerstand“ des Leiters, beschreiben. Für einen Elektrolyten genügt die Angabe des Dissoziationsgrades und der „Beweglichkeiten“ seiner Ionen. Bei leitenden Gasen ist sowohl die Abhängigkeit des Stromes von der Elektrodenspannung, als auch die Verteilung der Spannung längs der Gasstrecke derartig kompliziert, daß es nur in wenigen Fällen gelungen ist, den Zusammenhang auch nur durch eine empirische Gleichung, geschweige denn durch eine theoretische Formel darzustellen; meist ist man auf bloße tabellarische oder graphische Übersichten angewiesen.

Eine Theorie der elektrischen Erscheinungen in Gasen entwickelt sich erst seit etwa zwei Jahrzehnten in aussichtsvoller Richtung; der Aufbau der Theorie knüpft bald an dieses, bald an jenes Teilgebiet der äußerst mannigfaltigen Entladungsvorgänge an und kann deshalb im Zusammenhang erst dargestellt werden, nachdem zunächst die wichtigsten Erfahrungstatsachen vorgetragen sind. Demgemäß werden in Kapitel XIIA die eigentlichen Entladungsvorgänge oder, nach Stark'scher Nomenklatur, die

„selbständige Strömung“

besprochen. Kapitel XIIB enthält die als Kathoden-, Kanal- und Röntgenstrahlen benannten

„elektrischen Strahlen“

sowie die Grundlagen der

„Ionentheorie“,

in Kapitel XIIC endlich soll die Ionentheorie ausführlich entwickelt und mit ihrer Hilfe das Gebiet der

„unselbständigen Strömung“

und zum Schlusse noch einmal die selbständige Strömung behandelt werden.

In einer Beziehung wird die Behandlungsweise dieses Kapitels von derjenigen der früheren Teile des Buches abweichen müssen. Die vielfach sehr schwierige Versuchstechnik, die Kostspieligkeit und Kompliziertheit der Apparate, die eine Improvisation mit einfachen Mitteln meist ausschließt, bedingt eine mehr referierende Behandlung; die Erläuterungen müssen also vielfach an die in der Literatur beschriebenen, anstatt an die vom Leser selbst ausgeführten Versuche anknüpfen.

§ 298. Historische Übersicht. Die älteste bekannte Entladungserscheinung in einem Gase ist wohl die von der Florentiner Akademie im Jahre 1667 entdeckte entladende Wirkung einer Flamme. Es folgt im Jahre 1672 die Entdeckung des elektrischen Funkens durch O. v. Guericke, im Jahre 1728 diejenige der Ausströmung aus Spitzen durch Gray. Die erste bekannte leuchtende Entladung im luftverdünnten Raume beobachtete Picard 1676, welcher fand, daß Barometerröhren bei Bewegung des Quecksilbers im Dunkeln leuchteten. Hawksbee gab 1708 die Erklärung der Erscheinung (das Quecksilber wird durch Reiben an den Wänden elektrisch). Die langsame Zerstreuung der Elektrizität aus geladenen Leitern in die Luft beobachtete zuerst Coulomb im Jahre 1785.

§ 299. Die wichtigsten Entladungsformen. Gase bei gewöhnlicher Temperatur sind im allgemeinen als Isolatoren zu betrachten; ihre äußerst geringe und nur mit sehr feinen Hilfsmitteln beobachtbare Leitfähigkeit in schwachen Feldern ist erst neuerdings genauer untersucht und rührt meist von äußeren Einwirkungen her (siehe Kap. XII C). Ein merkliches Leitendwerden eines Gases tritt erst ein, wenn das elektrische Feld einen von Temperatur, Druck und Elektrodenform und -abstand abhängigen Grenzwert überschreitet. Die dann eintretende Entladung nennt man, weil durch rein elektrische Kräfte hervorgerufen, eine

„selbständige Entladung“¹⁾.

Andererseits kann auch bei schwachen Feldern ein Gas leitend werden unter dem Einfluß gewisser äußerer Einwirkungen, wie chemische Prozesse (Flammengase), Bestrahlung mit ultraviolettem Lichte oder mit Kathoden-, Röntgen- und anderen Strahlen; in diesen Fällen nennt man die Strömung eine

„unselbständige“.

Die wichtigsten Formen der selbständigen Strömung sind:

1. Lichtbogen, 2. Funken, 3. Spitzen- und Büschelentladung,
4. Glimmstrom. Dazu kommen noch gewisse Übergangsformen.

Die ersten drei Formen sind hauptsächlich bei gewöhnlichem Luftdruck untersucht, die vierte hauptsächlich bei niederen Drucken.

§ 300. Elektrodynamik der Gase; Charakteristik. a) Allen vier Entladungsformen gemeinsam ist der komplizierte Zusammenhang zwischen der Elektrodenspannung E und der Stromstärke J ; da das Verhältnis E/J auch nicht annähernd konstant ist, so hat es auch gar keinen Sinn, vom „Widerstand“ eines leitenden Gases zu sprechen, man müßte denn für jede Stromstärke einen anderen Widerstand angeben. Meist kann man den Zusammenhang zwischen E und J nur durch eine Tabelle oder besser durch eine Kurve darstellen, welche man als die

„Charakteristik“²⁾

des Gases bezeichnet [vgl. auch § 251 und Fig. 782]. Eine Reihe von Eigentümlichkeiten leitender Gase lassen sich aus der Charakteristik ohne weiteres

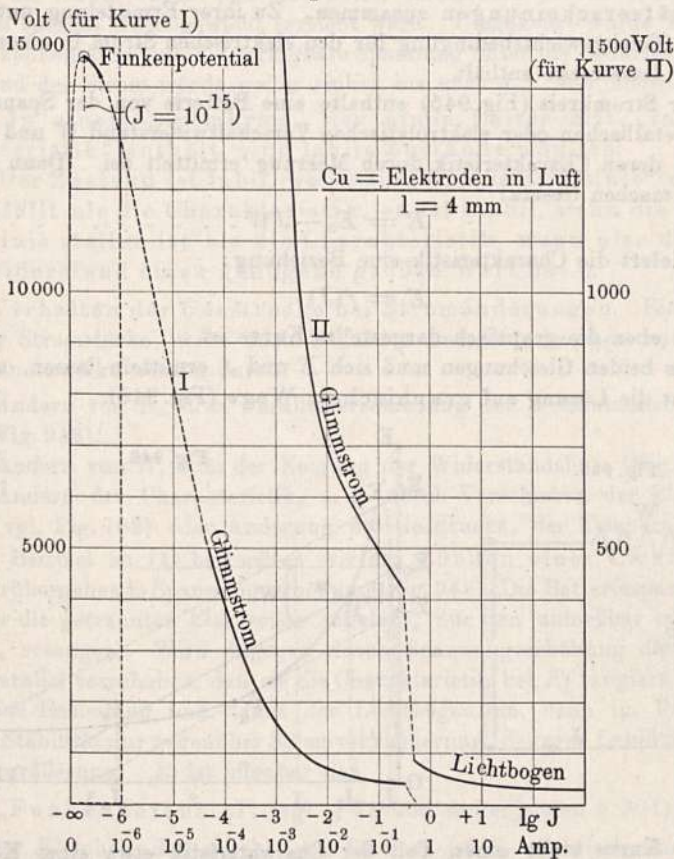
¹⁾ Stark, Ann. (4) 4, 402 (1901).

²⁾ Kaufmann, ebenda (4) 2, 158 (1900).

ableiten, z.B. die Labilität des Strömungszustandes in gewissen Fällen, die sich im plötzlichen Einsetzen oder Verlöschen des Stromes oder im Umspringen in eine andere Entladungsform kundgibt.

Fig. 944 stellt schematisch die Charakteristik für den Strom zwischen Metall- oder Kohleelektroden bei Atmosphärendruck und etwa 4 mm Abstand dar. Als Abszissen sind, um den ganzen Bereich auf die Figur zu bekommen, statt der Ströme selbst deren Logarithmen aufgetragen. Das Maximum ganz im Anfang (verkürzter Abszissenmaßstab!) ist das Funkenpotential E_f .

Fig. 944.



Wird die Spannung von einer Batterie oder Dynamomaschine geliefert und allmählich erhöht, so tritt bei Erreichung von E_f nicht ein einzelner Funke auf, sondern es schließt sich sofort ein dauernder Strom an, dessen Stärke von dem im Stromkreis noch vorhandenen Vorschaltwiderstand abhängt; ohne einen solchen wirkt fast jede Gasstrecke als Kurzschluß.

An das Maximum schließt sich ein stark abfallender Teil an, der in seinem Beginn unmittelbar hinter dem Maximum vom Verfasser ¹⁾, im weiteren Verlauf bis zu etwa 10^{-4} Amp. noch gar nicht untersucht ist; dann folgt

¹⁾ l. c.

von etwa 10^{-4} bis etwa 0,3 Amp. der sogenannte „Glimmstrom“, der dann unter plötzlichem starken Sinken der Spannung unstetig in den „Lichtbogen“ übergeht; von $J = 10^{-3}$ Amp. an ist die Kurve noch einmal in 10fachem Ordinatenmaßstab aufgetragen.

Das Hauptkennzeichen, durch welches sich der Verlauf wesentlich von demjenigen bei einem metallischen oder elektrolytischen Leiter unterscheidet, ist die

Abnahme der Spannung bei wachsender Stromstärke.

b) Mit dieser „fallenden Charakteristik“ der Gasstrecke hängen gewisse Labilitätserscheinungen zusammen. Zu ihrer Ermittlung untersuchen wir die Gleichgewichtsbedingung für den elektrischen Strom in einem Kreise, der eine Gasstrecke enthält.

Der Stromkreis (Fig. 945) enthalte eine Batterie von der Spannung E_0 , einen metallischen oder elektrolytischen Vorschaltwiderstand W und die Gasstrecke, deren Charakteristik durch Messung ermittelt sei. Dann ist nach dem Ohmschen Gesetz:

$$E = E_0 - JW \dots \dots \dots (1)$$

ferner liefert die Charakteristik eine Beziehung:

$$E = f(J) \dots \dots \dots (2)$$

wo $f(J)$ eben die graphisch dargestellte Kurve ist.

Aus beiden Gleichungen muß sich E und J ermitteln lassen, und zwar geschieht die Lösung auf graphischem Wege (Fig. 946):

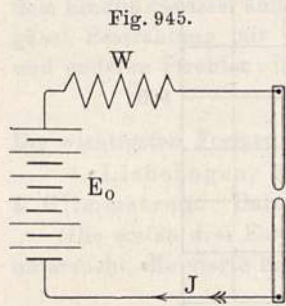


Fig. 945.

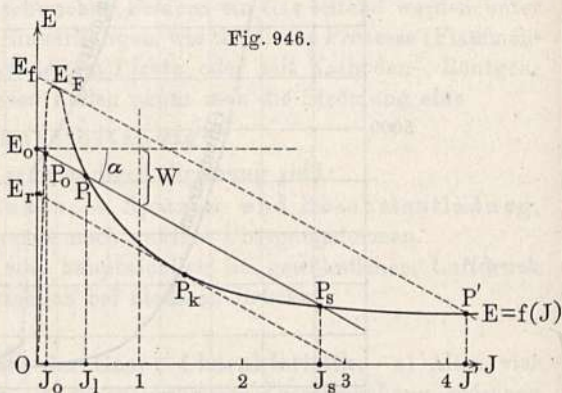


Fig. 946.

Die Kurve stellt einen Teil der Charakteristik etwa eines Kohlelichtbogens dar. Wir ziehen vom Punkte E_0 der Ordinatenachse eine geneigte Gerade mit dem Neigungswinkel α derart, daß

$$\operatorname{tg} \alpha = W \dots \dots \dots (3)$$

Dann ist für jeden Punkt dieser „Widerstandslinie“ die Ordinate

$$E = E_0 - JW.$$

Für jeden Punkt der Charakteristik ist $E = f(J)$, die Schnittpunkte P_0 , P_1 und P_s entsprechen beiden Gleichungen zugleich, geben also mögliche Wertepaare von E und J an. Es läßt sich nun zeigen, daß von den drei Schnittpunkten nur zwei, nämlich P_0 und P_s , einem stabilen Strömungszustand entsprechen, während P_1 labil und demgemäß nicht dauernd erhaltlich ist.

Wir denken uns auf irgend eine Weise, etwa durch einen sehr kleinen Induktionsstoß den Strom J_s ein wenig vergrößert; dann sinkt die „verfügbare Spannung“ $E_0 - JW$ längs der Widerstandslinie auf einen kleineren Wert als die „Bedarfsspannung“ $f(J)$ der Charakteristik, der Strom muß also wieder abnehmen. Umgekehrt wird bei einer kleinen Abnahme von J_s die verfügbare Spannung größer als die Bedarfsspannung, der Strom wird also wieder zunehmen; P_s ist also stabil.

Das Umgekehrte haben wir bei P_l : Hier würde bei einer Zunahme von J über J_l hinaus die verfügbare Spannung größer als die Bedarfsspannung werden, der Strom würde sich also weiter verstärken bis der Wert J_s und damit ein stabiles Gleichgewicht erreicht wäre. Umgekehrt würde bei jeder noch so kleinen Abnahme die verfügbare Spannung unter die Bedarfsspannung sinken und der Strom würde weiter sinken bis nach J_0 . Wir finden also:

A. In einem Stromkreis, der einen Leiter mit „fallender Charakteristik“ enthält, sind labile Zustände möglich.

B. Der Zustand ist labil, wenn die „Widerstandslinie“ weniger steil abfällt als die Charakteristik, er ist stabil, wenn die Widerstandslinie steiler ist als die Charakteristik, wenn also der Vorschaltwiderstand einen genügend großen Wert hat¹⁾.

c) Verhalten der Gasstrecke bei Stromänderungen. Eine Änderung der Stromstärke, wozu auch Schließen und Unterbrechen zu rechnen sind, kann bewirkt werden durch:

1. Ändern von E_0 , d. h. Parallelverschiebung der Widerstandslinie (vgl. Fig. 946).
2. Ändern von W , d. h. der Neigung der Widerstandslinie (Fig. 947).
3. Ändern der Charakteristik, z. B. durch Verschieben der Elektroden (vgl. Fig. 782) oder Änderung des Gasdrucks, der Temperatur usw.

Als Beispiel zu (1) betrachten wir das Zünden eines Lichtbogens durch vorübergehende Spannungserhöhung (Fig. 946). Die Batteriespannung E_0 kann, an die getrennten Elektroden angelegt, nur den unmeßbar schwachen Strom J_0 erzeugen. Wird dagegen durch Spannungserhöhung die W.L.²⁾ soweit parallel verschoben, daß sie die Charakteristik bei E_f tangiert, so setzt sofort eine Entladung und damit der Lichtbogen ein, denn im Punkte E_f herrscht Stabilität nur gegenüber Stromverkleinerung, dagegen Labilität gegenüber Vergrößerung. E_f ist offenbar das

„Funkenpotential“ (vgl. § 76 und weiter unten § 304);

wegen der Kleinheit des zugehörigen Stromes ist E_f praktisch unabhängig von W . Der Strom würde den — ungeheuer großen — Wert J' annehmen, wenn nicht für rasche Verkleinerung der Spannung gesorgt wird.

Das eben angedeutete Zündverfahren läßt sich praktisch ausführen, indem man einen Funken durch die Gasstrecke schlagen läßt³⁾. Fig. 947 zeigt

¹⁾ Wenn zu einer kleinen Stromänderung δJ eine Spannungsänderung δE der Charakteristik gehört, so ist das Gleichgewicht stabil, wenn $W + \delta E/\delta J > 0$, es ist labil, wenn $W + \delta E/\delta J < 0$ (Kaufmann, l. c.). Da W stets positiv ist, so kann Labilität nur eintreten, wenn $\delta E/\delta J < 0$, d. h. wenn die Charakteristik eine fallende ist.

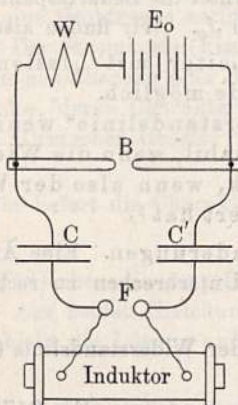
²⁾ W. L. = Abkürzung für „Widerstandslinie“.

³⁾ Herschel, Pogg. Ann. 49, 122 (1840).

eine Schaltung hierfür. Die beiden Kondensatoren (Leidener Flaschen von $C = \text{etwa } 1000 \text{ cm}$) sind durch den Lichtbogenkreis hintereinandergeschaltet; wenn bei F ein Funke einsetzt, so entsteht wegen der großen Induktanz des Stromkreises den raschen Schwingungen gegenüber auch bei B für kurze Zeit eine genügend hohe Spannung um einen Funken zu erzeugen und damit den Bogen einzuleiten.

Eine andere Schaltung¹⁾ zeigt Fig. 948: Im Hauptkreis liegt eine kräftige Selbstinduktivität L und parallel zum Bogen ein „Momentausschalter“ U , am besten in einem Ölbad montiert; der bei Unterbrechung von U entstehende Induktionsstoß bewirkt die den Bogen einleitende momentane Spannungserhöhung. Diese Schaltung wurde eine Zeit lang zur Zündung von Quecksilberbogenlampen benutzt.

Fig. 947.



Ein weiteres Beispiel zu (1) liefert der zeitliche Verlauf des Wechselstrombogens.

Als Beispiel zu (2) betrachten wir die Regulierung der Stromstärke im Bogen durch Widerstandsänderung (Fig. 949).

Je größer W , d. h. die Neigung der W. L., desto kleiner wird J und desto höher die Spannung am Bogen, bis endlich ein Punkt (J_4) erreicht wird, wo die W. L. die Charakteristik tangiert und damit ein einseitiges Gleichgewicht erreicht wird, das labil gegen Stromverminderung ist; bei Erreichung dieses Punktes muß also der Bogen erlöschen²⁾.

Daraus folgt, daß man den Bogen bei sehr kleinen Stromstärken nur dann stabil erhält, wenn man sehr hohe Betriebsspannung E_0 und hohen Ballastwiderstand gebraucht.

¹⁾ v. Recklinghausen, Elektrotechn. Zeitschr. 23, 492 (1902).

²⁾ Zur praktischen Ausführung dieses Versuches dient die schon in Fig. 780 dargestellte Schaltung. Vgl. auch W. Kaufmann, l. c. Fig. 949 ist dieser Arbeit entnommen.

Fig. 948.

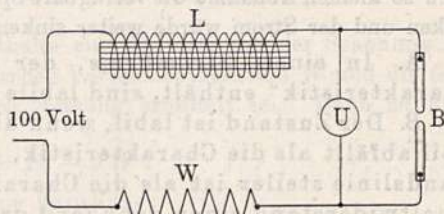
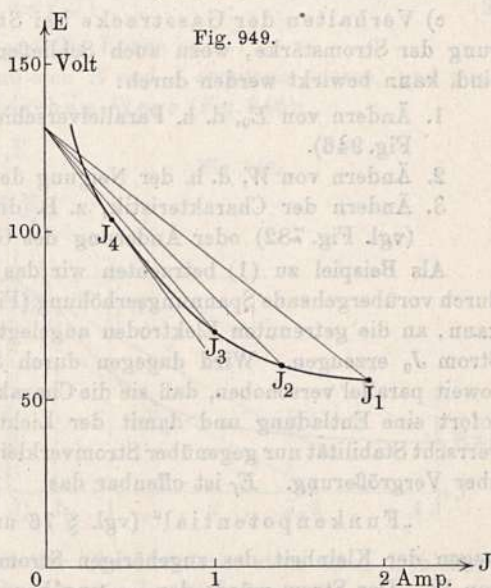


Fig. 949.



Als Beispiel für Fall (3) mag die gewöhnliche Zündmethode dienen, nämlich das Zusammenschieben der Kohlen, wodurch die Charakteristik mit der Abszissenachse zusammenfällt und der Strom als „Kurzschlußstrom“ des Bogens eingeleitet wird.

§ 301. Der Lichtbogen. Einige Haupteigenschaften des Lichtbogens sind schon in § 251 erwähnt. Die dort für den Kohlelichtbogen nach H. Ayrton gezeichneten Charakteristiken lassen sich durch die folgende (empirische) Gleichung darstellen:

$$E = a + bL' + \frac{c + dL'}{J} \dots \dots \dots (1)$$

Ähnliche Resultate finden Guye und Zebrikoff¹⁾, sowie Upson²⁾ für den Lichtbogen zwischen Metallelektroden³⁾. Die folgende Tabelle (nach Rasch, „Das elektrische Bogenlicht“, Braunschweig 1910) enthält die Zahlen:

Die Konstanten der Charakteristik für verschiedene Elektrodenmaterialien.

Elektrodenmaterial	Beobachter	Die Konstanten der Gleichung				Lichtbogen- spannung für $J = 1$ u. $L = 1$ Volt	Bemerkungen
		$e = g + \alpha L' + \frac{\gamma + \delta L'}{J}$					
		g	α	δ	γ		
Kohleelektroden	Hertha Ayrton	38,88	2,074	10,54	11,66	63,1	Homogenkohlen: positiv 11 mm, negativ 9 mm Durchmesser
Silber	C. E. Guye und L. Zebrikoff (1907)	14,19	3,64	19,01	11,36	48,2	
Eisen		15,73	2,52	15,92	9,44	42,7	
Nickel		17,14	3,89	17,48	—	38,5	
Kobalt		20,78	2,05	10,12	2,07	35,0	
Gold		20,82	4,62	20,97	12,17	58,6	
Kupfer		21,38	3,03	15,24	10,69	50,3	
Palladium		21,64	3,70	21,78	—	47,1	
Platin	24,29	4,80	20,33	—	49,4	Versuchsbedin- gungen: Strom variiert zwischen 2 bis 18 Amp.; Lichtbogenlänge zwischen 0 bis 2 bzw. 4 mm; Elektroden: 16 mm Durchm., ebene u. parallele Endflächen	

Über die Bedeutung der einzelnen Glieder ist (nach Rasch) folgendes zu bemerken: L' ist nicht die wahre Bogenlänge, da vom Kraterrande aus gemessen (vgl. § 251). Es kommt noch die Kratertiefe hinzu; also ist die wahre Länge:

$$L = L' + x \dots \dots \dots (2)$$

x bestimmt sich aus der Bedingung⁴⁾, daß für $L = 0$ und $J = 0$ doch eine endliche Spannung nötig sein soll, also

¹⁾ Arch. d. Gen. (4) 24, 549 (1907).

²⁾ Phil. Mag. (6) 14, 126 (1907).

³⁾ Über den Bogen zwischen Metallen, siehe auch L. Arons, Ann. d. Phys.

(4) 1, 700 (1900).

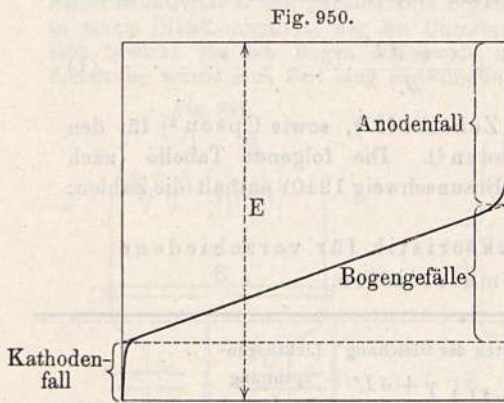
$$c + dL' = 0 \text{ oder } L' = -c/d = -x,$$

also $x = c/d = 11,66/10,54 = 1,10 \text{ mm.}$

Führt man also $L = L' + 1,10$ in Gl. (1) ein, so erhält man für den Kohlebogen:

$$E = 36,6 + 2,074 L + 10,54 L/J \dots \dots \dots (3)$$

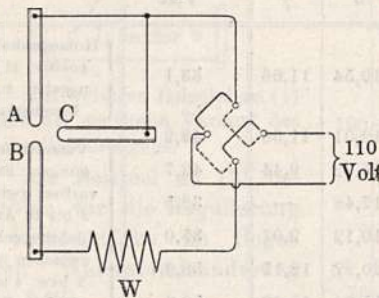
Hierin bedeutet das erste Glied offenbar einen Potentialfall an den Elektroden, das zweite und dritte den Potentialfall im Bogen selbst. In der Tat haben Messungen von Child u. a.¹⁾ etwa den in Fig. 950 dargestellten Potentialverlauf im Bogen ergeben.



Die Messungen sind mittels eines in den Bogen eingeführten und mit einem Elektrometer verbundenen feinen Kohlenstiftes (sogenannte „Sonde“) ausgeführt. Aus Gründen, die bei Child (l. c. 1907) näher ausgeführt sind, können die Messungen nur qualitative Bedeutung haben. Sicher ist jedenfalls, daß der Anodenfall größer ist als der Kathodenfall.

Die in den einzelnen Teilen des Bogens verbrauchte elektrische Energie wird nur zum kleinsten Teil durch Strahlung, zum größten Teil durch Wärmeleitung längs der Elektroden abgeführt. Nach Granqvist²⁾ beträgt selbst für die schlechtleitende Kohle die Wärmeableitung für die Anode 42 Proz., für die Kathode 37 Proz., insgesamt also 80 Proz. der Gesamtleistung. Eine Theorie der Lichtbogencharakteristik auf thermodynamischer Grundlage hat H. Th. Simon³⁾ entwickelt (siehe auch § 302).

Fig. 951.



Bedeutung der Kathode: Trotz der im allgemeinen höheren Wärmeentwicklung der Anode ist für das Zustandekommen des Bogens eine heiße Kathode notwendig⁴⁾, während die Anode zunächst kalt sein kann. So brennt z. B. ein Lichtbogen zwischen einem Kohlenstift und einer Schale mit konzentriertem $ZnSO_4$, wenn die Kohle, nicht aber, wenn die Flüssigkeit Kathode ist. Zwischen einem Stab und einer rotierenden Scheibe aus beliebigem Metall oder aus Kohle brennt ein Bogen nur, wenn der Stab Kathode ist, weil dieser sich genügend erhitzen kann, während bei negativer Scheibe immer neue, also noch kalte Punkte die Kathodenfläche bilden⁵⁾.

¹⁾ Child, Phys. Rev. **19**, 117 (1904); **20**, 100 (1905); **24**, 498 (1907); Stark, Retschinsky und Schaposchnikoff, Ann. (4) **18**, 230 (1905); Swinton, Proc. Roy. Soc. **76** (A), 553 (1905).

²⁾ Phys. Zeitschr. **4**, 537 (1903).

³⁾ Ebend. **6**, 297 (1905).

⁴⁾ Stark, Ann. (4) **12**, 673 (1903).

⁵⁾ Stark und Cassuto, Phys. Zeitschr. **5**, 286 (1904).

Daß zwischen heißer Kathode und kalter Anode sogar durch nichtleitendes Gas hindurch eine Zündung möglich ist, zeigt folgender einfache Versuch von Occhialini¹⁾ (Fig. 951). Zwischen *A* und *B* wird in gewöhnlicher Weise ein Lichtbogen entzündet; nähert man eine mit *A* verbundene dritte Kohle *C* von der Seite, so entsteht auch von *B* nach *C* ein Bogen, wenn *B* Kathode, nicht dagegen, wenn *B* Anode ist.

Wechselstrombogen. Zwischen Kohleelektroden ist, wie schon § 251 gezeigt, ein \sim -Strombogen möglich; die während einer Halbperiode positive Kohle bewahrt auch während des Richtungswechsels genügend hohe Temperatur, um in der nächsten Halbperiode als Kathode eine Neuzündung zu gestatten.

Zwischen zwei Metallelektroden ist dagegen ein Wechselstrombogen, wenigstens bei gewöhnlicher Periodenzahl, unmöglich²⁾. Hier kühlt sich offenbar die Anode während der kurzen Zeit der Stromlosigkeit schon so sehr ab, daß sie nachher nicht mehr als Kathode zu zünden vermag.

Bei sehr hohen Frequenzen fällt dieses Hemmnis natürlich fort, da die Elektroden sich dann weniger abkühlen; in der Tat ist ja eine oszillierende Kondensatorenladung identisch mit einem kurz dauernden Wechselstrombogen.

Die sogenannten Hochspannungsbögen, wie sie sich an Hörnerblitzableitern von Hochspannungsfreileitern bilden und wie sie ferner zur technischen Erzeugung von Salpetersäure aus Luft benutzt werden, sind keine eigentlichen Lichtbögen, sondern Glimmentladungen von hoher Intensität.

Über den zeitlichen Verlauf von *e* und *i* beim Wechselstrombogen und seine graphische Konstruktion mit Hilfe der Charakteristik siehe H. Th. Simon, l. c., ebendort auch Oszillogramme und Literaturangaben.

Gleichrichtewirkung. Schickt man einen Wechselstrom durch eine Gasstrecke mit einer Kohle- und einer Metallelektrode, so geht der Strom nur in der Richtung vom Metall zur Kohle über; der Grund hiervon ergibt sich ohne weiteres aus dem Vorangegangenen. Die Stromkurve sieht also etwa so aus wie in Fig. 842 und ein Gleichstromamperemeter im Stromkreise gibt einen Ausschlag. In ähnlicher Weise wirkt der in § 261 beschriebene Quecksilberbogengleichrichter; die leichte Verdampfbarkeit scheint das Hg schon bei mäßiger Temperatur zu befähigen, als Kathode zu wirken.

Ein Gleichstrombogen zwischen zwei verschiedenen Elektroden erfordert verschiedene Spannung, je nach der Stromrichtung (siehe u. a. Arons, l. c.).

Bogen in verschiedenen Gasen. Die Charakteristik des Bogens hängt von dem Gase ab, in welchem der Bogen brennt. Fig. 952 zeigt einige Resultate von Simon und Malcolm³⁾.

Die Versuche erstrecken sich nur über kleine Stromstärken, die schwachen Kurven entsprechen der Glimmentladung, das punktierte Übergangsstück ist labil und nicht beobachtet (vgl. § 300).

Ähnliche Unterschiede erhielten die Verff. auch für Metallbögen. Stets ist in H_2 die Charakteristik viel höher und steiler; dies ist die Ursache für die Begünstigung der Entstehung von Lichtbogenschwingungen hoher Frequenz

¹⁾ Rend. Linc. (5) 18, 508 (1. Sem. 1909); Ref.: Nat. Rundsch. 24, 474 (1909).

²⁾ Arons, Wied. Ann. 57, 185 (1896); ebendort Literatur über einige ältere Beobachtungen.

³⁾ Phys. Zeitschr. 8, 471 (1907).

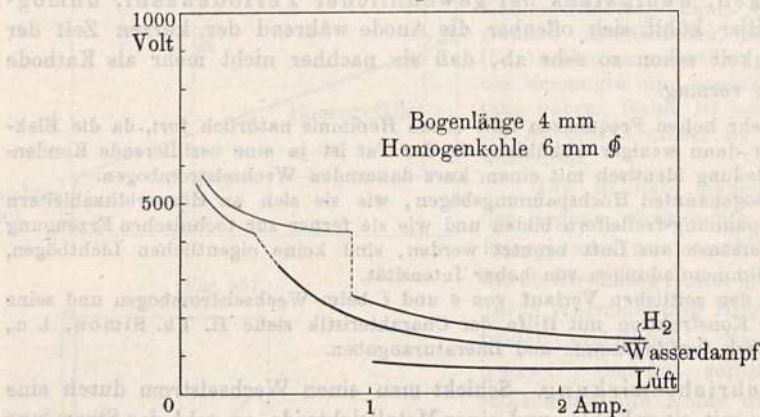
(vgl. § 272); die große Wärmeleitfähigkeit des H_2 spielt vielleicht eine Rolle hierbei. Der Anodenfall ist im H_2 sehr klein, so daß nur die Kathode verdampft.

Bogen im Vakuum. Am bekanntesten ist der Bogen zwischen Hg-Elektroden nach Arons (vgl. § 252). Bei mäßigen Stromstärken ist die Spannung von der Stromstärke fast unabhängig und setzt sich zusammen aus

1. Anodenfall = 7,4 Volt
2. Kathodenfall = 5,4 " } zusammen 12,8 Volt,
3. etwa 0,7 Volt pro Zentimeter Bogenlänge.

Bei größeren Stromdichten, namentlich in den eine starke Belastung tragenden Quarzlampen, steigt infolge des wachsenden Hg-Dampfdruckes der Spannungsabfall im Bogen mit wachsendem J an; er steigt ferner bei sehr

Fig. 952.



schwachen Strömen mit fallendem J , so daß die Charakteristik ein sehr flaches Minimum bei mittleren Strömen aufweist. Gleichwohl ist der Bogen auch bei stärkeren Strömen nicht ohne Vorschaltwiderstand stabil, da der Anstieg der Spannung der Stromvermehrung nicht sofort folgt, sondern einige Zeit braucht wegen der nur allmählich eintretenden Vermehrung der Dampfmenge.

Hier ist also zwischen einer

„statischen Charakteristik“¹⁾

bei sehr langsamen Änderungen und einer

„dynamischen Charakteristik“¹⁾

bei sehr raschen Änderungen zu unterscheiden. Von letzterer hängen die Stabilitätsverhältnisse ab.

Mit Amalgamen hat Arons ebenfalls Versuche angestellt. Reine Metalle im geschmolzenen Zustande lassen sich in Quarzgefäßen ähnlich wie Hg zur Lichtbogenerzeugung im Vakuum verwenden [Stark und Küch²⁾].

§ 302. Zur Theorie des oszillierenden Lichtbogens. Die Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen mittels des Lichtbogens nach Duddell und Poulsen ist bereits in § 272 beschrieben.

¹⁾ H. Th. Simon, Phys. Zeitschr. 6, 297 (1905).

²⁾ Phys. Zeitschr. 6, 438 (1905).

Die folgenden Ausführungen bilden eine theoretische Ergänzung der früheren im Anschluß an die in § 300 entwickelte Theorie der Charakteristik.

Fig. 953 stellt das Schaltungsschema dar. Der Schwingungskreis ist offenbar für sich ein labiles Gebilde, wenn $(-\delta E/\delta J) > W_s$, wobei W_s der Widerstand des Schwingungskreises.

Die verfügbare Spannung ist die Potentialdifferenz der geladenen Kondensatorplatten E_c , die im stationären Zustande gleich E ist; sowie aber der Kondensator sich nur ein wenig zu entladen beginnt, wird der Bogenstrom J um den Entladungsstrom J_s vermehrt und die Bogenspannung vermindert sich um $(-\delta E/\delta J) \cdot J_s$, während die verfügbare Spannung sich um den Ohmschen Spannungsabfall $J_s W_s$ vermindert.

Wenn also $(-\delta E/\delta J) > W_s$, so ist die Bedarfsspannung kleiner als die verfügbare und die Entladung schreitet weiter fort. Ist hiermit der Eintritt der Schwingungen erklärt, so liefert für ihren Verlauf und ihre Amplitude eine Energiebetrachtung Aufschluß:

Rechnet man den Ladungsstrom als positiv, so ist die in den Schwingungskreis hineinfließende Energie pro Sekunde gleich $J_s \cdot E$; während einer ganzen Periode T ist also die Zufuhr an Energie

$$A = \int_0^T J_s E \delta t \dots \dots \dots (1)$$

oder da

$$J_s \delta t = \delta Q \dots \dots \dots (2)$$

die während der Zeit δt hineinfließende Elektrizitätsmenge,

$$A = \int_0^T E \delta Q \dots \dots \dots (3)$$

Ferner ist, da am Ende einer Periode die Ladung wieder denselben Wert hat,

$$\int_0^T \delta Q = 0 \dots \dots \dots (4)$$

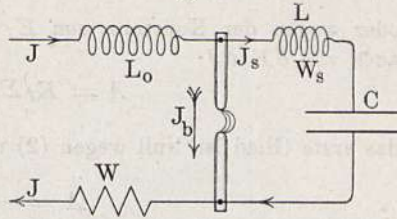
Damit also A einen positiven Wert hat, d. h. damit dem Schwingungskreise Energie zugeführt wird, muß während des Ladens, also bei positivem δQ , die Bogenspannung E im Durchschnitt einen größeren Wert haben als während der Entladung. Der Ladestrom ist:

$$J_s = J - J_b \dots \dots \dots (5)$$

Da nun J wegen der großen Selbstinduktivität L_0 fast konstant ist, so wächst J_s mit abnehmendem J_b , d. h.:

Es muß, damit Schwingungen entstehen, mit abnehmendem Bogenstrom die Bogenspannung im Durchschnitt steigen, die Charakteristik also eine fallende sein.

Fig. 953.



Für kleine Schwingungen setzen wir, da $J_b = J - J_s$,

$$E = E_J - \frac{\delta E}{\delta J} \cdot J_s \dots \dots \dots (6)$$

also nach (1):

$$A = \Sigma J_s \left(E_J - \frac{\delta E}{\delta J} \cdot J_s \right) \delta t \dots \dots \dots (7)$$

oder wegen der Konstanz von E_J und, was zunächst angenommen werde, auch von $\delta E/\delta J$:

$$A = E_J \Sigma J_s \delta t - \frac{\delta E}{\delta J} \Sigma J_s^2 \delta t$$

das erste Glied ist Null wegen (2) und (3), also

$$A = - \frac{\delta E}{\delta J} \Sigma J_s^2 \delta t \dots \dots \dots (8)$$

Der Energieverbrauch im Schwingungskreise durch Joulesche Wärme beträgt:

$$W_s \Sigma J_s^2 \delta t.$$

Der zur Vermehrung der Schwingungsamplitude dienende Energieüberschuß ist also:

$$- \left(\frac{\delta E}{\delta J} + W_s \right) \cdot \Sigma J_s^2 \delta t. \dots \dots \dots (9)$$

Da das Summenglied notwendigerweise positiv, und ferner W_s positiv, so ist ein Energieüberschuß nur vorhanden, so lange $\delta E/\delta J$ negativ und größer als W_s .

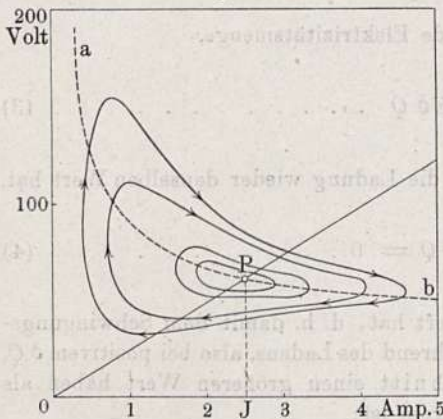
Wäre nun wirklich $\delta E/\delta J$ konstant, so würde offenbar die Amplitude ohne Ende weiter wachsen. Eine Schwingung erster Art (vgl. § 272) mit

endlicher Amplitude ist erst möglich durch das Hinzukommen der von H. Th. Simon¹⁾ zuerst untersuchten „Lichtbogenhysteresis“:

Für rasche Änderungen des Stromes im Bogen bleibt immer eine Nachwirkung des vorhergegangenen Zustandes übrig, namentlich bei rascher Stromabnahme nähert sich das Verhalten dem eines metallischen Leiters mit konstantem Widerstand. In der einer Simonschen Arbeit entnommenen Fig. 954²⁾ sei P der dem konstanten Stromwert J entsprechende Punkt der „statischen Charakteristik“ aPb . Die — im

Uhrzeigersinn durchlaufenen — Kurven sind die von Simon ermittelten „dynamischen Charakteristiken“ bei verschiedenen Amplituden der Schwingungen. Mit wachsender Amplitude nähert sich namentlich die Unterseite der Kurven einer einem konstanten Widerstand entsprechenden Geraden

Fig. 954.



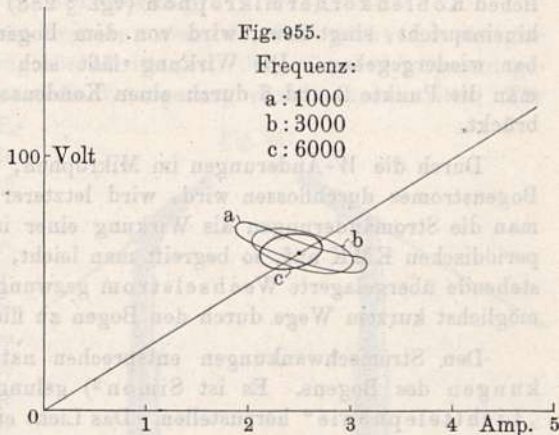
¹⁾ Phys. Zeitschr. 6, 297 (1905).

²⁾ Ebenda 7, 1 (1906).

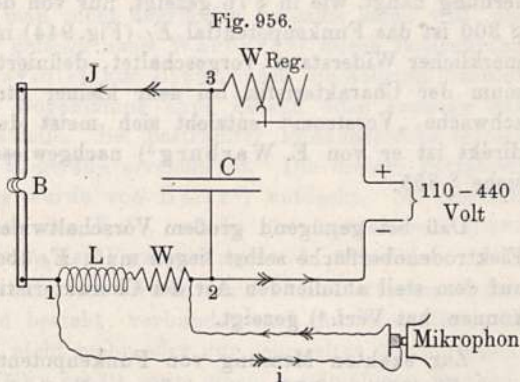
durch den Nullpunkt. Es treten also mit wachsender Amplitude immer größere steigende Teile der Charakteristik auf, so daß $(-\delta E/\delta J)$ sich verkleinert und schließlich gleich W wird und die Amplitudenvermehrung ein Ende hat. Es stellt sich also diejenige Amplitude ein, für welche der zeitliche Mittelwert von $(-\delta E/\delta J) = W$ ist. Ist dies für keinen Wert zwischen 0 und J der Fall, so erhält man Schwingungen zweiter oder dritter Art.

Auch mit wachsender Frequenz nähert sich $\delta E/\delta J$ immer mehr dem konstanten positiven Wert E/J , d. h. die Charakteristik nähert sich der Geraden OP (Fig. 955¹⁾. Deshalb sind oberhalb einer von der Natur der Elektroden und des Gases abhängigen Frequenz keine Schwingungen mehr möglich.

Der Frequenzbereich und die Amplituden werden also erhöht durch jedes die Hysterisis vermindernde oder die Steilheit der Charakteristik vermehrende Mittel, und dazu gehören namentlich die Abkühlung der Elektroden durch Verwendung von Metallen und eine H -Atmosphäre (vgl. § 272).



§ 303. Der sprechende Lichtbogen. Im Jahre 1898 beobachtete H. Th. Simon²⁾, daß eine Bogenlampe ein knatterndes Geräusch von sich gab, wenn an einer der Lichtleitung benachbarten Leitung ein Induktorium in Betrieb war. Nähere Untersuchung zeigte, daß der Lichtbogen auf beliebige rasche Stromschwankungen durch entsprechende Temperatur- und Druckschwankungen der durchströmten Luftmasse reagierte. Bei genügender Frequenz müssen die Schwankungen dem Ohre als Schall wahrnehmbar werden. Es gelang Simon schließlich, den Lichtbogen als lautsprechenden Telephonempfänger zu benutzen. Fig. 956 zeigt von den verschiedenen hier



möglichen Schaltungen die am einfachsten zu verwirklichende. Der Lichtbogen B brennt zwischen Dochtkohlen mit möglichst großer Bogenlänge

¹⁾ Nach Simon, l. c.

²⁾ Wied. Ann. 64, 233 (1898).

und $J =$ etwa 10 bis 15 Amp. Im Hauptkreis befindet sich außer einem Regulierwiderstand noch eine kleine Drosselspule L aus dickem Kupferdraht (Primärspule eines Induktoriums) und ein Widerstand W , der mit L zusammen etwa 0,3 bis 0,4 Ohm hat¹⁾. Von den Punkten 1 und 2 der Leitung zweigt eine Leitung zu einem in einem entfernten Zimmer befindlichen Kohlenkörnermikrophon (vgl. § 238) ab. Alles was man in dieses hineinspricht, singt usw., wird von dem Bogen mit großer Intensität hörbar wiedergegeben. Die Wirkung läßt sich bedeutend verstärken, wenn man die Punkte 2 und 3 durch einen Kondensator C von etwa $5 \mu F$ überbrückt.

Durch die W -Änderungen im Mikrophon, das ja von einem Zweig des Bogenstromes durchflossen wird, wird letzterer periodisch verändert. Faßt man die Stromänderungen als Wirkung einer im Mikrophonkreise liegenden periodischen EMK auf, so begreift man leicht, wie durch L und C der entstehende überlagerte Wechselstrom gezwungen wird, vollständig und auf möglichst kurzem Wege durch den Bogen zu fließen.

Den Stromschwankungen entsprechen natürlich auch Lichtschwankungen des Bogens. Es ist Simon²⁾ gelungen, mittels dieser eine Art „Lichttelephonie“ herzustellen. Das Licht eines sprechenden Lichtbogens wird durch einen Hohlspiegel parallel gemacht und mittels eines in einigen Kilometern Entfernung aufgestellten zweiten Spiegels auf eine Selenzelle (vgl. § 127) konzentriert, die mit einer Batterie und einem Telephon zu einem Stromkreis verbunden ist.

Durch die mittlerweile erfolgten Fortschritte der drahtlosen Telegraphie hat die interessante Erfindung Simons ihre praktische Bedeutung verloren.

§ 304. Funkenpotential; Verzögerung. Der Eintritt einer Funkenentladung zwischen zwei metallenen Elektroden von gegebener Form und Entfernung hängt, wie in § 76 gezeigt, nur von der Potentialdifferenz ab. Nach § 300 ist das Funkenpotential E_f (Fig. 944) im allgemeinen, d. h. wenn kein merklicher Widerstand vorgeschaltet, definiert durch das sehr steile Maximum der Charakteristik bei sehr kleiner Stromstärke J_0 . Dieser äußerst schwache „Vorstrom“ entzieht sich meist der direkten Beobachtung; indirekt ist er von E. Warburg³⁾ nachgewiesen worden; über seine Natur siehe § 355.

Daß bei genügend großem Vorschaltwiderstand W , der jedoch an der Elektrodenoberfläche selbst liegen muß, E_f überschritten und auch Punkte P auf dem steil abfallenden Ast der Charakteristik stationär beobachtet werden können, hat Verf.⁴⁾ gezeigt.

Zur exakten Messung von Funkenpotentialen (F.P.) dient die Anordnung Fig. 168 in § 76, nur wird man die Schlagweite fein verstellbar machen

¹⁾ Die Spannung am Mikrophon ist gleich $J \cdot W$ und darf höchstens etwa 4 Volt betragen, sonst backen die Kohlenkörner zusammen. Drehen und Schütteln!

²⁾ Phys. Zeitschr. **3**, 278 (1901).

³⁾ Berl. Ber. 1897, S. 128; siehe auch M. Esch, Diss., Münster 1908.

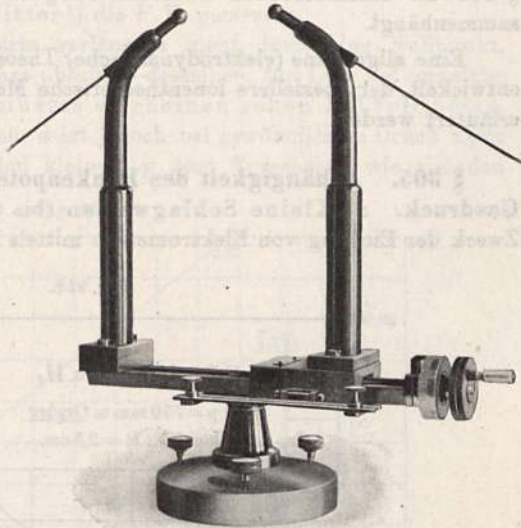
⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) **2**, 158 (1900).

mittels eines „Funkenmikrometers“, wie es Fig. 957 in einer neueren Form¹⁾ zeigt.

Die älteren Beobachtungen über F. P. zeigen meist große Abweichungen der Einzelwerte und auch der Mittelwerte. Die Hauptursache hiervon ist die von A. Töpler²⁾ entdeckte, von Warburg³⁾ näher untersuchte „Verzögerung“.

Der Funke tritt nämlich meist erst ein, wenn das F. P. während einiger Zeit um einen gewissen Betrag überschritten ist. Je geringer der Spannungsüberschuß, desto länger dauert die Verzögerung des Funkeneintritts. Für sehr kurze Zeit kann das F. P. leicht um mehr als das Doppelte überschritten werden, ohne daß Entladung eintritt.

Fig. 957.



Zum Nachweis der Erscheinung dient eine Vorrichtung, welche das Funkenmikrometer für eine meßbare kurze Zeit mit einer Leidener Flasche verbindet und unmittelbar darauf an Erde legt. Je kürzer die Ladungsdauer, desto höher kann man laden, ohne daß der Funke eintritt. Das wirkliche F. P. bestimmt man, indem man den Funkeneintritt bei sehr langsamer Ladung beobachtet.

Aufhebung der Verzögerung durch Bestrahlung. Um F. P. exakt messen zu können, muß man, wenn man nicht übermäßig langsam laden will, die Verzögerung aufheben. Dies gelingt nach Warburg⁴⁾ durch Bestrahlung der Funkenstrecke mit ultraviolettem Licht. Am einfachsten benutzt man das Licht einer kleinen Bogenlampe ohne Linsen oder sonstige das Ultraviolett absorbierende Glasteile. Bei bestrahlter Funkenstrecke erfolgt die Entladung, sowie das F. P. gerade erreicht ist. Die diesem Verfahren zugrunde liegende Erscheinung wurde von Hertz⁵⁾ entdeckt. Sie erschien zunächst als eine Herabsetzung des F. P., wurde aber später von Warburg⁶⁾ als eine bloße Verkürzung der Verzögerungsdauer gedeutet:

Versuch: Ein kleines Induktorium wird mit einer Funkenstrecke, die aus Kugeln von etwa 1 cm Abstand besteht, verbunden und die Stromstärke so reguliert, daß die Funken eben nicht mehr oder nur sehr selten überspringen. Sowie ultraviolettes Licht auffällt, erhält man einen regelmäßigen Funken-

¹⁾ Fabrikant: Edelmann, München.

²⁾ Pogg. Ann. **131**, 33 (1867).

³⁾ Berl. Ber. 1896, S. 223; 1897, S. 128.

⁴⁾ l. c.

⁵⁾ Berl. Ber. 1887, S. 487; Ausbr. d. elektr. Kraft, S. 69.

⁶⁾ l. c., sowie Verh. d. Berl. phys. Ges. **11**, 212 (1900).

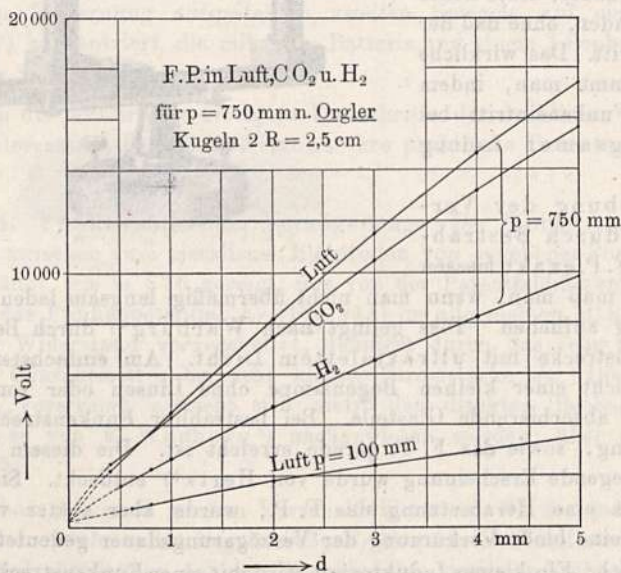
strom auch bei merklich vergrößerter Schlagweite. Eine Glasplatte hält die Wirkung ab, Quarz, Steinsalz, Gips lassen sie hindurch, es wirkt also nur das ultraviolette Licht. Durch Beobachtung des Schattenbildes auf einem Schirm kann man feststellen, daß nur die Bestrahlung der Kathode wirksam ist. Die Warburgsche Erklärung lautet: Durch den Induktionsstoß wird die Funkenstrecke nur sehr kurze Zeit hindurch geladen, die zur Überwindung der Verzögerung meist nicht ausreicht; das Licht hebt die Verzögerung auf. Dieselbe Wirkung üben auch Radium- oder Röntgenstrahlen aus.

Bei sehr intensiver Bestrahlung erhält man nach Herweg¹⁾ außerdem auch noch eine wirkliche Verminderung des F.P., welche mit der in § 345 zu beschreibenden Feldverzerrung in stark ionisierten Gasen zusammenhängt.

Eine allgemeine (elektrodynamische) Theorie der Verzögerung hat Verf.²⁾ entwickelt, der speziellere ionentheoretische Mechanismus kann erst in § 355 erläutert werden.

§ 305. Abhängigkeit des Funkenpotentials von Schlagweite und Gasdruck. a) Kleine Schlagweiten (bis 0,5 cm). Für den praktischen Zweck der Eichung von Elektrometern mittels F.P. sind namentlich die sorg-

Fig. 958.



fältigen Messungen von A. Orgler³⁾ von Bedeutung. Folgende Tabelle, sowie die Kurven in Fig. 958 enthalten einen Teil der Resultate.

¹⁾ Ann. (4) **24**, 326 (1907).

²⁾ Ebenda (4) **2**, 158 (1900).

³⁾ Ann. d. Phys. (4) **1**, 159 (1900). Frühere Messungen, zum Teil etwas unsicher wegen Verzögerung: Baille, Ann. chim. et phys. (5) **29**, 181 (1883); Liebig, Phil. Mag. (5) **24**, 106 (1887); Paschen, Wied. Ann. **37**, 69 (1889); Wolf, ebenda, S. 306 (1889); Heydweiller, ebenda **48**, 213 (1893).

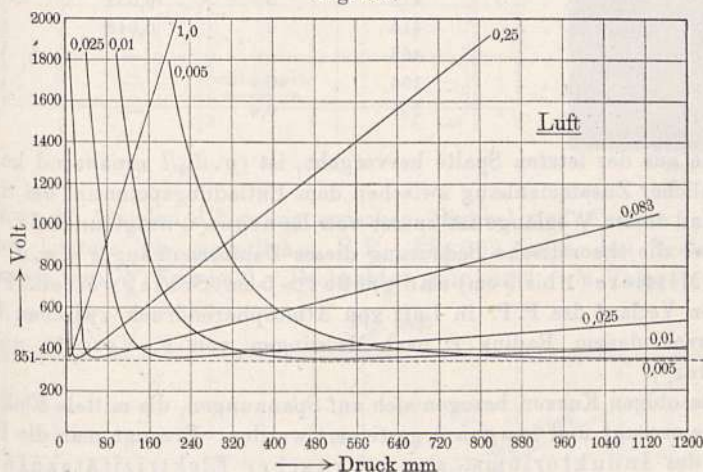
Luft, $p = 75$ cm		Kugeln, $2r = 2,5$ cm	
d	E_f	d	E_f
mm	Volt	mm	Volt
0,4	2250	2	8 200
0,6	3040	3	11 570
0,8	3810	4	14 650
1,0	4570	5	17 450

Die Kurven zeigen den Verlauf für Luft, CO_2 und H_2 bei 75 cm Druck und außerdem für Luft bei 10 cm Druck.

Für Cl_2 , Br_2 und He hat Ritter¹⁾ die F.P. gemessen.

Die Kurven gehen rückwärts verlängert nicht durch den Nullpunkt, sondern treffen die Ordinatenachse oberhalb desselben, für Luft bei ungefähr 350 Volt, d. h. selbst für kleinstes d scheinen schon 350 Volt nötig. Das wahre Verhalten bei kleinstem d ist jedoch bei gewöhnlichem Druck nicht beobachtbar und kommt erst bei kleinem p zum Vorschein, wie aus den

Fig. 959.



folgenden Kurven (Fig. 959) nach Carr²⁾ hervorgeht. Die Messungen beziehen sich auf parallele Plattenelektroden, die Zahlen neben den Kurven bedeuten den Abstand d in Millimetern.

Man sieht leicht, daß die zu gleichen Potentialen gehörigen Drucke p sich umgekehrt wie d verhalten, oder daß E_f nur eine Funktion von $p \cdot d$ ist.

Man kann also alle Kurven durch eine einzige (diejenige für $d = 1$) darstellen, wenn man als Abszissen nicht p , sondern $p d$ wählt. Dieses Gesetz wurde zuerst von Paschen³⁾ aufgestellt; es ist jedoch nur für ebene Elektroden streng gültig; für Kugeln gilt es angenähert, solange d klein gegen r . Für

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) **14**, 118 (1904).

²⁾ Proc. Roy. Soc. **71**, 374 (1903).

³⁾ Wied. Ann. **37**, 79 (1889).

hohe Drucke (bis 100 Atm.) ist das Gesetz durch Cassuto und Occhialini¹⁾ bestätigt worden. Über die theoretische Ableitung s. w. u. § 355.

Aus den Kurven folgt, daß für einen gewissen „kritischen“ Wert von $p \cdot d$ das F.P. ein Minimum besitzt und bei noch kleineren Werten wieder ansteigt²⁾; für Luft beträgt das Minimum etwa $E_M = 351$ Volt, der kritische Wert $(p \cdot d)_k = 5,7$ mm. mm. Für $p = 760$ mm wäre somit der kritische Abstand $d_k = 5,7/760 = 0,0075$ mm, also kaum meßbar.

Die folgende Tabelle³⁾ enthält die Werte von E_M und $(p \cdot d)_k$, ferner die mittlere Weglänge l der Gasmoleküle für $p = 1$ mm (vgl. Bd. III, § 211).

Gas	E_M Volt	$(p \cdot d)_k$ mm . mm	l mm	$p \cdot d/l$
Luft	351	5,7	0,072	79
N ₂	251	6,7	0,074	91
O ₂	255	—	0,080	—
H ₂	302—308	14,4	0,140	103
CO ₂	419	5,1	0,052	98
SO ₂	457	3,3	0,036	92
NO	418	5	0,052	96
H ₂ S	414	6	0,048	125
C ₂ H ₂	468	—	—	—
He	156	40	—	—
Na-Dampf	335	0,4	—	—

Wie aus der letzten Spalte hervorgeht, ist $(p \cdot d)_k/l$ annähernd konstant. Ein ähnlicher Zusammenhang zwischen dem Entladungspotential bei Spitzenstrom und freier Weglänge ist zuerst von Röntgen⁴⁾ aufgefunden.

Über die theoretische Bedeutung dieses Zusammenhanges s. w. u. § 355.

b) Mittlere (1 bis 5 cm) und große (> 5 cm) Schlagweiten. Fig. 960 zeigt den Verlauf des F.P. in Luft von Atmosphärendruck zwischen Kugeln von verschiedenem Radius r nach Messungen von F. Voigt⁵⁾ und von C. Müller⁶⁾.

Alle obigen Kurven bezogen sich auf Spannungen, die mittels Elektrisiermaschine erzeugt und langsam gesteigert wurden. Erzeugt man die Funken mittels des Induktors, also bei rascher Elektrizitätszufuhr, so wird der Verlauf komplizierter, namentlich wenn das Verhältnis d/r von Schlagweite und Krümmungsradius der Elektroden sehr groß wird, also etwa bei spitzen Elektroden. Sobald nämlich etwa $d/r > 14$, so geht dem Funken meist eine büschelartige Vorentladung voraus. Fig. 961 zeigt eine photographische Aufnahme der Vor- und Hauptentladung auf bewegter Platte von Walter⁷⁾.

¹⁾ N. Cim. (5) 14, 330 (1907).

²⁾ Bei gekrümmten Elektroden fällt dieser Anstieg fort, indem bei Unterschreitung des kritischen $p \cdot d$ der Funke sich eine längere Bahn aussucht, für die $p \cdot d$ gerade den kritischen Wert hat.

³⁾ Meist nach J. J. Thomson, Conduct. of electr. in Gases (deutsch von E. Marx). Beobachter: Carr (l. c.); Strutt, Phil. Trans. 193, 377 (1900). Für Na-Dampf: Dunoyer, Compt. rend. 155, 270 (1912).

⁴⁾ Gött. Nachr., S. 390 (1878).

⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) 12, 385 (1903).

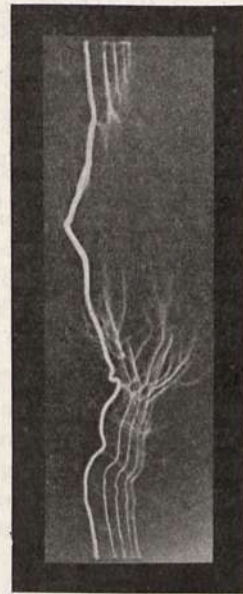
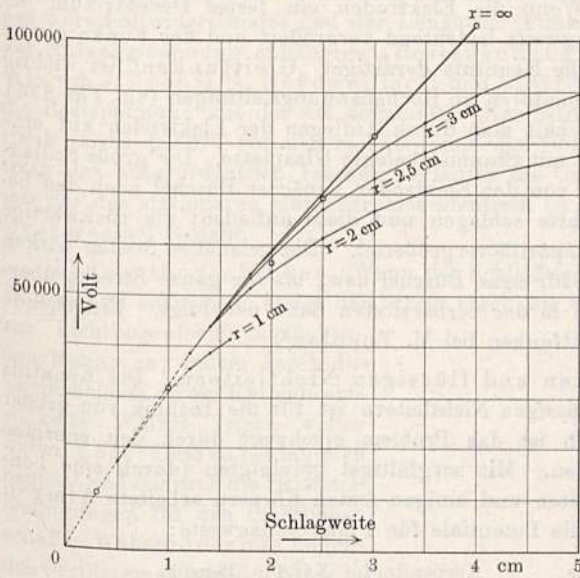
⁶⁾ Ebenda (4) 28, 585 (1909).

⁷⁾ Wied. Ann. 66, 636 (1898); 68, 776 (1899).

Es ist dann nach M. Toepler¹⁾ zu unterscheiden zwischen der „Anfangsspannung“, bei welcher die Vorentladung einsetzt, und der „Grenzspannung“

Fig. 960.

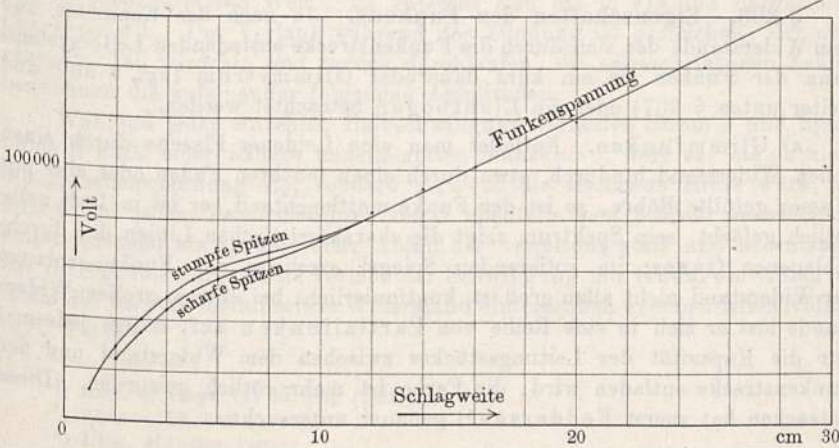
Fig. 961.



Zeit
←

spannung“ für den Übergang zwischen Büschel und Funken. Man betrachtet letztere als eigentliches F.P. Fig. 962 zeigt den Verlauf nach Messungen von W. Voege²⁾. Beobachtet man nicht, wie Voege, das Auf-

Fig. 962.



¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 19, 208 (1906). Ebendort auch Zusammenstellung der Resultate verschiedener Beobachter und Diskussion der zur Erlangung vergleichbarer Resultate einzuhaltenden Bedingungen.

²⁾ Ann. d. Phys. (4) 16, 556 (1904).

treten vereinzelter Funken, sondern regelmäßige Funkenfolge (Klingelfuess¹⁾ oder Funken bei 50 Proz. der Unterbrechungen des Induktors (Toepler²⁾), so erhält man 10 bis 15 Proz. höhere Werte.

c) Gleitfunken. Wenn die Elektroden ein festes Dielektrikum berühren, so wird die Schlagweite bedeutend vergrößert und der Funke gleitet an der Oberfläche hin. Die Kenntnis derartiger „Gleitfunken“ ist wichtig für die Berechnung der Isolatoren an Hochspannungsleitungen (vgl. Fig. 836). Sehr lange Gleitfunken erhält man durch Auflegen der Elektroden auf eine dünne, an ihrer Rückseite mit Stanniol belegte Glasplatte. Die große Schlagweite erklärt sich so, daß von den Elektroden zunächst Büschel nach den benachbarten Teilen der Platte schlagen und diese aufladen; die rückwärtige Belegung wirkt hierbei kapazitätvergrößernd. Die geladenen Stellen wirken als sekundäre Elektroden für neue Büschel usw., bis die ganze Strecke überbrückt ist und der Funke in der vorbereiteten Bahn nachfolgt. Eingehende Untersuchungen über Gleitfunken bei M. Toepler³⁾.

d) Funken in festen und flüssigen Nichtleitern. Die Kenntnis der F.P. in festen und flüssigen Nichtleitern ist für die Technik von großer Wichtigkeit. Physikalisch ist das Problem erschwert durch den enormen Einfluß von Unreinigkeiten. Mit sorgfältigst gereinigten (durch eine Tonzelle filtrierten) Flüssigkeiten und einigen festen Körpern arbeitete Almy⁴⁾; folgende Tabelle enthält die Potentiale für 1 mm Schlagweite:

Luft	Glas	Terpentinöl	Xylol	Benzol
4700	26 000—60 000	48 000	52 000	58 000 Volt.

In staubhaltigen Flüssigkeiten werden die Werte bis zu 10mal kleiner. Bei oszillierenden Spannungen sind sie ebenfalls viel kleiner.

Bei der Berechnung von Kondensatoren nimmt man zweckmäßig 5- bis 10fache Sicherheit.

§ 306. Eigenschaften des Funkens. Je nach der Kapazität und dem Widerstande des sich durch die Funkenstrecke entladenden Leitersystems kann der Funke als ein kurz dauernder Glimmstrom (vgl. § 300 und weiter unten § 307) oder ein Lichtbogen betrachtet werden.

a) Glimmfunken. Entladet man eine Leidener Flasche durch einen hohen Widerstand hindurch, etwa durch einen feuchten Faden oder eine mit Wasser gefüllte Röhre, so ist der Funke mattleuchtend, er ist in Luft gelbrötlich gefärbt, sein Spektrum zeigt die charakteristischen Linien des durchschlagenen Gases; im rotierenden Spiegel erscheint der Funke, solange der Widerstand nicht allzu groß ist, kontinuierlich, bei extrem großem Widerstande löst er sich in eine Reihe von Partialfunken auf, indem jedesmal nur die Kapazität des Leitungsstückes zwischen dem Widerstand und der Funkenstrecke entladen wird, die Farbe ist mehr rötlich geworden. Diese Tatsachen hat zuerst Feddersen⁵⁾ genauer untersucht.

¹⁾ Ann. (4) 5, 855 (1901).

²⁾ l. c.

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 21, 193 (1906).

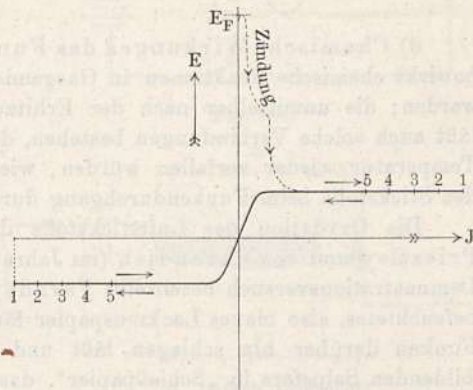
⁴⁾ Verh. d. D. phys. Ges. 1, 95 (1899).

⁵⁾ Pogg. Ann. 103, 70 (1858); Ostwalds Klassiker, Nr. 166.

Der zeitliche Verlauf entspricht offenbar dem Fall der Fig. 946: Während der Entladung ändert sich die Spannung E_0 der Flasche, bis die Spannung E_r erreicht ist, bei welcher die Widerstandslinie die Charakteristik tangiert und die Entladung erlischt. Es bleibt also stets eine von der Größe des Vorschaltwiderstandes und der Länge der Funkenstrecke, nicht aber von der Anfangsspannung abhängige „Restspannung“ in der Flasche zurück. Wie von J. Koch¹⁾, A. Heydweiller²⁾ und Stuff³⁾ gezeigt wurde, läßt sich die Restspannung aus der am konstanten Glimmstrom gemessenen Charakteristik (siehe § 307) vorausberechnen; aus der Übereinstimmung folgt, daß trotz des außerordentlich raschen Verlaufes die Charakteristik des Funkens mit der des stationären Glimmstromes identisch ist, also keine merkliche Hysteresis⁴⁾ besteht.

b) Lichtbogenfunken. Wenn der Schließungskreis keinen merklichen Widerstand enthält, so steigt der Strom rasch bis zu dem für den Übergang zur Lichtbogenform maßgebenden Betrag an, indem durch die hauptsächlich an der Kathode entwickelte Wärme (siehe weiter unten, § 310) diese zu verdampfen beginnt und dadurch die Existenzbedingungen für den Lichtbogen schafft. Während der nun folgenden Oszillationen (vgl. § 265) bleibt die Spannung am Funken nach Messungen von Barkhausen⁵⁾, Roschansky⁶⁾ und Milner⁷⁾ infolge Hysteresis fast konstant und springt beim Richtungswechsel des Stromes sehr rasch auf den entgegengesetzten Wert. Es entsteht also die in Fig. 963 dargestellte Charakteristik. Der Verlauf während der Zündung ist gestrichelt; der ausgezogene Teil wird hin und zurück durchlaufen, die angeschriebenen Zahlen bezeichnen die aufeinander folgenden Amplituden.

Fig. 963.



Während jeder einzelnen Halbschwingung verlaufen Strom J und Spannung E nach einer nahezu ungedämpften Sinuskurve, aber so, als ob nicht die Flaschenspannung E_0 , sondern $E_0 - E$ die treibende Kraft wäre; da nun E bei jedem Zeichenwechsel von J ebenfalls sein Zeichen wechselt, so findet jedesmal ein sprunghafter Abfall der Amplitude statt und es entsteht der in Fig. 964 dargestellte Verlauf der Schwingung mit linearem Abfall an Stelle des bei rein metallischem Widerstand eintretenden exponentiellen Abfalls (vgl. § 234).

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) **15**, 865 (1905).

²⁾ Ebenda **19**, 649 (1906).

³⁾ Diss., Münster 1907.

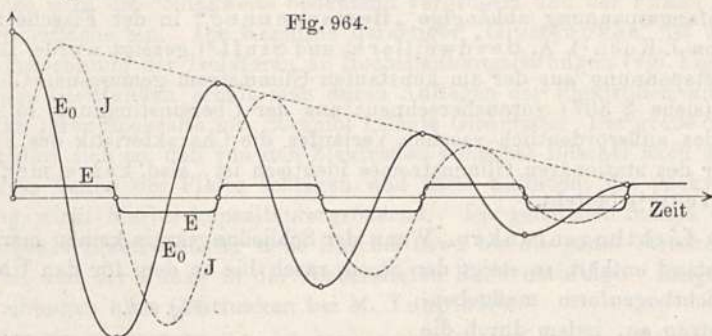
⁴⁾ Über Hysteresis des Glimmstromes in verdünnten Gasen siehe Wertheimer, Diss., Göttingen 1911 und Herweg, Phys. Zeitschr. **13**, 633 (1912).

⁵⁾ Phys. Zeitschr. **8**, 624 (1907).

⁶⁾ Ebenda **9**, 627 u. 635 (1908).

⁷⁾ Phil. Mag. (6) **24**, 709 (1912).

c) Wärmeentwicklung im Funken. Es verhält sich offenbar die Funkenwärme zur gesamten Wärmeentwicklung des Kreises, wie der zeitliche Mittelwert der Funkenspannung E zu demjenigen der Gesamtspannung E_0 . Die Funkenwärme beträgt somit beim Glimmfunken einen ziemlich großen, beim Lichtbogenfunken nur einen sehr kleinen Bruchteil der Gesamtwärme¹⁾.



d) Chemische Wirkungen des Funkens. Die große Hitze im Funken bewirkt chemische Reaktionen in Gasgemischen, die vom Funken durchsetzt werden; die unmittelbar nach der Erhitzung erfolgende rasche Abkühlung läßt auch solche Verbindungen bestehen, die langsam abgekühlt bei mittlerer Temperatur wieder zerfallen würden, wie namentlich die Oxydationsstufen des Stickstoffs beim Funkendurchgang durch Luft.

Die Oxydation des Luftstickstoffs durch Funken wurde zuerst von Priestley und von Cavendish (im Jahre 1785) beobachtet. Einen einfachen Demonstrationsversuch beschreibt Faraday²⁾: Mit verdünnter Natronlauge befeuchtetes, also blaues Lackmuspapier färbt sich rot, wenn man einige Zeit Funken darüber hin schlagen läßt und verwandelt sich infolge des sich bildenden Salpeters in „Schießpapier“, das beim Anzünden verpufft.

Neuerdings wird die Bildung von Stickstoffoxyden aus der Luft mittels elektrischer Lichtbögen — eigentlich sind es sehr große und kräftige Glimmströme — in großem Maßstabe namentlich in Norwegen zum Zweck der Gewinnung künstlicher Düngemittel betrieben. Näheres hierüber siehe u. a. bei Zenneck: „Über die Verwertung des Luftstickstoffs mit Hilfe des elektrischen Flammenbogens“³⁾.

§ 307. Der Glimmstrom (bei hohem Gasdruck). Der Glimmstrom in Luft und anderen Gasen bei Atmosphärendruck ist von M. Toepler⁴⁾, J. Stark⁵⁾, W. Kaufmann⁶⁾, C. Stuchtey⁷⁾, J. Koch⁸⁾, H. Th. Simon

¹⁾ Messungen, sowie teils empirische, teils theoretisch begründete Formeln siehe u. a. bei: Heydweiller, Wied. Ann. **43**, 310 (1891); Kaufmann, ebenda **60**, 653 (1897); Battelli und Magri, Phys. Zeitschr. **3**, 539 (1902); **4**, 181 (1902); Lindemann, Ann. d. Phys. (4) **12**, 1012 (1903); Leppelmann, Diss., Münster (1905); Stuff, Diss., Münster (1907).

²⁾ Exper. Unters. **3**, 325.

³⁾ Phys. Zeitschr. **11**, 1228 (1910).

⁴⁾ Wied. Ann. **66**, 671 (1898).

⁵⁾ Phys. Zeitschr. **4**, 535 (1903).

⁶⁾ Ebenda, 578 (1903).

⁷⁾ Diss., Bonn (1904).

⁸⁾ Ann. (4) **15**, 865 (1904).

und Malcolm¹⁾ untersucht worden. Letztere dehnten ihre Untersuchungen namentlich auf größere Stromstärken (bis etwa 0,5 Amp.) bis zum Überschlagen in den Lichtbogen und auf eine große Anzahl verschiedener Elektrodenmetalle und Gase aus.

Fig. 965 zeigt das Schema der Versuchsanordnung.

Von einer „Hochspannungsbatterie“²⁾ E_0 von etwa 1000 Volt geht der Strom durch einen Hittorfschen-Cd J_2 -Widerstand von etwa 10^5 Ohm zu

Fig. 965.

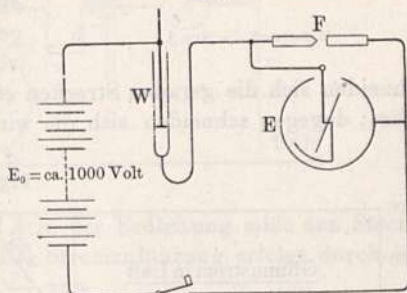
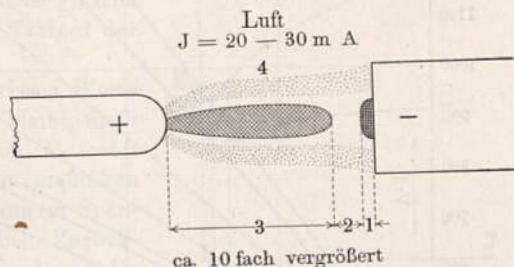


Fig. 966.



der aus zwei dicken Cu-Drähten bestehenden Entladungsstrecke F . Parallel zu letzterer liegt ein Braunsches Elektrometer E für 1500 Volt Maximalspannung. Bringt man die Elektroden zum Kontakt und zieht sie dann auseinander, so entsteht eine Entladung, deren Aussehen in Luft Fig. 966 zeigt. Man kann deutlich vier Teile unterscheiden:

1. Unmittelbar auf der Kathode einen blauen Lichtfleck, dessen Fläche proportional der Stromstärke steigt, das sogenannte „negative Glimmlicht“. 2. Den etwa $\frac{1}{4}$ mm langen „Faradayschen Dunkelraum“. 3. Das rötlich gefärbte „positive Glimmlicht“ oder die „positive Lichtsäule“. 4. Eine das Ganze umgebende, blaß grüngelbliche „Aureole“. Letztere hat wohl mit der eigentlichen Entladung nicht viel zu tun und ist vielmehr eine Art Flamme, in welcher sich der Luftstickstoff oxydiert und Staubteilchen verbrennen; man kann die Aureole leicht zur Seite blasen.

Die Längen von 2. und 3. sind von J fast unabhängig; die Dicke und Helligkeit von 3. wächst mit J .

Im folgenden werden die leicht verständlichen Abkürzungen:

— Glimmlicht = negatives Glimmlicht

+ Säule = positive Lichtsäule

gebraucht werden.

Ändert man den Elektrodenabstand und hält dabei den Strom durch Regulieren des Widerstandes konstant, so verändert sich nur die Länge der + Säule, — Glimmlicht und Dunkelraum bleiben unverändert, solange

¹⁾ Phys. Zeitschr. 8, 471 (1907).

²⁾ Hochspannungsbatterien, aus kleinen Akkumulatoren für 50 bis 100 m.-A. Entladestrom bestehend, werden von Bornhäuser (Ilmenau) und Klingelfuoss (Basel) hergestellt. Siehe auch Zehnder, Wied. Ann. 49, 549 (1893); 60, 47 (1897). Bis zu etwa 1 mm Schlagweite reicht auch die Spannung einer Lichtleitung von 440 Volt aus. Hochspannungsdynamos bauen Siemens-Schuckertwerke u. a.

nicht der Abstand so klein geworden, daß die + Säule ganz verschwunden ist. Manchmal, namentlich in Wasserstoff, zerfällt die + Säule in eine Anzahl heller „Schichten“. Fig. 967 zeigt dies nach einer Beobachtung von Stuchtey (siehe auch § 309 und 311).

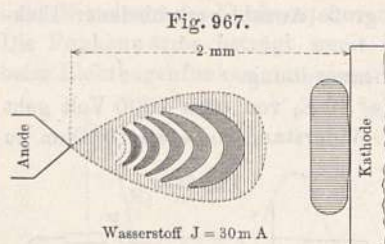
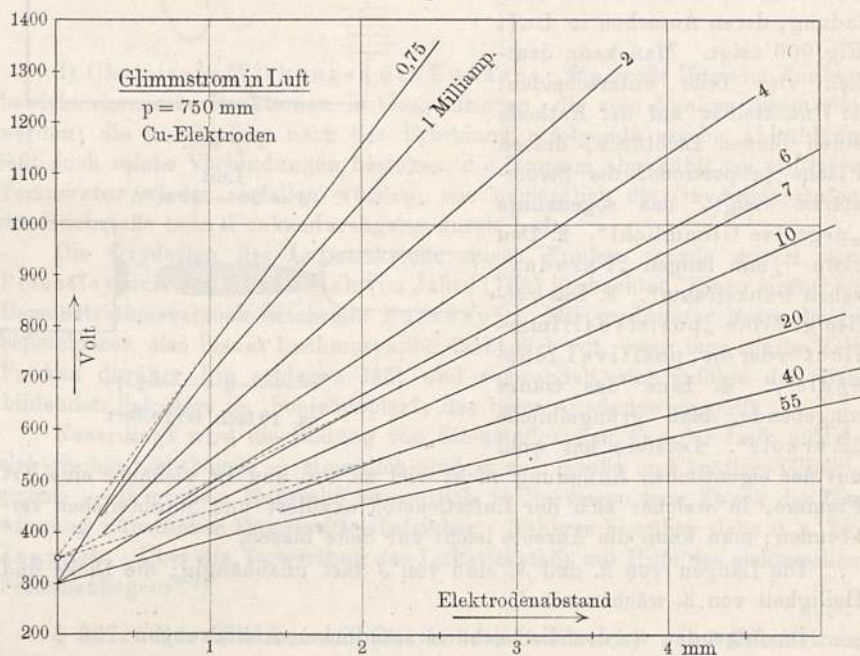


Fig. 968 zeigt die Potentialdifferenz der Elektroden als Funktion des Elektrodenabstandes d für verschiedene Stromstärken. Die Kurven sind im Anfang leicht gekrümmt und werden für $d > 1,5$ mm völlig geradlinig. Rückwärts verlängert

schnitten sich die geraden Strecken etwa im Punkte 350 Volt der Ordinatenachse; dagegen schneiden sich die wirklichen Kurven bei etwa 300 Volt.

Fig. 968.



Man kann annehmen, daß sich die Potentialdifferenz aus zwei Teilen zusammensetzt, einem von der Stromstärke unabhängigen Potentialfall in der Nähe der Elektroden von insgesamt 350 Volt (Näheres hierüber siehe § 310) und einem mit wachsendem Strom abnehmenden gleichmäßigen Gefälle im positiven Glimmlicht. Für $d > 1,5$ mm kann man nach Stuchtey schreiben:

$$E = 350 + d_{\text{mm}} \cdot 348 / \sqrt{J} \text{ für Luft} \dots \dots \dots (1)$$

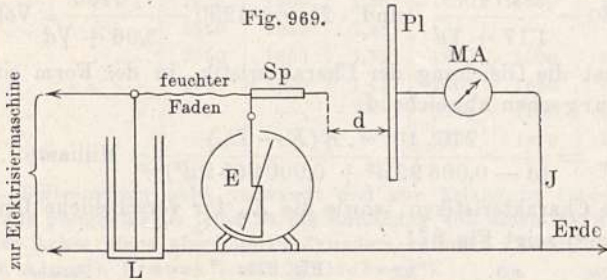
und

$$E = 320 + d_{\text{mm}} \cdot 500 / \sqrt{J} \text{ für Wasserstoff} \dots \dots \dots (2)$$

(Meßbereich etwa 1 bis 50 Milliamp.)

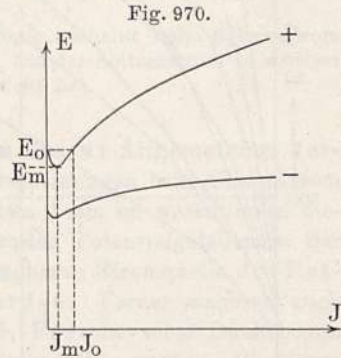
Über rasch periodischen Wechsel zwischen Glimmstrom und Bogen und dadurch bedingte elektrische Schwingungen (n etwa 10^6) siehe Cady und Arnold¹⁾ sowie Cady und Vinal²⁾.

§ 308. Der Spitzenstrom. Einer feinen Spitze³⁾ Sp (Fig. 969) steht im Abstand d von einigen Zentimetern eine zur Erde abgeleitete Platte $P1$



gegenüber; ein Mikroamperemeter MA in der Erdleitung mißt den Strom J , ein Elektrometer die Spannung E . Die Stromzuführung erfolgt durch einen hohen Widerstand — feuchter Faden — von einer mit der Elektriermaschine auf konstanter Spannung gehaltenen Leidener Flasche L . Fig. 970 zeigt den typischen Verlauf der Charakteristik.

Solange E unter einem gewissen Werte E_0 , der „Anfangsspannung“ bleibt, fließt kein Strom; mit Erreichung von E_0 setzt der Strom plötzlich mit einem meßbaren kleinen Wert J_0 ein, um bei weiterem Spannungsanstieg stetig zu steigen. Beim Zurückgehen zu kleineren Spannungen erlischt der Strom plötzlich bei einer „Minimumspannung“ $E_m < E_0$ und einem „Minimumstrom“ $J_m < J_0$. Für negatives Spitzenpotential tritt die Entladung früher ein und der Strom steigt rascher an.



Je feiner die Spitze, desto kleiner werden J_0 und J_m und desto geringer der Unterschied zwischen E_0 und E_m , so daß wahrscheinlich bei einer ideal feinen Spitze $E_0 = E_m$ und $J_0 = J_m = 0$ ⁴⁾.

Über die Form der Charakteristik hat zuerst Warburg⁵⁾ Messungen angestellt. Danach ist:

$$J = \frac{a}{d^{1,16}} \cdot E \cdot (E - E_m) \dots \dots \dots (1)$$

(Da für $E = E_m$ $J = 0$ wird, so gilt die Formel nicht für die allerschwächsten Ströme.) Die Konstante a hängt vom Vorzeichen der Ladung, von der Gestalt der Spitze, sowie vom Druck und der Natur des Gases ab.

¹⁾ Phys. Zeitschr. 8, 890 (1907).

²⁾ Ebenda 10, 569, 623 (1909).

³⁾ Als Spitzen geeignet sind Nähnadeln oder noch besser (nach Warburg) etwa 0,25 mm dicke, in der Bunsenflamme durchgerissene Platindrähte.

⁴⁾ Über den Einfluß des Gebrauches der Spitze, der Temperatur und Bestrahlung auf J_m siehe Warburg, Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 217 (1905).

⁵⁾ Wied. Ann. 67, 69 (1899).

Die Formel wurde von C. Müller¹⁾ bis zu $E = 42\,000$ Volt geprüft und bestätigt.

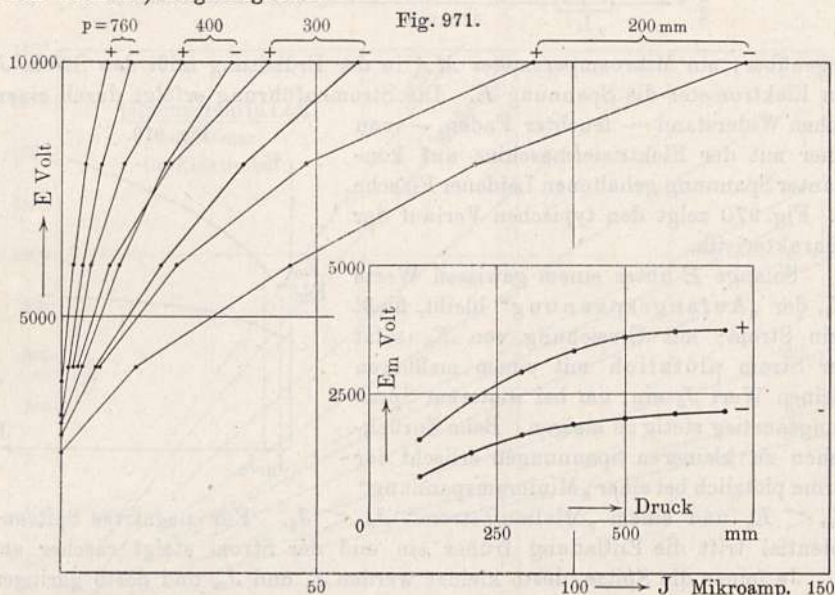
Für einen Abstandsbereich bis zu $d = 100$ cm (Plattendurchmesser 330 cm) läßt sich nach O. Hovda²⁾ für Luft von Atmosphärendruck das Minimumpotential darstellen durch:

$$+E_m = 4260 - \frac{3740}{1,17 + \sqrt{d}} \quad \text{und} \quad -E_m = 4290 - \frac{8400}{3,06 + \sqrt{d}} \text{ Volt} \dots (2)$$

ferner lautet die Gleichung der Charakteristik, in der Form ein wenig von der Warburgschen abweichend:

$$J_+ = \frac{710 \cdot 10^{-12} \cdot E(E - E_m)}{(d - 0,00692 d^2 + 0,0000659 d^3)^{1,24}} \text{ Milliamp.} \dots (3)$$

Einige Charakteristiken, sowie die E_m für verschiedene Drucke in Luft nach Tamm³⁾ zeigt Fig. 971.



Für Stickstoff und für Helium hat Warburg⁴⁾ nachgewiesen, daß der negative Spitzenstrom etwa 200 mal bzw. etwa 4 mal stärker wird, wenn die letzten Reste von Sauerstoff beseitigt werden, während der positive Strom nicht merklich beeinflußt wird. Das E_m wird durch die Reinigung nicht verändert.

Für verschiedene Gase sind die Minimumpotentiale von Röntgen⁵⁾, Precht⁶⁾, Gorton⁷⁾ untersucht worden. Folgende Tabelle enthält die von Warburg nach Messungen Gortons⁸⁾ mitgeteilten Zahlen:

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 28, 585 (1909).

²⁾ Phys. Rev. 34, 25 (1912); Beibl. 36, 1110 (1912).

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 6, 259 (1901). Neueste ausführliche Messungen von Earhart, Phys. Rev. 34, 187 (1912).

⁴⁾ Ebenda (4) 2, 295 (1900).

⁵⁾ Gött. Nachr. 1878, S. 390.

⁶⁾ Wied. Ann. 49, 150 (1893).

⁷⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 217 (1905).

⁸⁾ Die Spitze befand sich im Innern eines abgeleiteten Metallzylinders; die Dimensionen sind nicht angegeben; die Zahlen gestatten also nur relative Vergleichung.

Gas	$p = 760$			$p = 485$		
	+	-	$\frac{+}{-}$	+	-	$\frac{+}{-}$
H ₂	1370	1140	1,20	1120	1000	1,12
N ₂	1930	1400	1,36	1630	1200	1,36
O ₂	2550	1950	1,31	—	—	—
Luft	2250	1660	1,35	1930	1500	1,29
Cl ₂	2680	1900	1,41	2400	1660	1,45
Br ₂	—	—	—	2500	1700	1,47
J ₂	—	—	—	2620	1870	1,40

Mit dem Spitzenstrom nahe verwandt und zur Erlangung reproduzierbarer Zahlen jedenfalls geeigneter als jener ist die Entladung von einem feinen Draht, der sich in der Achse eines abgeleiteten Zylinders befindet. Versuche dieser Art liegen vor von Almy¹⁾, Franck²⁾ und Whitehead³⁾.

Beobachtet man die Spitzenentladung unter dem Mikroskop, so findet man die analogen Bestandteile wieder wie bei dem Glimmstrom, jedoch sind je nach dem Vorzeichen der Spitze nur die zugehörigen Teile ausgebildet [Stark⁴⁾ und Warburg⁵⁾].

Eine Verzögerung, wie bei der Funkenentladung, scheint beim Spitzenstrom nicht zu bestehen. Warburg⁶⁾ hat nachgewiesen, daß der Spitzenstrom in weniger als 0,007 Sekunden bereits seinen vollen Wert erreicht hat.

§ 309. Der Glimmstrom in verdünnten Gasen; Allgemeines; Versuchstechnik. Die in § 307 beschriebenen Erscheinungen beim Glimmstrom bleiben bei Druckerniedrigung bis herab zu etwa 1 mm im wesentlichen dieselben; aber wegen des sich stark vermindernden Potentialgefälles in der + Säule kann bei gleicher Spannung der verfügbaren Stromquelle die Entladungsstrecke viel länger gewählt werden. Ferner wachsen auch die Kathodengebilde, also negatives Glimmlicht, Faradayscher Dunkelraum in Länge und Breite, so daß alle Teile leichter beobachtbar werden. Die glanzvollen Erscheinungen waren die Veranlassung, daß der Glimmstrom in verdünnten Gasen viel eher genau untersucht wurde als bei Atmosphärendruck.

Über älteste gelegentliche Beobachtungen in verdünnten Gasen siehe Wiedemann, „Elektrizität“ IV, 1 (1885), Riess, „Reibungselekt.“ 2. Die erste systematische Untersuchung dürfte wohl diejenige von Davy⁷⁾ sein, welcher das Leuchten von Luft und Metaldämpfen in Abhängigkeit vom Druck in Barometerröhren untersuchte. Später wurde als Apparat das „elektrische Ei“ gebräuchlich, ein eiförmiges Glasgefäß mit Fassungen an den Enden, deren eine auf den Teller einer Luftpumpe paßte, während durch die andere eine Metallelektrode luftdicht, aber verschiebbar hindurchging. Beschreibung der Hauptteile des Glimmstromes zuerst bei Faraday⁸⁾. Die moderne Versuchstechnik hebt erst mit der Erfindung der Entladungsröhren mit eingeschmolzenen Elektroden durch Gassiot und durch Geissler, sowie der Hg-Luftpumpe durch letzteren an.

¹⁾ Sill. Journ. (4) 12, 175 (1902).

²⁾ Ann. (4) 21, 972 (1906).

³⁾ Proc. Amer. Inst. Elektr. Eng. 29, 1059 (1910).

⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 104 (1904).

⁵⁾ Ebenda, 210 (1904).

⁶⁾ Berl. Ber. 1898, S. 236.

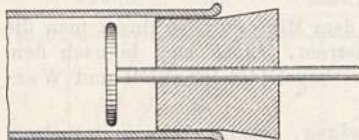
⁷⁾ Phil. Trans. 1822; Gehlers Wörterbuch 3, 292; Gilberts Ann. 72, 362 (1822).

⁸⁾ Exper. Unters. 13, 1526—1561 (1838).

Versuchstechnik. Die käuflichen Entladungsröhren besitzen meist Aluminiumelektroden¹⁾, sowie in das Glas eingeschmolzene Zuleitungen aus Platiniridiumdraht. Wegen der bei exakten Messungen sehr komplizierten Vorrichtungen zur Herstellung reiner Gasfüllungen muß auf die Original-literatur (z. B. die im folgenden zitierten Abhandlungen) verwiesen werden. Über das Arbeiten mit Luftpumpen und ihren Nebenapparaten (Manometer usw.) siehe Bd. I dieses Werkes, ferner Kohlrausch, L. d. prakt. Physik und Stark, „Elektr. in Gasen“.

Für Demonstrationsversuche, namentlich bei Benutzung moderner, rasch wirkender Luftpumpen kann man die Röhren improvisieren, indem man die Stiele der Elektroden mit Siegelack in enge Glasröhren einkittet oder sie in Gummistopfen steckt und diese, eventuell unter Zuhilfenahme von etwas Vaseline in die Rohrenden eindrückt (Fig. 972). Diese Anordnung reicht (nach Goldstein) selbst für Versuche mit Kathodenstrahlen (§ 315) aus.

Fig. 972.



Zur Verbindung zwischen Röhre und Pumpe dient, wenn man das umständliche Anschmelzen vermeiden will, ein dickwandiger Gummischlauch, den man durch Tränken mit heißer Vaseline oder Picein

völlig dicht machen kann. Die Enden der Glasröhren, soweit sie in den Schlauch hineinreichen, sind einzufetten, der Schlauch wird mit etwa 1 mm starkem Eisendraht festgebunden. Für rasch zu wechselnde Verbindungen sind Glaskonusse bequem, die neuerdings nach Normalmaß hergestellt werden, so daß sie verwechselbar sind²⁾.

Als Stromquelle kommt für exakte Versuche nur die Hochspannungsbatterie oder Hochspannungsdynamo in Betracht, bei niederen Drucken und schwachen Strömen eine vielplattige Influenzmaschine. Für Demonstrationen kann, soweit die Konstanz des Stromes nicht, wie bei Sondenmessungen, wesentlich ist, das Induktorium benutzt werden, doch ist zur Beseitigung des Schließungsstromes bisweilen noch eine kleine Funkenstrecke vorzuschalten.

In den Fig. 973a bis l (Tafel) sind die Entladungserscheinungen in verdünnter Luft nach photographischen Aufnahmen³⁾ dargestellt; zum Betriebe diente eine 60plattige Influenzmaschine, die etwa 1 bis 2 Milliampere leistete, unter Zwischenschaltung eines CdJ_2 -Widerstandes von etwa 10^7 Ohm. Mit einem Induktorium erhält man unterhalb etwa 0,1 mm Druck dieselben Erscheinungen; für höhere Drucke tritt an Stelle der beiden getrennten Büschel — die ganz der positiven und negativen Spitzenentladung entsprechen — ein zusammenhängender gekrümmter Lichtfaden, der von der Anode ausgehend in einigen Millimetern Abstand von der Kathode endigt und bei Druckverminderung durch Verbreiterung stetig in die abgebildeten Entladungsformen übergeht.

Man erkennt durchaus die schon in § 307 beschriebenen Gebilde: Positives Glimmlicht, Faradays Dunkelraum, negatives Glimmlicht wieder, nur alles in viel größeren Dimensionen.

¹⁾ Neuerdings auch Nickelelektroden. Diese Metalle zerstäuben weniger als andere unter der Einwirkung der Entladungen (siehe w. u., § 314).

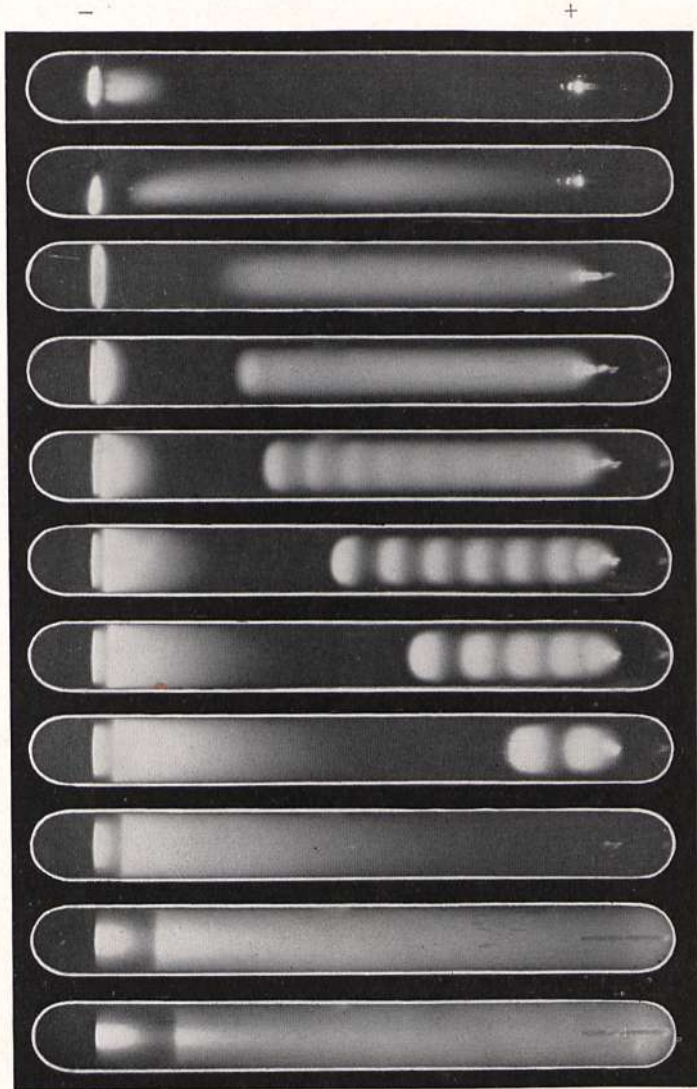
²⁾ Zu haben bei Leybolds Nachf., Cöln; Leppin u. Masche, Berlin.

³⁾ Verf. verdankt die Aufnahmen der freundl. Hilfe des Hrn. Dr. H. Seemann.

Fig. 973.

Luft. $J = 2 \text{ m A.}$

Figur	p_{mm}	E_{Volt}
973 a	6,3	1700
973 b	4,20	1450
973 c	2,11	1000
973 d	0,63	630
973 e	0,40	570
973 f	0,34	550
973 g	0,19	550
973 h	0,15	620
973 i	0,10	800
973 k	0,05	3000
973 l	0,03	> 15000



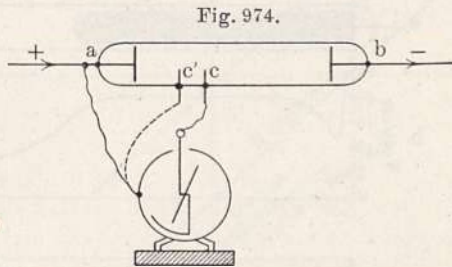
Die Anordnung der Figuren zeigt deutlich die Veränderung der einzelnen Größen mit dem Druck. Man sieht namentlich das Anwachsen sämtlicher Kathodengebilde mit abnehmendem p (Einzelheiten siehe weiter unten). Das $+$ Licht weicht vor dem wachsenden Kathodenlicht zurück und zerfällt schließlich in Schichten (siehe weiter unten, § 311).

Die Spannungsdifferenz der Elektroden nimmt, wie die Zahlen links von den Bildern der Röhre zeigen, bei zunehmender Verdünnung zunächst ab, erreicht ein Minimum und nimmt dann rasch wieder zu. Bei hohen Verdünnungen dient deshalb häufig die mittels einer parallel geschalteten Funkenstrecke gemessene Elektrodenspannung als ein Mittel zur rohen Schätzung des Verdünnungsgrades.

§ 310. Messung des Potentialverlaufs. Die gesamte Spannungsdifferenz der Röhre verteilt sich in ziemlich komplizierter Weise auf die einzelnen Teile der Entladungsstrecke. Zur Messung des Potentialverlaufs werden folgende Methoden angewandt:

a) Sonden [nach Hittorf¹⁾, Fig. 974]. Ein feiner Platindraht (c) ist seitlich in die Röhre eingeschmolzen und mit der Nadel, eine Elektrode (a) mit dem Gehäuse eines isoliert aufgestellten Elektrometers verbunden.

Man nimmt an, daß die Sonde sich auf das Potential des umgebenden Gases aufladet, daß also das Elektrometer die Potentialdifferenz zwischen a und c anzeigt. Sind mehrere Sonden, z. B. c und c' , vorhanden, so kann c' mit dem Gehäuse verbunden werden und man mißt die P. D. der Gasstrecke cc' . Statt mit dem Elektrometer kann man die



Sonden nach Hittorf auch mit einem Kondensator verbinden, den man nachher durch ein ballistisches Galvanometer entlädt.

Zur Messung der elektrischen Kraft, d. i. des Potentialgefälles $\delta\Phi \delta l$ (vgl. § 50) an irgend einer Stelle dient ein im kleinen Abstände δl angebrachtes „Sondenpaar“, dessen P. D. $\delta\Phi$ gemessen wird. Graham²⁾ hat ein solches Paar verschiebbar angeordnet und damit das Gefälle längs der ganzen Röhre untersucht (siehe w. u.).

Die Sondenmethode setzt Konstanz des Stromes voraus, ist also nur bei Batterie-, Influenzmaschinen- oder Dynamoströmen brauchbar; aber auch bei diesen kann J intermittierend oder pulsierend sein; zur Kontrolle schaltet man ein Telephon in den Stromkreis ein, welches völlig schweigen muß, wenn die Sondenmessungen zuverlässig sein sollen.

b) Temperaturmessung der Rohrwand (E. Wiedemann³⁾. Nimmt man an, daß die ganze elektrische Arbeit am Orte ihres Verbrauches in Wärme verwandelt wird⁴⁾, so muß längs des Rohrstückes δl die Wärmemenge:

¹⁾ Wied. Ann. **20**, 705 (1883).

²⁾ Ann. **64**, 19 (1898).

³⁾ Wied. Ann. **10**, 228 (1880); **66**, 314 (1898).

⁴⁾ Bei sehr tiefen Drucken ist dies nicht mehr für alle Teile der Röhre richtig.

$$Q \delta l = (\delta \Phi \cdot J) \cdot 0,24 \text{ cal/sec} \dots \dots \dots (1)$$

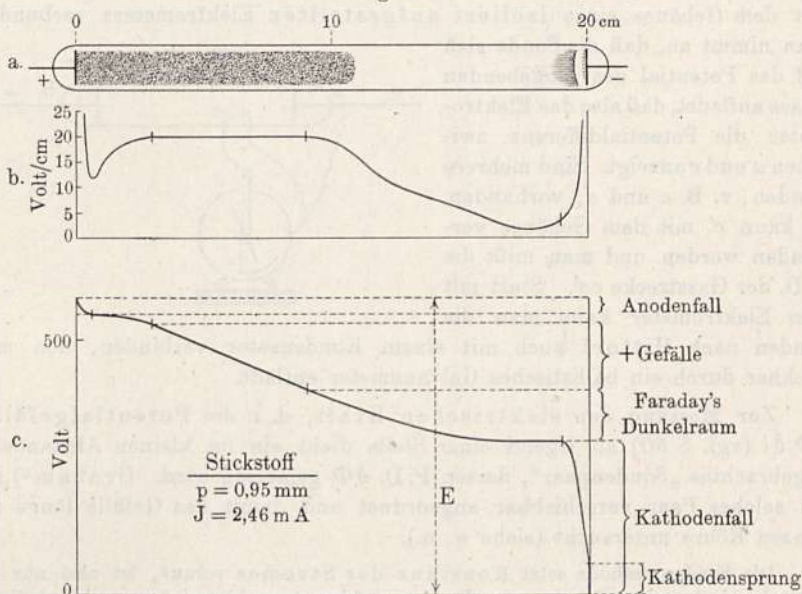
oder pro Zentimeter der Rohrlänge:

$$Q = \frac{\delta \Phi}{\delta l} \cdot J \cdot 0,24 \text{ cal/sec} \dots \dots \dots (2)$$

entwickelt werden. Im stationären Zustande, d. h. nach etwa 10 Minuten dauerndem Betriebe, kann man die Temperaturerhöhung der Wand proportional der Größe Q , also auch proportional $\delta \Phi / \delta l$ setzen. Für Demonstrationszwecke genügt es, ein Thermoelement (siehe unten, Kap. XIII), das aus zwei spitz aneinander gelöteten Cu- und Konstantandrähten besteht, an der Röhre langsam entlang zu führen und den Ausschlag des Galvanometers zu registrieren. Diese Methode ist auch für Induktorbetrieb brauchbar.

c) Außensonden (Matthies¹). Bei Temperaturen oberhalb etwa 150° wird Glas, oberhalb etwa 270° auch Quarzglas ein so guter Leiter, daß die Rohrwand das Potential des benachbarten Gases annimmt. Bei genügend starken Strömen, d. h. genügender Erhitzung der Rohrwand, kann man dann als Sonde einen Draht ring außen an die Röhre legen.

Fig. 975.



Resultate. Fig. 975 zeigt zu oberst (a) das Aussehen der Entladung in Stickstoff bei etwa 1 mm Druck und 2,46 m-A. Stromstärke. (Der Teil unmittelbar an der Kathode ist im Maßstab etwas vergrößert.) Darunter (b) ist, im wesentlichen nach Messungen von Graham², der Verlauf des Gefälles $\delta \Phi / \delta l$ angegeben. Zu unterst endlich befindet sich der Verlauf von Φ selbst. Wie man sieht, verteilt sich die ganze Potentialdifferenz E von etwa 600 Volt sehr ungleichmäßig auf die einzelnen Teile.

¹) Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 552 (1911).

²) l. c.

In der positiven Lichtsäule bemerkt man wieder ein, abgesehen von den Teilen an beiden Enden, gleichmäßiges Gefälle, an der Anode und Kathode einen raschen Abfall von rund 20 bzw. 300 Volt, den sogenannten Anoden- und Kathodenfall; endlich findet an der Kathode selbst noch ein plötzlicher Sprung, der „Kathodensprung“, statt, der hier zu 70 Volt angenommen ist. Im Faradayschen Dunkelraum, namentlich dicht neben der äußeren Grenze des negativen Glimmlichtes, ist das Potential fast konstant, und ein ähnliches Minimum des Gefälles findet sich auch nahe bei der Anode.

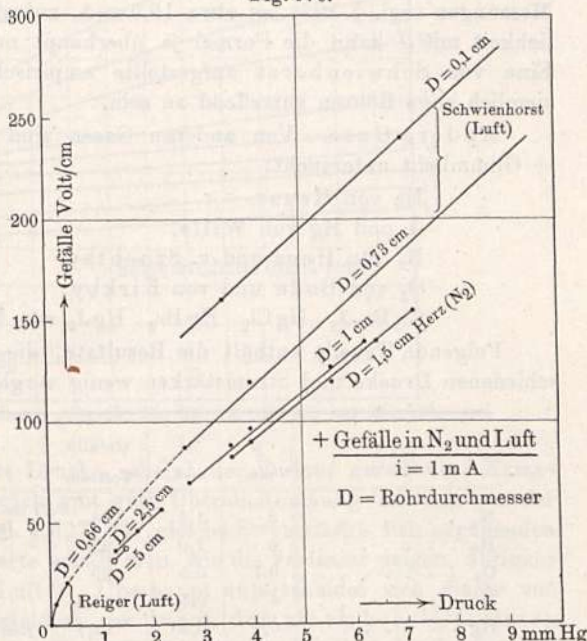
Ähnlich wie in Fig. 975 (b) würde man auch den Temperaturverlauf der Rohrwand finden.

§ 311. Das Gefälle im positiven Glimmlicht¹⁾; Schichten; Temperatur; Anodenfall. Das Gefälle in der positiven Lichtsäule, abgekürzt „+ Gefälle“, ist ebenso wie bei Atmosphärendruck von der Länge der Säule unabhängig. Macht man die Anode der Röhre verschiebbar, so verkürzt sich auch hier bei Annäherung der Elektroden nur die Länge der Lichtsäule und die Potentialdifferenz der Elektroden nimmt gleichmäßig ab.

Das Gefälle in verdünnten Gasen steigt stark mit zunehmendem Druck, es fällt ein wenig bei zunehmender Rohrweite und bei zunehmendem Strom. Fig. 976 zeigt nach Zahlen von Herz, Schwienhorst und Reiger die Abhängigkeit vom Druck p und der Rohrweite D für $J = 1$ m-A.

Ein allgemeines Gesetz für die Abhängigkeit ist noch nicht gefunden, doch ist jedenfalls bei weiten Röhren die Abhängigkeit von der Rohrweite, soweit Messungen möglich waren, nur gering; bei sehr engen Röhren nimmt das Gefälle erheblich zu.

Fig. 976.



¹⁾ Literatur: Hittorf, Wied. Ann. **20**, 726, 733 (1883); Homén, ebenda **38**, 172 (1889); derselbe, Act. Soc. Fennicae **16**, **17** (1886/88); Herz, Wied. Ann. **54**, 244 (1895); Mebius, ebenda, S. 535 (1895); Graham, ebenda **64**, 19 (1898); E. Wiedemann und G. C. Schmidt, ebenda **66**, 316, 324 (1898); G. C. Schmidt, Ann. (4) **1**, 633 (1900); Heuse, ebenda (4) **5**, 670, 678 (1901); H. A. Wilson, Phil. Mag. (6) **6**, 188 (1903); Schwienhorst, Diss., Göttingen (1903); Wills, Phys. Rev. **19**, 65 (1904); Reiger, Habil.-Schrift, Erlangen (1905); Matthies, Ann. (4) **17**, 675 (1905); Bode, Phys. Zeitschr. **6**, 618 (1905); Geiger, Ann. (4) **22**, 973 (1906); Kirkby, Phil. Mag. (6) **15**, 559 (1908); Matthies, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 552 (1911); Matthies und Struck, ebenda **14**, 83 (1912).

Die Abnahme bei wachsendem Strom wird bei höheren Drucken beträchtlicher; hierzu trägt jedenfalls bei, daß die Strombahn immer fadenförmiger wird und daß infolge der starken Erwärmung die Luft in der Strombahn stark verdünnt ist (siehe weiter unten, Fig. 977 und 978).

Für Drucke von etwa 6 bis 80 mm leitet M. Toepler¹⁾ aus Beobachtungen Homéns das Gesetz:

$$+ \text{ Gefälle} = 42 \sqrt{p^2} \text{ (für } i \text{ etwa 1 bis 2 m-A.)}$$

ab. Eine ähnliche Beziehung, nämlich: $+ \text{ Gefälle} = 35 \sqrt{p}$, findet Wilson²⁾ für schwächere Ströme (etwa 0,1 m-A.) auch noch bei niederen Drucken geltend. Derselbe Verfasser hat für äußerst schwache Ströme ($i = 10^{-7}$ bis 10^{-9} Amp.) einen Anstieg mit wachsendem Strom bis zu einem Maximum von etwa $82 \sqrt{p}$ gefunden. Ähnliches findet für schwächste Ströme auch Würschmidt⁴⁾. Aus der Toepler-Homénschen Beziehung würde für Atmosphärendruck folgen $\delta\Phi/\delta l = 1160$. Das würde nach den Stuchteyschen Messungen (vgl. § 307) bei etwa 16,5 m-A. zutreffen. Wegen der Veränderlichkeit mit J kann die Formel ja überhaupt nur zur Orientierung dienen. Eine von Schwienhorst aufgestellte empirische Formel scheint nur für ziemlich enge Röhren zutreffend zu sein.

Anderer Gase. Von anderen Gasen sind bezüglich des Gefälles im + Glimmlight untersucht:

He von Heuse,

A und Hg von Wills,

H₂ von Herz und v. Stuchtey,

O₂ von Bode und von Kirkby,

Cl₂, Br₂, J₂, HgCl₂, HgBr₂, HgJ₂ von Matthies (1905).

Folgende Tabelle enthält die Resultate, die allerdings wegen der verschiedenen Drucke und Stromstärken wenig vergleichbar sind.

Gas	p mm	J m-A.	Gefälle Volt/cm	Bemerkungen
N ₂	6	1,2	124	Bei völliger Beseitigung des Hg-Dampfes etwa 3 Proz. höher
H ₂	6	1,0	93	
O ₂	0,7	0,5	20	Etwa proportional \sqrt{p}
He	6	0,5	17,4	
Hg	6,4	0,35	12,7	
Cl ₂	3,4	7	119	
Br ₂	2,5	7	112	
J ₂	2,56	2,8	84	
HgCl ₂	2,01	2,9	131	
HgBr ₂	1,38	2,4	211	
HgJ ₂	1,33	3,0	71	

Temperatureinfluß. Die Temperatur wirkt nach G. C. Schmidt auf das Gefälle nur indirekt ein, indem sie die Gasdichte verändern kann. In

¹⁾ Wied. Ann. **66**, 673 (1898).

²⁾ Volt/cm und p in Millimetern.

³⁾ Proc. Camb. Soc. **11**, 249, 391 (1902); Phil. Mag. (6) **6**, 180 (1903).

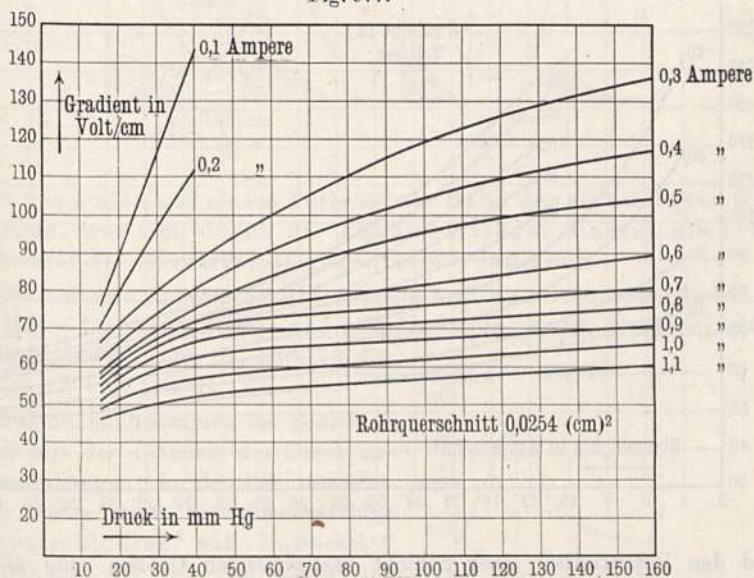
⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 652 (1910).

abgeschlossenen Röhren, die von der Entladung ganz erfüllt werden, ist demnach der Temperatureinfluß gleich Null.

Gasgemische. Durch Beimengung von Hg-Dampf zu N_2 wird nach Heuse der Gradient zunächst erniedrigt, erreicht ein Minimum und steigt bei höheren Hg-Drucken wieder.

Für sehr starke Ströme hat Geiger, zugleich für großes Druckintervall haben Matthies und Struck¹⁾ den Gradienten in N_2 und H_2 untersucht. Fig. 977 zeigt die Ergebnisse für N_2 ; auch hier ist in weiteren Röhren das

Fig. 977.



Gefälle kleiner. Für höhere Drücke scheint der Verlauf geradlinig; Extrapolation auf Atmosphärendruck gibt gute Übereinstimmung mit den aus der Stuchteyschen Formel (vgl. § 307) für gleiche Stromstärke sich ergebenden Werten. Fast identische Werte erhält man, wie die Verfasser zeigen, übrigens auch am Lichtbogen in Luft²⁾. Überhaupt unterscheidet sich dieser von der Glimmentladung hauptsächlich nur durch den stark herabgesetzten Kathodenfall. Die Ursache dieser Verminderung ist die hohe Temperatur der Bogenelektroden (siehe weiter unten, § 318). Fig. 978 zeigt die Abhängigkeit des Gefälles von der Stromdichte für die an den Kurven angegebenen Werte von p in sehr enger Röhre (Rohrquerschnitt $0,057 \text{ cm}^2$).

Während also bei tiefen Drücken das Gefälle stark mit dem Druck, wenig mit der Stromdichte variiert, zeigt sich bei hohen Gasdrücken gerade das umgekehrte Verhalten.

Wegen der Abhängigkeit vom Rohrquerschnitt sowie der entsprechenden Werte für H_2 muß auf das Original verwiesen werden.

Siehe ferner auch Dissertation von Struck, Münster 1912.

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 94 (1912).

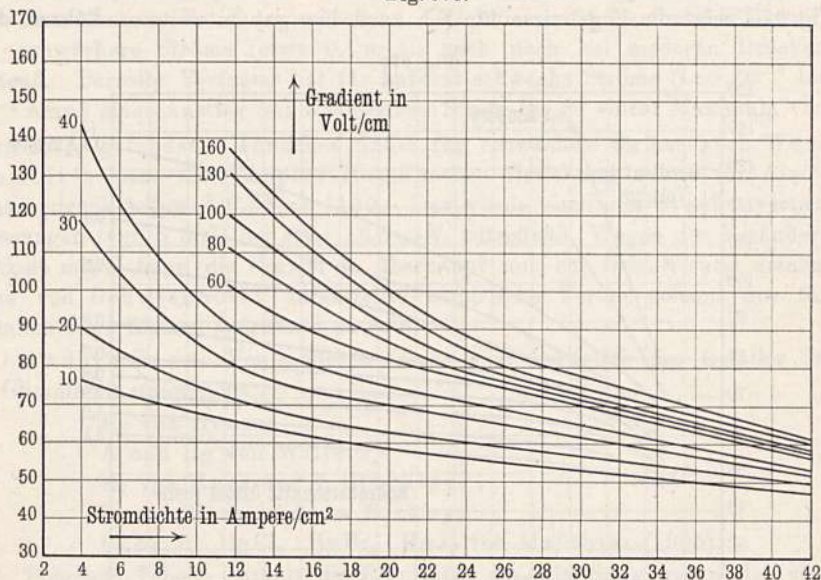
²⁾ Nach Stuchtey erhält man für $J = 1000 \text{ mA} = 1 \text{ A}$ etwa 18 Volt/mm und den gleichen Wert erhält man aus der Tabelle S. 983 durch Addition von α und β für Cu.

Schichten. Innerhalb gewisser Intervalle von Druck, Rohrweite und Stromstärke zerfällt die + Säule in eine Reihe von

„Schichten“,

vgl. Fig. 973 e bis h. Trotz eines sehr umfangreichen Beobachtungsmaterials ist es noch nicht gelungen, für den Zusammenhang der die Schichtenlänge

Fig. 978.



und den Potentialfall einer Schicht bestimmenden Größen eine allgemein gültige Formel aufzustellen. Wir begnügen uns mit Aufzählung einiger anscheinend sicherer Resultate:

1. Die Schichtung beginnt in Stickstoff nach Skinner¹⁾ bei etwa $p \leq 0,6$ mm. In Wasserstoff treten Schichten selbst bei Atmosphärendruck auf, vgl. § 307.

2. Gesetz von Goldstein²⁾. Zwischen Schichtabstand d und Druck p besteht die Beziehung $d \cdot p^m = \text{const.}$ ($m < 1$). Wegen der Abhängigkeit der Schichtlänge vom Strom (siehe Nr. 3) kann dieses Gesetz jedenfalls nur angenähert gelten.

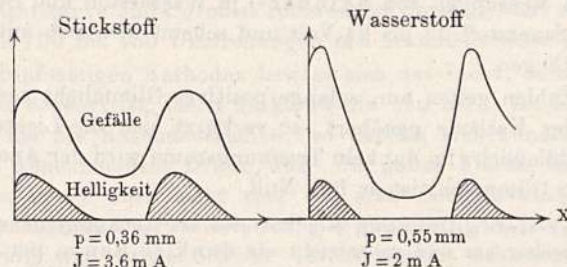
3. Mit wachsendem Strom nimmt nach Willows³⁾ d zunächst zu bis zu einem Maximum gleich der Rohrweite, dann wieder ab.

4. Den Potentialfall in der geschichteten + Säule haben u. a. Graham⁴⁾, H. A. Wilson⁵⁾, Geiger⁶⁾, J. J. Thomson⁷⁾, Pentscheff⁸⁾, Holm⁹⁾ und

¹⁾ Phil. Mag. (6) 1, 563 (1900). — ²⁾ Wied. Ann. 15, 277 (1882). — ³⁾ Cambr. Proc. 10, 302 (1900); siehe ferner auch Gehrecke, Ann. d. Phys. (4) 15, 509 (1904). — ⁴⁾ Wied. Ann. 64, 19 (1898). — ⁵⁾ Phil. Mag. (5) 49, 505 (1900). — ⁶⁾ Ann. d. Phys. (4) 22, 973 (1907). — ⁷⁾ Phil. Mag. (6) 18, 441 (1909). — ⁸⁾ Phys. Zeitschr. 7, 463 (1906). — ⁹⁾ Ebenda 9, 558 (1908); 10, 158 (1909).

K. Fischer¹⁾ untersucht. Danach schwankt das Gefälle in ähnlicher Weise, wie die Helligkeit. Fig. 979 zeigt dies nach Messungen von Holm (l. c.). Je niedriger der Druck, desto tiefer wird das Minimum des Gefälles, bei sehr tiefen Drucken kann es nach Thomson sogar negativ werden. Der Strom

Fig. 979.



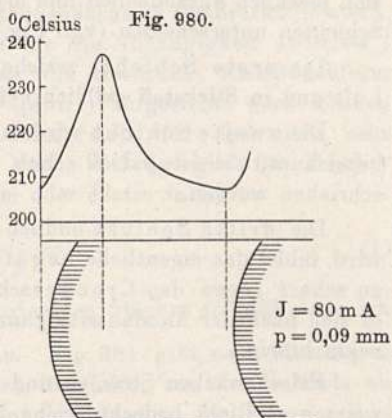
fließt dann also auf einem Teile seiner Bahn der elektrischen Kraft entgegen, was nur durch die Annahme träger Massen als Transportmittel der Elektrizität gedeutet werden kann.

Die auf eine einzelne Schicht entfallende Potentialdifferenz soll sich nach Holm für starke Ströme und niedrige Drücke einem Grenzwert nähern, der für N_2 etwa 11, für H_2 etwa 13, für He etwa 13 Volt beträgt.

Das Zustandekommen der Schichten scheint mit der Reinheit des Gases zusammenzuhängen; in deutlich unreinen Gasen treten meist verschiedenfarbige „Doppelschichten“ auf. In Stickstoff und Helium, die von den allerletzten Spuren von Fremdgasen befreit sind, treten nach Gehlhoff²⁾ überhaupt keine Schichten mehr auf; in Wasserstoff dagegen scheint es nicht möglich zu sein, sie völlig zu beseitigen.

Die Temperatur im + Glimmlicht ist früher auf Grund sehr unsicherer Schätzungen häufig übermäßig hoch angenommen worden. Eine theoretische Berechnung hat zuerst Warburg³⁾ ausgeführt, deren Ergebnis durch Messungen von Wood⁴⁾ bestätigt wurde; die höchste von diesem bei einigen Milliampere Strombelastung gemessene Temperatur betrug etwa 100° ; der Temperaturverlauf war durchaus dem Verlauf des Potentialgradienten analog. Fig. 980 zeigt die Temperaturverteilung in einer Schicht nach Geiger⁵⁾ bei starker Belastung.

Daß das Leuchten des Gases auch nicht etwa von einer „hohen Temperatur einzelner Moleküle“, also hoher Translationsgeschwindigkeit derselben



¹⁾ Diss., Göttingen (1909). — ²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 960 (1912). — ³⁾ Wied. Ann. **54**, 265 (1895). — ⁴⁾ Ebenda **59**, 238 (1896). — ⁵⁾ Ann. (4) **22**, 973 (1907).

herrührt, wie gelegentlich behauptet wurde, folgt aus optischen Messungen von Buisson und Fabry¹⁾ über die Breite der Spektrallinien, die durchaus der thermometrisch meßbaren Temperatur entsprechend gefunden wurde.

Der Anodenfall. Der rasche Potentialfall dicht vor der Anode (vgl. Fig. 975) ist nur wenig vom Anodenmetall, sowie von p und i abhängig. Er beträgt nach Messungen von Skinner²⁾ in Wasserstoff und Stickstoff 18 bis 20 Volt, in Sauerstoff 22 bis 24 Volt und scheint identisch mit dem Anodenfall im Lichtbogen.

Obige Zahlen gelten nur, solange positives Glimmlicht vorhanden. Wird die Anode der Kathode genähert, so verkürzt sich die Lichtsäule und verschwindet schließlich; im dunkeln Trennungsraum wird der Anodenfall größer, im negativen Glimmlicht ist er fast Null.

Bei sehr tiefen Drucken³⁾ ($p = 0,001$ bis $0,005$ mm) dehnt sich auch die Anodenhaut weiter aus und es entsteht ein dunkler Raum, der die Anode vom positiven Licht trennt, ähnlich wie der weiter unten (§ 312) zu besprechende Kathodendunkelraum.

Gewisse Dämpfe, z. B. Jod, Brom, Phosphor, erhöhen den Anodenfall beträchtlich, bis über 400 Volt⁴⁾.

§ 312. Die Erscheinungen an der Kathode. a) Allgemeines: Wenn der Gasdruck unter etwa 2 mm sinkt, so beginnt das negative Glimmlicht sich merklich auszudehnen und man kann nach Hittorf⁵⁾ in demselben drei Schichten unterscheiden (vgl. Fig. 973 c bis l).

Die erste Schicht, welche der Kathode unmittelbar anliegt, ist in Luft und in Stickstoff gelblich gefärbt.

Die zweite Schicht wird meist als der „Crookessche Dunkelraum“ bezeichnet, sie ist jedoch schon vorher von Glücker⁶⁾ beobachtet und beschrieben worden.

Die dritte Schicht endlich, die bei höheren Drucken allein beobachtet wird, bildet das eigentliche negative Glimmlicht. Es ist nach der Kathode zu scharf gegen den Crookesschen Dunkelraum begrenzt, dagegen verliert es sich nach der Anodenseite ganz allmählich in den Faradayschen Dunkelraum hinein.

Bei schwachen Strömen und hohen Gasdrucken ist die Kathode nur teilweise vom Licht bedeckt (siehe Fig. 973 a und b); die bedeckte Fläche ist, solange noch freie Teile vorhanden, der Stromstärke i proportional, also die Stromdichte konstant. Am besten ist dies an einer langen Drahtkathode zu beobachten, an welcher die Länge l des bedeckten Stückes der Stromstärke proportional ist.

¹⁾ Journ. de phys. (5) 2, 442 (1912).

²⁾ Wied. Ann. 68, 752 (1899); Phil. Mag. (6) 2, 617 (1901); ebenda 4, 490 (1902); ebenda 6, 387 (1904).

³⁾ Schuster, Proc. Roy. Soc. 37, 333 (1884); Marsh, Ann. (4) 32, 520 (1910); Gehrcke, Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 63 (1905).

⁴⁾ Gehrcke u. Reichenheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 217 (1908); Matthies, Ann. d. Phys. (4) 17, 675 (1905); 18, 473 (1905); Reichenheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 168 (1909); Reiger, Habil.-Schrift, Erlangen (1905).

⁵⁾ Wied. Ann. 21, 95 (1884).

⁶⁾ Pogg. Ann. 105, 71 (1858).

Auf dieser Tatsache beruht der von Gehrcke¹⁾ angegebene „Glimmlichtoszillograph“. Mittels dieses Apparates, der im wesentlichen aus einer mit zwei Draht- oder schmalen Blechelektroden versehenen Entladungsröhre besteht, lassen sich, da die Lichtschwankungen den Stromänderungen praktisch verzögerungsfrei folgen, selbst rasche elektrische Schwingungen von etwa 10⁶ Schwingungen untersuchen. Allerdings bedarf man zur Erreichung der nötigen Lichtstärke eines großen rotierenden Spiegels, der, elektrisch angetrieben, etwa 100 bis 150 Umdrehungen pro Sekunde macht²⁾.

Bei scheibenförmigen Kathoden bewegt sich das Licht, solange nur ein Teil der Fläche bedeckt ist, meist flackernd hin und her. Ist die Röhre nur wenig weiter als die Kathodenscheibe, so breiten sich zunächst alle drei Schichten mit abnehmendem Druck über die ganze Fläche hin aus. Bei sehr niedrigem Druck aber zieht sich die erste Schicht wieder nach der Mitte hin zusammen und verwandelt sich bei gleichzeitigem Längenwachstum in ein die zweite und dritte Schicht durchsetzendes schmales Strahlenbündel (Fig. 973k und l).

Die sehr zahlreichen Untersuchungen über die Kathodenerscheinungen beziehen sich hauptsächlich auf:

1. Die Stromdichte an der Kathode, 2. die Länge der drei Schichten, 3. den Potentialfall.

b) Stromdichte an der Kathode. Ist i die Stromstärke in Milliampere, f die mit Glimmlicht bedeckte Kathodenfläche in Quadratmillimetern, so ist $j = i/f$ die Stromdichte. Formeln für die Abhängigkeit zwischen j und den Variablen: Elektrodenmetall, Gas und Gasdruck, Elektrodenform haben unter anderen Hehl³⁾ und H. A. Wilson⁴⁾ aufgestellt, doch können beide nur die Bedeutung von Interpolationsformeln für das nicht sehr große Messungsintervall beanspruchen. Nach Wilson gilt für Drahtkathoden von d mm Dicke aus Aluminium oder Platin in Luft:

$$\frac{i}{L \cdot \pi \cdot (d + 0,05) \cdot p} = 0,4 \dots \dots \dots (1)$$

wobei L die Länge des vom Glimmlicht bedeckten Stückes in Millimeter ist.

c) Länge der Kathodenschichten. Fig. 981 gibt nach Messungen von Hehl³⁾ die Längen der drei Schichten für Luft, von der Kathode ab gerechnet, also, wenn diese sich im Nullpunkt befindet, die Orte der drei Schichtgrenzen als Funktion des Gasdruckes. Am sichersten meßbar ist jedenfalls d_2 wegen der scharfen Begrenzung des Dunkelraumes nach außen hin, dagegen scheinen d_1 und d_3 ziemlich zweifelhaft. Für den Meßbereich gilt etwa:

$$d_1 = 0,9/p, \quad d_2 = 2,45/p, \quad d_3 = 5/p.$$

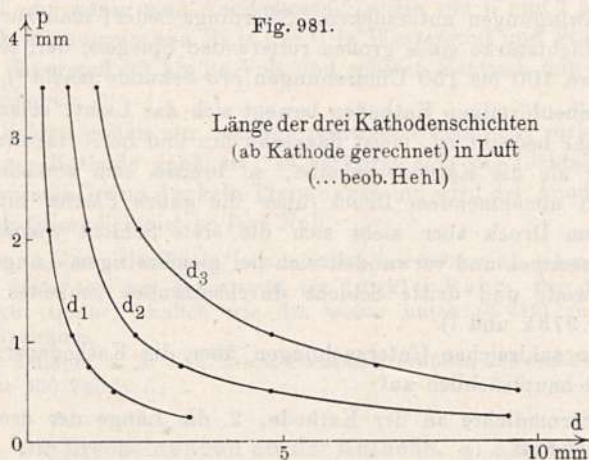
Alle Zahlen gelten für nicht oder nur eben völlig bedeckte Kathode, bei völliger Bedeckung nimmt d_2 mit wachsendem i bis zu einem Grenzwert ab. Aston⁵⁾ stellt seine Beobachtungen durch die Gleichung:

$$d_2 = 0,65/p + 1,33/\sqrt{j} \dots \dots \dots (2)$$

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 176 (1904). — ²⁾ Fabrikant: H. Boas, Berlin O. — ³⁾ Diss., Erlangen (1901); Phys. Zeitschr. 3, 547 (1902). — ⁴⁾ Phil. Mag. (6) 4, 608 (1902). — ⁵⁾ Proc. Roy. Soc. (A) 79, 80 (1907); 84, 526 (1911); 86, 169 (1911).

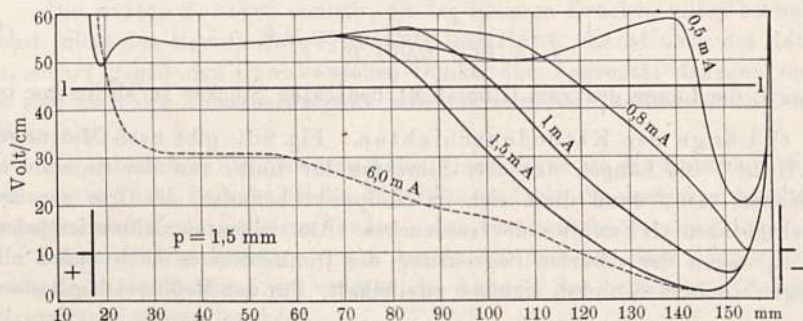
dar. Für andere Gase hat Ebert¹⁾ Zahlen angegeben und zwar für Sauerstoff $d_2 = 1,83/p$ und für Wasserstoff $d_2 = 3,9/p$.

Während d_2 mit wachsendem Strome bei ganz bedeckter Kathode kleiner wird, wird d_3 größer, d. h. die äußere Grenze des — Glimmlichts schiebt sich



nach der Anode hin vor und drängt dabei den Faradayschen Dunkelraum, sowie das + Licht immer mehr zurück. Biegt man durch einen genäherten Magnet das — Glimmlicht zur Seite (siehe w. u. § 315), so dringt das + Licht wieder vor, es kann sogar, wenn die Anode seitlich oder hinter der auf der Rückseite mit Glas oder Glimmer bedeckten Kathode sich befindet, das + Licht bis dicht an die Kathode heranreichen [Skinner²⁾].

Fig. 982.



d) Potentialverlauf. Fig. 982 zeigt nach Skinner den Verlauf des Potentialgefälles $\delta\Phi/\delta l$ in einer Röhre mit Stickstoff von 1,5 mm Druck für verschiedene Stromstärken. Der Faradaysche Dunkelraum erstreckt sich über denjenigen Teil der Kurve, welcher unterhalb der Geraden *l* liegt. Links davon beginnt das + Licht, rechts das — Glimmlicht. Bei der punktierten Kurve ($i = 6$ m-A.) ist also keine + Säule mehr vorhanden, sondern

¹⁾ Wied. Ann. 69, 211, 372 (1890). — ²⁾ Phil. Mag. (6) 1, 563 (1900).

nur noch eine Lichthaut auf der Anode. Es scheint also die Lichterregung an einen gewissen, vom Gasdruck abhängigen Grenzwert X_0 der elektrischen Kraft $X = (\delta\Phi/\delta l)$ gebunden zu sein. Es ist z. B. für

p	$= 0,6$	$1,0$	$1,5$ mm
X_0	$= 22$	$28,5$	44 Volt/cm
X_0/p	$= 37$	$28,5$	29 „

Vielleicht ist wenigstens für die höheren Drucke X_0/p konstant.

§ 313. Kathodenfall; Ventilwirkungen. a) Die Potentialdifferenz E_K zwischen der Kathode und einer Sonde, die sich etwa an der Grenze zwischen Faradayschem Dunkelraum und — Glimmlicht befindet, wird als

„Kathodenfall“

bezeichnet. (Im folgenden abgekürzt K.F.) Wegen des geringen Gefälles im Faradayschen Dunkelraum (vgl. Fig. 982) ist der Wert des K.F. von der genauen Innehaltung der angegebenen Sondenstellung nur wenig abhängig.

Eine neuere, von Gehlhoff¹⁾ eingeführte Definition bezeichnet als K.F. die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der äußeren Grenze des Crookeschen Dunkelraumes. In der Tabelle auf folgender Seite entsprechen dieser Definition die Zahlen von Gehlhoff und Rottgardt.

Solange die Kathode nur teilweise oder eben ganz bedeckt, ist der K.F. von Druck und Stromstärke unabhängig und wird als

„normaler Kathodenfall“

bezeichnet.

Ist die Kathode ganz bedeckt, so steigt der K.F. mit wachsendem Strom und fallendem Druck und wird als

„anomaler K.F.“

bezeichnet.

b) Der normale K.F. ist von zahlreichen Beobachtern an den verschiedensten Gasen und Metallen gemessen; umstehende Tabelle enthält die Resultate in möglichster Vollständigkeit.

Zu den Zahlen der Tabelle ist zu bemerken, daß sie nicht alle gleich sicher sind, da sowohl durch geringe Verunreinigung des Gases, als auch durch chemische Reaktion zwischen Gas und Elektrode der K.F. geändert wird; z. B. steigt er von dem für reinen Stickstoff an Platin geltenden Wert 230 bis zu 340 in schwach unreinem Gas. Die Werte in zusammengesetzten Gasen sind deshalb nur sicher, wenn sie, wie es Rottgardt tat, in strömendem Gase gemessen sind; die älteren Zahlen von Capstick haben weniger Wert. Am sichersten in jeder Beziehung scheinen die Zahlen für die Edelgase He und Ar und von diesen besonders die an den edleren Metallen gemessenen. Aus der Reihe am Argon scheint hervorzugehen, daß die chemisch verwandten Metalle ungefähr gleichen K.F. haben (Rottgardt). Über vermutete Beziehungen zum Atomgewicht des Gases (z. B. für Cl_2 , Br_2 , J_2 an Platin) siehe Matthies, l. c.

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 24, 553 (1907).

Normaler Kathodenfall in Volt.

Gas	Pt	Cu	Ag	Au	Mg	Zn	Cd	Hg	Al	Sn	Pb	Sb	Bi	Fe	Ni	K-Na	K	Na	Na Amalgam
Luft . . .	340-350 W		260 Ra						215 E								172 120 Me G	185 Me	
H ₂	300 W	280 C	295 C		168 C	213 C			190 C					230 C		169 Me			
O ₂	369 370 C B				310 C				300-320 B										
N ₂	230 W				207 C			226 Me								125 Me	170 Me	178 Me	185 Me
Hg-Dampf .								340 W						389 H					
He	160 165 D Dm	177 D	162 D		125 D	143 D		142,5 D	141 D				137 D	161 D		78,5 M	69 Me	80 Me	
Ar	167 163 St Dm	130,7 Ro	131,7 Ro	131,6 Ro	117,9 Ro	118,9 Ro	119,8 Ro		100 Ro	123,8 Ro	123,5 Ro	135,4 Ro	135,6 Ro	130,7 Ro	132,5 Ro	63 Dm			
H ₂ O	469 C																		
NH ₃	370 G	380-385 G				330 G													
CO	490 G	484 G			478 G														
CO ₂	475 G	460 G			410 G														

Außerdem in: NO₂ NO N₂O
 387 365 331
 an Platin: G
 Cl₂ Ma Ro
 295 325
 Br₂ J₂
 335 377
 Ma
 HCl HBr
 330 350
 V V
 und in: K- Na- Rb- Cs-Dampf
 80 115 395 325-350
 an Eisen: G u. R

Erklärung der Abkürzungen.

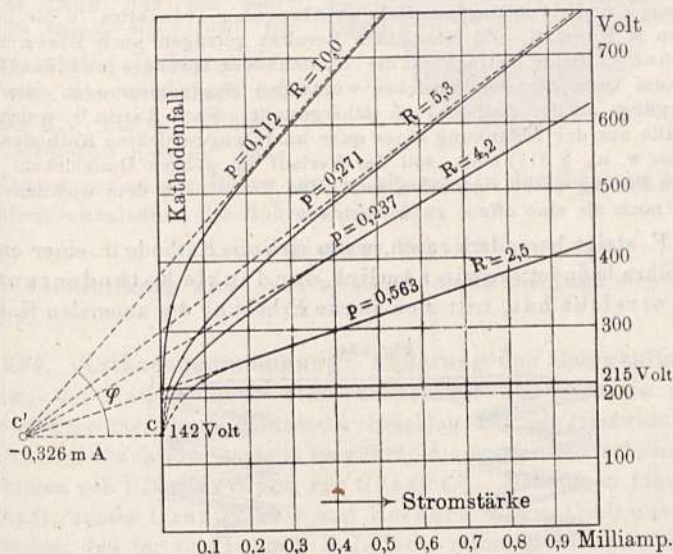
B = Bode, Phys. Zeitschr. 6, 618, (1905).
 C = Capetick, Proc. Roy. Soc. 63, 366 (1898).
 D = Defregger, Ann. d. Phys. (4) 12, 662 (1903).
 Dm = Dember, Diss., Berlin (1906).
 E = Eisenmann, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 297 (1912).
 G = Gehlhoff, Ann. d. Phys. (4) 24, 553 (1907);
 Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 963 (1910); 14, 960 (1912).
 G u. R = Gehlhoff und Rottgardt, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 492 (1910).
 H = Heuse, Ann. d. Phys. (4) 5, 670 (1901).
 Ma = Mathies, ebenda (4) 18, 473 (1905).
 Me = Mey, ebenda (4) 11, 445 (1903); Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 72 (1903).
 Ra = Raisch, Ann. d. Phys. (4) 36, 907 (1911).
 Ro = Rottgardt, Ann. (4) 33, 1161 (1910); ebenda ein Literaturnachweis.
 St = Strutt, Phil. Mag. (Marz 1900).
 V = Vegard, ebenda (6) 18, 465 (1909).
 W = Warburg, Wied. Ann. 31, 545 (1887); 40, 1 (1890).

Auffällig gering sind die Werte an den Alkalimetallen K und Na in Argon und Helium; da in diesen Gasen auch das Gefälle im + Licht sehr gering ist, so läßt sich in einer Röhre mit He-Füllung und Na-Elektroden schon mit 110 Volt Glimmstrom erhalten (Mey).

c) Anomaler Kathodenfall. Über den anomalen K.F. sind Untersuchungen unter anderen von Hittorf¹⁾, G. C. Schmidt²⁾, Stark³⁾, Skinner⁴⁾, Eisenmann⁵⁾, Aston⁶⁾ ausgeführt worden.

Formeln für den Zusammenhang zwischen i , p und E_K haben die vier letztgenannten Autoren aufgestellt. Eisenmann findet besonders übersicht-

Fig. 983.



liche Gesetzmäßigkeiten für den Fall, daß man die oben erwähnte Gehl-hoffsche Definition des K.F. zugrunde legt; dann ist nämlich an Aluminium in Luft der normale Fall gleich 215 Volt; der anomale Fall (Fig. 983) folgt der Gleichung einer Hyperbel, welche in dem Punkt $i = 0$ und $E_K = 142$ ihren Scheitel hat und deren Asymptote durch den Punkt c' bei $E = 142$ und $i = -0,326$ geht.

Die Gleichung lautet also:

$$E_K = 142 + tg \varphi \sqrt{i(i + 2 \cdot 0,326)} \dots \dots \dots (1)$$

dabei ist der Neigungswinkel φ der Asymptote gegeben durch

$$tg \varphi = 88,2 R \dots \dots \dots (2)$$

wo R die Länge des Dunkelraumes.

¹⁾ Wied. Ann. 21, 129 (1884). — ²⁾ Ann. (4) 1, 640 (1900). — ³⁾ Phys. Zeitschr. 3, 274 (1902); Ann. (4) 12, 31 (1903). — ⁴⁾ Phil. Mag. (6) 2, 616 (1901). — ⁵⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 297 (1912). — ⁶⁾ Proc. Roy. Soc. 79 (A), 80 (1907).

Die Veränderlichkeit der Dunkelraumlänge mit i berücksichtigt Eisenmann nicht und setzt offenbar einen Mittelwert ein. Dagegen findet Aston die Beziehung

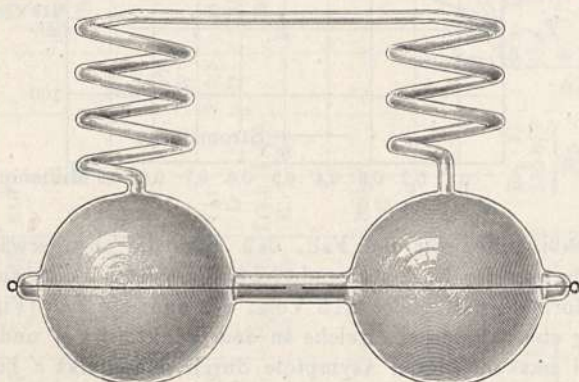
$$i R^3 p / E_K^2 = \text{const.} \dots \dots \dots (3)$$

Das Anwachsen der Elektrodenspannung bei sehr kleinen Drucken (vgl. § 309, Schluß) rührt lediglich von dem anomalen Kathodenfall her. Im Gebiete des anomalen K. F. ist die Charakteristik der Röhre eine steigende, also die Entladung auch ohne Vorschaltwiderstand stabil. Über Störungen durch Unreinheit der Kathode siehe unten § 318.

d) Potentialverlauf im dunkeln Kathodenraum. Für eine ebene Kathode steigt nach Messungen von Wehnelt¹⁾ das Potential mit wachsendem Abstand von der Kathode erst schnell, dann langsamer an. An der Kathode selbst findet ein von i und p abhängiger Potentialsprung (von etwa 70 bis 100 Volt bei normalem K. F.) statt. Zu ähnlichem Resultat gelangen auch Eisenmann²⁾ und Westphal³⁾. Beide betrachten die Existenz des Sprunges und den Verlauf im Dunkelraum trotz der dort unsicher werdenden Sondenmessungen (die Sonde stört die Vorgänge an der Kathode) als sichergestellt. Nach Aston⁴⁾, welcher das Potentialgefälle aus der Ablenkung eines quer hindurchgeschickten Kathodenstrahlbündels (siehe w. u., § 315) maß, soll der Verlauf im ganzen Dunkelraum geradlinig und ein Sprung nicht vorhanden sein. Die Frage nach dem wirklichen Verlauf ist also noch als eine offene zu betrachten.

Der K. F. steigt besonders rasch, wenn sich die Kathode in einer eng anliegenden Röhre befindet; sowie nämlich der dunkle Kathodenraum die Glaswand erreicht hat, tritt eine starke Erhöhung des anomalen K. F. ein.

Fig. 984.



Eine sehr starke Erhöhung der gesamten Elektrodenspannung erhält man, wenn die Elektroden einander so weit genähert werden, daß die Anode sich ganz im Crookeschen Dunkelraum befindet⁵⁾.

Aus dem Zusammenwirken der genannten Umstände erklärt sich die Wirkungsweise der Hittorfschen⁶⁾ „Umwegröhre“ (Fig. 984): „Die Ent-

¹⁾ Ann. (4) 10, 542 (1903).

²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 297 (1912).

³⁾ Ebend. 12, 275 (1910); 14, 223 (1912).

⁴⁾ Proc. Roy. Soc. 84 (A), 525 (1911).

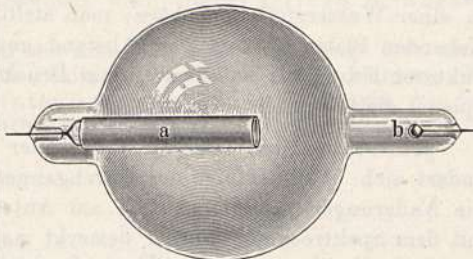
⁵⁾ Näheres über das Verhalten der Anode im Dunkelraum siehe E. Wiedemann, Wied. Ann. 20, 764 (1883); A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 37, 333 (1884).

⁶⁾ Wied. Ann. 21, 96 (1884).

ladung wählt nicht den direkten Weg zwischen den Elektroden, sondern fließt durch die fast 4 m lange Spirale. Man erkennt aus alledem, daß eine Röhre bei um so tieferen Drucken noch Entladungen hindurchläßt, je größer die Kathode und je größer der Abstand derselben von den Glaswänden ist¹⁾. Bei den allergrößten erreichbaren Verdünnungen scheint allerdings auch im positiven Teil der Entladung ein erhöhtes Gefälle aufzutreten²⁾.

e) Ventilwirkung³⁾. Wenn in der in Fig. 985 abgebildeten Röhre der Strom von *a* nach *b* fließt, so ist der K. F. an der kleinen Kathode anomal, also sehr hoch; es kann nur ein sehr schwacher Strom hindurch. In der umgekehrten Richtung dagegen, wenn also *a* Kathode ist, bleibt der K. F. bis zu viel höheren Stromstärken normal. Eine Wechselspannung an der Röhre vermag also nur in der Richtung *ba* starken Strom hindurchzulassen, die Röhre wirkt als

Fig. 985.



„elektrisches Ventil“.

Die Ventilwirkung wird noch verstärkt durch die Lage von *b* in enger Glasröhre.

§ 314. Kathodenzerstäubung; Änderung des Gasinhalts. In der Umgebung der Kathode bildet sich nach einiger Zeit stets ein mehr oder weniger dichter metallisch glänzender Beschlag auf der Glaswand, der von zerstäubtem Kathodenmetall herrührt; die ersten Beobachtungen dieser Art stammen von Plücker⁴⁾ und von Gassiot⁵⁾. Messungen führten zuerst Crookes⁶⁾, später Granqvist⁷⁾ und Holborn u. Austin⁸⁾ aus; die letzteren fanden, daß für $i = 0,6$ mA. in Luft die während 30' zerstäubte Metallmenge y in Milligramm durch folgende Formel darstellbar sei:

$$y = k \frac{A}{n} (E_K - 495) \cdot 10^{-7} \dots \dots \dots (1)$$

wobei A = Atomgewicht, n = Wertigkeit, E_K = Kathodenfall, ferner $k = 163$ für Ag, Pt, Ir, Cu, Ni und $k = 187$ für Ag, Bi, Pd, Sb, Rh. Silber gehört bald zur einen, bald zur anderen Gruppe, ohne daß die Verfasser den Grund angeben könnten. Die Formel hat eine gewisse Verwandtschaft mit Faradays elektrolytischem Gesetz; für $E_K = 1180$ bzw. 1090 Volt würde die zerstäubte Menge gleich der im Voltmeter abgelesenen sein. Abweichend von der Formel verhalten sich Al und Fe, die fast gar nicht zerstäuben, und Au, das zu stark zerstäubt.

1) Vgl. J. Stark, Phys. Zeitschr. 3, 165 (1901).
 2) Lilienfeld, Ann. d. Phys. (4) 32, 673 (1910); Sächs. Akad. Ber. 4. Dez. 1911.
 3) Hittorf, Pogg. Ann. 136, 198 (1869).
 4) Pogg. Ann. 103, 90 (1858).
 5) Phil. Trans. (1858).
 6) Proc. Roy. Soc. 50, 88 (1891).
 7) Ebenda (1898).
 8) Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 4, 101 (1903).

Nach neueren Untersuchungen¹⁾ rührt die Zerstäubung im wesentlichen von auf die Kathode zufliegenden Atomstrahlen (siehe § 324) her.

Über die Größe der abgeschleuderten Metallteilchen hat Houllévigüe²⁾ Messungen ausgeführt und Durchmesser von 22 bis $26 \cdot 10^{-6}$ mm für Ag gefunden.

Technisch wird die Kathodenzerstäubung zur Herstellung dünner Metallspiegel auf Glas, Glimmer usw. verwandt³⁾. Die Spiegel gelingen am besten in einer Wasserstoffatmosphäre; man stellt eine ebene Kathode der zu überziehenden Platte in etwa 2 cm Abstand gegenüber und läßt den Strom (Induktorentladungen) bei etwa 0,1 mm Druck so lange hindurchgehen, bis der Spiegel die gewünschte Dicke hat⁴⁾.

Änderung des Gasinhaltes. Der Gasinhalt von Entladungsröhren ändert sich häufig infolge des Durchganges von Entladungen; man bemerkt die Änderungen schon äußerlich am Aussehen der Entladung, besser aber mit dem Spektroskop. Ferner bemerkt man starke Zu- oder Abnahmen des Gasdrucks, sowie der Elektrodenspannung.

Als Ursachen dieser Veränderungen kommen in Betracht:

1. Chemische Zersetzung des Gases⁵⁾.
2. Entstehung von Verbindungen zwischen Teilen des Gases oder zwischen dem Gase und den Elektroden⁶⁾.
3. Abgabe von okkludierten Gasen aus den Elektroden oder Absorption von Gas durch die Elektroden oder Glaswände.
4. Verunreinigung des Gases durch Fettdämpfe (aus den Hähnen und Schläufen der Pumpenleitung) oder durch Quecksilber (aus der Pumpe).

Zu 1 sei auf einen schönen Demonstrationsversuch von Zenneck⁶⁾ hingewiesen, welcher den stufenweisen Zerfall von NO_2 zeigt.

Zu 2 ist die Bildung von Ozon (O_3) aus Sauerstoff (O_2) zu erwähnen⁷⁾; ferner die Bildung einer chemisch-aktiven Form des Stickstoffs nach Strutt⁸⁾, sowie die Bildung noch unbekannter Stickoxyde nach Warburg und Leithäuser⁹⁾.

Verbindungen mit den Elektroden treten u. a. ein bei Alkalimetallkathoden (Kalium und Natrium), welche deshalb auch zur Reinigung der Gase von beigemengtem C_2 , N_2 , H_1 und CO benutzt werden [siehe u. a. K. Mey¹⁰⁾ u. Gehlhoff¹¹⁾]. Geringe O_2 -Spuren beseitigt man nach Warburg¹²⁾ durch Na, welches elektrolytisch durch die erhitzte Glaswand eingeführt wird (vgl. § 166).

¹⁾ Siehe den ausführlichen Bericht von V. Kohlschütter in Starks Jahrb. **9**, 355 (1912).

²⁾ Compt. rend. **150**, 1237, 1683 (1910).

³⁾ Wright, Sil. Journ. **13**, 49, **14**, 169 (1877); Kundt, Wied. Ann. **27**, 59 (1886).

⁴⁾ Nähere Angaben bei Rümelin, Phys. Zeitschr. **13**, 1222 (1912).

⁵⁾ Zusammenfassendes Referat von E. Warburg in Jahrb. d. Radioakt. **6**, 181 (1909).

⁶⁾ Phys. Zeitschr. **12**, 972 (1911).

⁷⁾ „Ozon“, von Schönbein (1844) entdeckt. Ausführlicher Bericht über Ozonbildung von Warburg, Starks Jahrb. **6**, 181 (1909).

⁸⁾ Proc. Roy. Soc. **85** u. **86** (1911).

⁹⁾ Ann. d. Phys. (4) **20**, 743 (1906); **23**, 209 (1907); **28**, 313 (1909).

¹⁰⁾ Ann. (4) **11**, 127 (1903).

¹¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 271 (1911).

¹²⁾ Wied. Ann. **40**, 1 (1890).

Die Verbindung von Knallgas zu Wasser hat Kirkby¹⁾ experimentell und theoretisch untersucht.

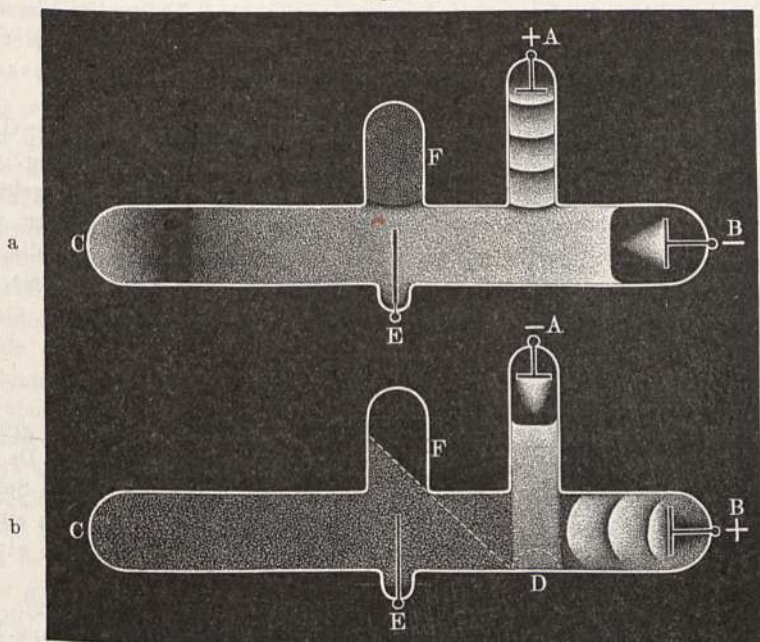
Zu 3: Die „Selbstevakuierung“ zugeschmolzener oder die Verunreinigung des Gasinhaltes frisch ausgepumpter Röhren ist ein häufig lästig empfundener Übelstand. Nach Skinner²⁾ und Chrisler³⁾ geben die meisten Metalle als Kathode Wasserstoff ab, während sie als Anode absorbieren, und zwar anfangs in der dem Faradayschen Gesetz entsprechenden Menge, später weniger; offenbar diffundiert dann ein Teil des absorbierten Gases wieder heraus. Kohlekathoden geben Stickstoff ab, welcher auch von allen Anoden absorbiert wird. Sehr geringe H₂-Abgabe zeigt Nickel.

Je nachdem die Gasabgabe oder die Absorption überwiegt, steigt oder sinkt der Druck in der Röhre. Durch die Erhitzung der Röhre im Betrieb kann die Abgabe vermehrt werden. Nach Swinton⁴⁾ wird ein Teil des Gases auch von den Glaswänden absorbiert und kann durch Erhitzen wieder ausgetrieben werden.

B. Die elektrischen Strahlen.

§ 315. Kathodenstrahlen⁵⁾. a) Allgemeines. Zur Beobachtung der Haupteigenschaften der nunmehr zu besprechenden Kathodenstrahlen eignet

Fig. 986.



Etwa $\frac{1}{3}$ nat. Größe.

sich die in Fig. 986 abgebildete Röhre; zum Betriebe dient ein mittelgroßes Induktorium oder eine kräftige Influenzelektriermaschine. Es gelte

¹⁾ Proc. Roy. Soc. 85 (A), 151 (1911). — ²⁾ Phys. Zeitschr. 6, 610 (1905). — ³⁾ Ebenda 10, 745 (1909). — ⁴⁾ Chem. News 95, 134 (1907). — ⁵⁾ Siehe auch G. C. Schmidt, „Die Kathodenstrahlen“, Braunschweig 1907.

zunächst Fig. 988 a, also *A* Anode und *B* Kathode. Wenn der Gasdruck unter etwa 0,1 mm gesunken ist, so bemerkt man, wie das — Glimmlicht, unabhängig von der Lage der Anode, bei wachsender Verdünnung des Gases immer weiter geradeaus vordringt und dabei an Intensität immer mehr abnimmt; gleichzeitig aber bemerkt man ein immer stärker werdendes und namentlich am Ende *C* der Röhre sehr kräftiges grünes Leuchten der Glaswand¹⁾. In dem Leuchtfleck bei *C* bemerkt man einen dunklen, bis über die Mitte hinaufreichenden Streifen, der offenbar eine Art „Schatten“ des Drahtes *E* ist. Durch Berühren mit der Hand stellt man fest, daß das Glas bei *C* ziemlich heiß wird.

Die Stromrichtung werde jetzt umgekehrt, also *A* zur Kathode, *B* zur Anode gemacht (Fig. 986 b). Das Leuchten des Glases zeigt sich jetzt als scharf begrenzter, sehr heißer Fleck bei *D*. Das negative Glimmlicht zeichnet sich bei nicht zu tiefen Drucken als scharf begrenztes Bündel im Gase; die positiven Schichten sind auf den Raum zwischen dem Glimmlichtbündel und die Anode beschränkt. Die Strecke *DC* ist mit einem fahlen Lichtschimmer erfüllt, der sich auch noch ein Stück in das Rohr *F* hinein erstreckt, wo er in einer scharfen Grenze aufhört, deren Richtung auf den Rand von *D* hinzeigt. Das Leuchten des Gasrestes ist am besten bei Sauerstofffüllung zu sehen, doch verbraucht sich dieser sehr schnell.

Das Leuchten des Glases wird wegen seiner Ähnlichkeit mit dem entsprechenden optischen Vorgang meist als Fluoreszenz, oder auch nach E. Wiedemann²⁾ als Lumineszenz, spezieller als Kathodolumineszenz bezeichnet.

Wir folgern aus der starken Licht- und Wärmeproduktion auf der Glaswand, sowie aus ihrer geometrischen Begrenzung und Schattenbildung, daß dieselbe von einer Energieform herrührt, die, von der Kathode ausgehend, sich geradlinig im Raume ausbreitet und, von festen Körpern aufgehalten, sich in Wärme- oder Lichtenergie verwandelt³⁾. Wir betrachten deshalb die Erscheinung als eine Art von „Strahlen“ [Hittorf⁴⁾] und führen für sie, da sie von der Kathode ausgehen [nach Goldstein⁵⁾], den Namen

„Kathodenstrahlen“

ein. (Im folgenden abgekürzt: K-Str.)

b) Ausbreitung der K-Str. Der Fleck bei *D* ist ein wenig größer als der Rohrquerschnitt, die Strahlen sind also ein wenig divergent. Da die Ränder des Fleckes *D* ebenso wie der Schatten von *E* (bei der ersten Schaltung) scharf begrenzt sind, so können die Strahlen entweder nur von einem Punkt der Kathode, oder aber von jedem Punkte derselben nur in einer

¹⁾ Erste Erwähnung des Glasleuchtens bei Davy, Gilb. Ann. (1822). Zusammenhang mit dem negativen Glimmlicht erkannt von Plücker, Pogg. Ann. 103, 89 (1858). Man vgl. auch Fig. 973 k und l, auf denen sich die leuchtende Glaswand mit abgebildet hat. Die Farbe hängt von der Glassorte ab, grün ist das Licht für das gewöhnliche Thüringer Glas.

²⁾ Wied. Ann. 34, 446 (1888).

³⁾ Über die Umwandlung eines Teiles der Energie in „Röntgenstrahlen“ s. w. u. § 330 ff.

⁴⁾ Pogg. Ann. 136, 1, 197 (1869).

⁵⁾ Berl. Ber. (1876). Ferner „Über eine neue Art elektrischer Abstoßung“. Berlin 1880.

bestimmten Richtung, und zwar annähernd senkrecht zur Oberfläche, ausgehen; daß die zweite Alternative die richtige ist, folgt aus Versuchen von Goldstein, wonach jede Rauigkeit auf der Kathodenfläche, also z. B. darauf eingeritzte Buchstaben, sich als Helligkeitsdifferenzen auf der leuchtenden Glaswand *i* wiederfinden.

Ein bekannter Demonstrationsapparat für die Ausbreitungsweise der Kathodenstrahlen ist die in Fig. 987 abgebildete Röhre nach Crookes, die wohl keiner Erklärung bedarf.

Aus der Emission senkrecht zur Kathodenfläche folgt die Möglichkeit, die Strahlen mittels einer hohlspiegelförmigen Kathode (Fig. 988) zu konzentrieren und im „Brennpunkt“, d. i. etwa im Kugelmittelpunkt¹⁾, ein Platinblech bis zur Weißglut zu erhitzen (Crookes).

c) Einwirkung auf das Gas. Da sich die von *A* (Fig. 986 b) ausgehenden Strahlen im Gase blau leuchtend abzeichnen, so liegt die Annahme nahe, daß das negative Glimmlicht nichts weiter ist, als die bei der Absorption der Kathodenstrahlen im Gase erregte Lumineszenz [Goldstein²⁾]. Damit erklärt sich das weitere Vordringen des Glimmlichtes bei abnehmendem Druck; es erklärt sich aber auch die Intensitätsabnahme des Glimmlichtes, da die Intensität ja offenbar proportional einerseits der Strahlungsintensität, andererseits der Absorption pro Volumeinheit sein muß. Da das Glimmlicht bei der ersten Schaltung (Fig. 986 a) auch in dem Seitenrohr *F*, wenn auch schwächer bemerkbar ist, da es bei der zweiten Schaltung (Fig. 986 b) die ganze Röhre und den Beginn von *F* erfüllt, so ist anzunehmen, daß die Kathodenstrahlen nicht nur absorbiert, sondern auch diffus zerstreut werden, oder daß von den getroffenen Gasteilchen sekundäre Strahlen ausgehen, die ihrerseits das Gas zum Leuchten erregen

Fig. 987.

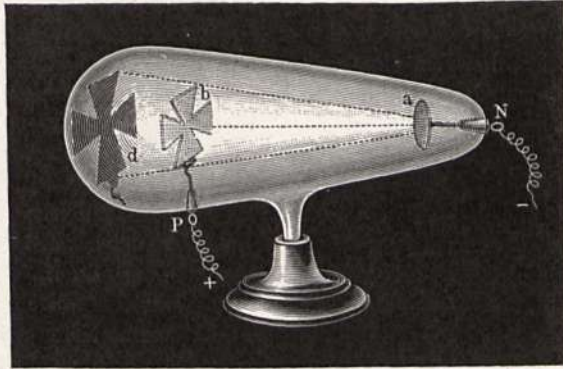


Fig. 988.



¹⁾ Die elektrostatische Einwirkung des Kathodenfalles (siehe auch Abschnitt g) bewirkt eine Abweichung von der Geradlinigkeit und damit allmähliches Fortrücken des Schnittpunktes bei wachsender Verdünnung. [Goldstein, Wied. Ann. 51, 662 (1894); Swinton, Proc. Roy. Soc. 61, 79 (1897). — ²⁾ Berl. Ber., S. 905 (1897).

(Goldstein). Demnach kann in dem Ansatzrohr F (Fig. 986 b) das Gas nur soweit leuchten, als sich von einem Punkte des primären Bündels AD aus gerade Linien hindurchziehen lassen.

d) Die Lichterregung durch K-Str. wurde zuerst von Crookes systematisch untersucht. Ein Verzeichnis leuchtender Körper findet sich bei Stürtz¹⁾, sowie in der eingangs zitierten Monographie von Schmidt. Über die chemisch-physikalischen Eigenschaften der lumineszierenden Körper, namentlich über den bedeutenden Einfluß sehr geringer Beimengungen (ganz reine Körper lumineszieren nicht), sei auf die neueren Untersuchungen von E. Wiedemann und Schmidt²⁾, Lenard und Klatt³⁾, Goldstein⁴⁾ hingewiesen.

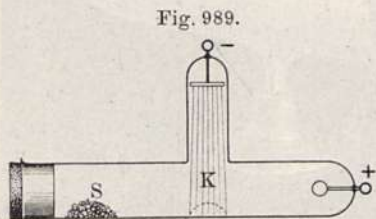
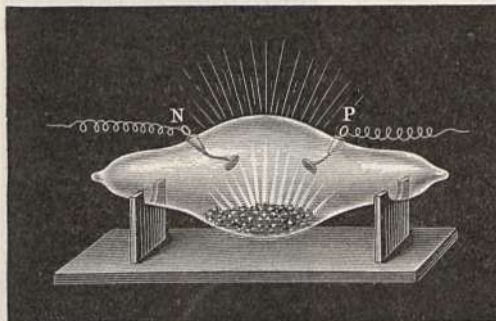


Fig. 989.

Zur raschen Untersuchung von Substanzen auf ihr Lumineszenzvermögen dient die in Fig. 989 abgebildete Röhre, welche durch einen Schriff oder einen Gummischlauch so mit der Pumpe verbunden wird, daß man durch Neigen der Röhre die gepulverte Substanz s durch das Kathodenstrahlbündel k hindurchlaufen lassen kann. Man beobachtet dann zugleich auch etwaiges Nachleuchten und schützt die Substanzen vor schädigenden Veränderungen durch zu lange Bestrahlung.

Fig. 990.



Für Dauerpräparate dienen Röhren der in Fig. 990 dargestellten Form nach Crookes.

Von leicht zu beschaffenden Leuchtkörpern seien hier genannt: Uranglas, Kreide, Perlmutter, Flußspat, Balmainsche Leuchtfarbe (CaS), Sidotblende (ZnS) und Bariumplatincyanür; letzteres leuchtet äußerst intensiv, hält aber keine lange Bestrahlung aus.

Über die Abhängigkeit der Leuchtfarbe fester und gasförmiger Körper von den Entladungsbedingungen, d. h. von der Geschwindigkeit der K-Str. siehe unter anderen Reichenheim⁵⁾, Gehrcke und Seeliger⁶⁾, Fulcher⁷⁾.

e) Salzfärbungen. Viele Salze werden durch Kathodenstrahlen in wenigen Sekunden oberflächlich, aber intensiv gefärbt [Ed. Becquère⁸⁾ und Goldstein⁹⁾]; zum Nachweis kann man die Röhre (Fig. 989) benutzen. So wird NaCl gelbbraun, KCl wird violett, KBr blau usw. Erwärmung — also auch die Erhitzung durch zu starke Entladungen — sowie Belichtung zerstören die Farbe wieder. Die Färbung soll nach Elster und Geitel¹⁰⁾ auf einer Reduktion des Salzes und Ausscheidung des Metalles als so-

¹⁾ Wied. Ann. **8**, 528 (1879). — ²⁾ Ebenda **54**, 618 (1895); **56**, 204 (1895). — ³⁾ Ebenda **38**, 90 (1889). — ⁴⁾ Berl. Ber., S. 818 (1900). — ⁵⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 45 (1909). — ⁶⁾ Ebenda **14**, 335, 1023 (1912). — ⁷⁾ Physik. Zeitschr. **13**, 1137 (1912). — ⁸⁾ Compt. rend. **101**, 205 (1885). — ⁹⁾ Wied. Ann. **54**, 371 (1895); **60**, 491 (1897); **62**, 599 (1897). — ¹⁰⁾ Ebenda **59**, 487 (1896).

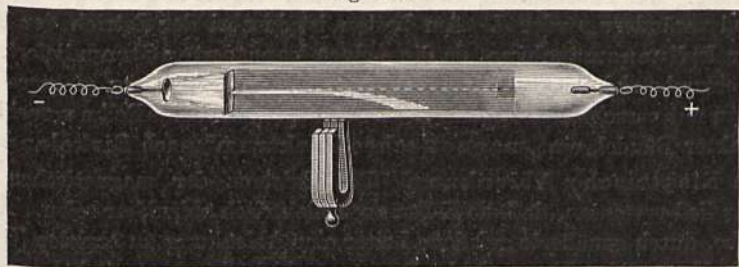
genannte feste kolloidale Lösung im Salze beruhen. Neuere Untersuchungen¹⁾ haben diese Theorie bestätigt, namentlich hat Siedentopf²⁾ die ausgeschiedenen Na-Teilchen in NaCl-Kristallen im Ultramikroskop direkt nachgewiesen.

Da (siehe unten § 321) die K-Str. negative Ladungen mit sich führen, und diese durch das schwach und zwar elektrolytisch leitende Salz weiter fließen, so muß die getroffene Salzoberfläche sich verhalten wie eine elektrolytische Kathode, das Salz muß also reduziert, Metall muß ausgeschieden werden.

Wie die Phosphoreszenz, so scheint auch die Färbung an das Vorhandensein minimaler Verunreinigungen gebunden zu sein (Goldstein³⁾). Über die Färbung metallfreier Verbindungen sowie chemischer Elemente bei tiefen Temperaturen s. Goldstein⁴⁾.

f) Magnetische Ablenkung. Nähert man der Röhre (Fig. 986 a) einen Magnet derart, daß die Kraftlinien von unten nach oben verlaufen, so werden die Strahlen, wie man an dem Wandern des Leuchtflecks und des Drahtschattens erkennt, nach links (für einen in Richtung der Strahlen

Fig. 991.



blickenden Beschauer) abgelenkt. Deutlicher erkennt man die Art der Ablenkung an der Röhre Fig. 991, in der sich die Strahlen auf einem streifend getroffenen, mit Leuchtfarbe bestrichenen Glimmerschirm abzeichnen. Die Ablenkung läßt sich mit den Worten Hittorfs⁵⁾ beschreiben:

Die K-Str. verhalten sich im Magnetfelde wie elastische, biegsame Stromleiter, die an der Kathode befestigt, im übrigen frei beweglich sind und in denen der Strom auf die Kathode zu fließt.

Ein solcher Leiter hat das Bestreben, wie der Versuch Fig. 576 zeigt, sich spiralg um die Kraftlinien herumzurollen; daß dies in genügend kräftigen Feldern auch die Kathodenstrahlen tun, zeigt die in Fig. 992 dargestellte Anordnung nach Hittorf. Die Kathode ist die Endfläche eines dünnen Drahtes, der von einem Glasrohr umhüllt ist, so daß nur ein ganz schmales Strahlenbündel entsteht, das sich im Gase scharf abzeichnet.

Die von dem spiralgigen K-Str.-Bündel ausgehenden Sekundärstrahlen sind bedeutend stärker ablenkbar und vereinigen sich zu einem nicht entwirrbaren Bündel ganz enger Spiralen, die alle zusammen den Eindruck eines den Kraftlinien parallel laufenden — weil von einer Kraftrohre begrenzten — Lichtbündels machen. Diese scheinbare Anordnung des negativen Glimmlichtes längs der Magnetkraftlinien entdeckte Plücker⁶⁾ im Jahre 1858. Einige neuere Autoren, wie Villard⁷⁾ und Righi⁸⁾, behaupten die Existenz einer sich tatsächlich längs der Kraftlinien be-

¹⁾ Literatur bei Schmidt, l. c.; ferner: Sterba, Wien. Ber. **116** (IIb), 295 (1907); Jahrb. d. Radioakt. **4**, 306 (1907). — ²⁾ Phys. Zeitschr. **6**, 855 (1905). — ³⁾ Ebenda **3**, 149 (1901). — ⁴⁾ Ber. D. chem. Ges. **36**, 1976 (1903). — ⁵⁾ l. c. — ⁶⁾ Pogg. Ann. **103**, 151 (1858). — ⁷⁾ Le Radium **3**, 97 (1906). — ⁸⁾ Phys. Zeitschr. **11**, 158 (1910); **12**, 835 (1911).

wegenden Strahlenart, die sie als „Magnetokathodenstrahlen“ oder „Magnetische Strahlen“ bezeichnen. Die Frage ist noch nicht völlig aufgeklärt.

Mit sinkendem Gasdruck und steigendem Strom nimmt die magnetische Ablenkung ab; die weiter unten (§ 321) zu besprechenden Messungen zeigen, daß für die Ablenkung einzig die mit p und J variable Elektrodenspannung E maßgebend ist; je größer E , desto kleiner die

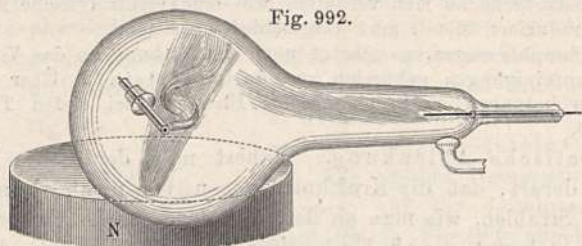


Fig. 992.

Ablenkung. Zur Beobachtung klemme man den Magnet in geeigneter Stellung fest und verändere p oder J . Am besten ist hierbei der Betrieb der Röhre mit der Influenzmaschine, da diese einen konstanten Strom liefert. Bei Induktoriumbetrieb erhält man meist bei jeder Unterbrechung mehrere Entladungen mit verschiedener Spannung und entsprechend eine Reihe verschieden abgelenkter Bündel, ein „magnetisches Spektrum“ nach Birkeland¹⁾.

g) Elektrische Ablenkung. Die Existenz der magnetischen Ablenkung ließ vermuten, daß die K-Str. auch elektrisch ablenkbar seien. Ältere Versuche, durch genäherte geladene Leiter eine Ablenkung zu erzielen [Goldstein²⁾, Hertz³⁾], schlugen fehl. Dagegen erhielt Jaumann⁴⁾ bei rascher Annäherung oder Entfernung geladener Körper eine momentane Ablenkung. Erst J. J. Thomson⁵⁾ gelang es, den Grund für die früheren Mißerfolge zu finden und eine dauernde elektrostatische Ablenkung zu erhalten: Der Ablenkungsversuch gelingt nur bei sehr geringem Druck ($p < 0,01$ mm).

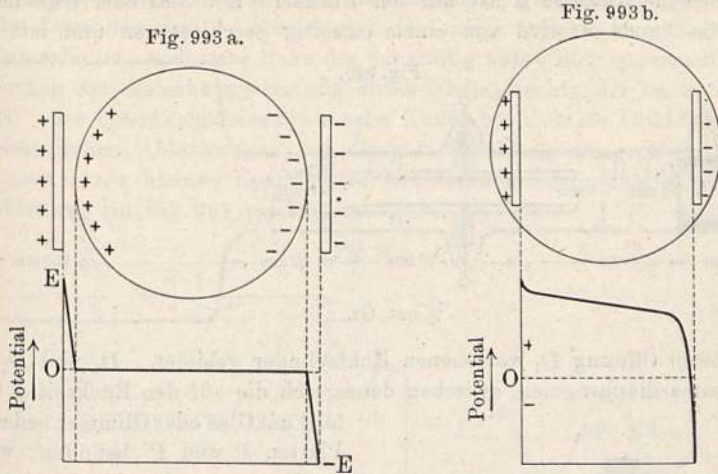
Erzeugt man nämlich das ablenkende elektrische Feld durch zwei außerhalb der Röhre angelegte Kondensatorplatten PP (Fig. 993 a), so entstehen wegen der Leitfähigkeit des durchströmten Gases bei höheren Drucken sofort kompensierende Wandladungen, die das Feld im Inneren der Röhre vernichten (Hertz⁶⁾), wie das Diagramm 993 a andeutet. Aber auch im Inneren der Röhre befindliche Platten (Fig. 993 b) geben im leitenden Gase kein homogenes Feld, sondern dieses beschränkt sich, sowie zwischen den Platten ein Stromübergang stattfindet — ganz wie das Längsfeld in jeder weit ausgepumpten Röhre — auf die Umgebung der Kathode (Schuster⁷⁾), und ein in der Mitte verlaufendes Strahlenbündel erfährt wiederum keine merkliche Ablenkung. Der Druck muß deshalb so niedrig sein, daß die Strahlen keine Entladung zwischen den Platten mehr auslösen.

Zur Demonstration der elektrostatischen Ablenkung benutzt man am besten die in § 316 zu beschreibende Braunsche Röhre. Die Strahlen werden nach der positiven Platte hin abgelenkt.

Als eine elektrostatische Ablenkung wurde durch Kaufmann und Aschkinass⁸⁾, die von Goldstein⁹⁾ entdeckte „Deflexion“ der K-Str. erkannt¹⁰⁾,

¹⁾ Compt. rend. **123**, 52 (1896), **126**, 228 (1897). — ²⁾ l. c. — ³⁾ Wied. Ann. **19**, 782 (1883). — ⁴⁾ Ebenda **59**, 252 (1896), **64**, 262 (1898). — ⁵⁾ Phil. Mag. **44**, 293 (1897). — ⁶⁾ l. c. — ⁷⁾ Proc. Roy. Soc. **37**, 331 (1884). — ⁸⁾ Wied. Ann. **62**, 588 (1897). — ⁹⁾ l. c. — ¹⁰⁾ Eine dahingehende Vermutung schon bei Schuster, l. c.

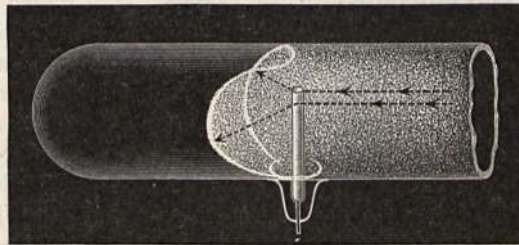
d. i. die Abstoßung eines K-Str.-Bündels durch eine zweite Kathode. Wenn man in Fig. 986a den Draht *E* mit der Kathode verbindet, so springt



der Schatten weit auseinander, wie Fig. 994 es andeutet. Ist die Verbindung schlecht leitend — angefeuchtete Schnur —, so ist die Ablenkung geringer.

Daß eine Anode nicht in entsprechender Weise anziehend auf die Strahlen wirkt, rührt von dem Fehlen eines entsprechenden Feldes an der Anode her. Bringt man jedoch in eine mit H_2 gefüllte Röhre etwas Jod, so erhöht sich der Anodenfall bedeutend (vgl. § 311) und es entsteht eine kräftige Anziehung der Strahlen¹⁾.

Fig. 994.



§ 316. Die Braunsche Röhre. Da die K-Str. magnetischen und elektrischen Kräften praktisch verzögerungsfrei²⁾ folgen, so kann man eine geeignet geformte Röhre als trägheitsloses Meßinstrument für rasch veränderliche Ströme und Spannungen benutzen. Vor dem Oszillographen hat eine solche Anordnung den Vorzug der Billigkeit und des höheren Frequenzbereiches.

Eine geeignete Röhrenform wurde zuerst von F. Braun³⁾ angegeben; deshalb wird der Apparat nach ihm benannt. Verbesserungen wurden dann

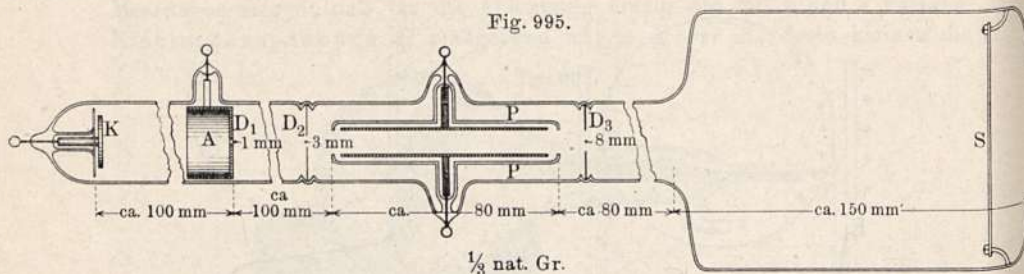
¹⁾ Reichenheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **II**, 168 (1909).

²⁾ Die Ablenkung kann hinter rasch veränderlichen Kräften höchstens um eine Zeit zurückbleiben gleich derjenigen, die die Strahlen zum Durchlaufen ihrer Bahn vom Orte des ablenkenden Feldes bis zum Auffangeschirm gebrauchen; da die Strahlgeschwindigkeit $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{5}$ der Lichtgeschwindigkeit (siehe weiter unten § 321 und 322), so ist eine Verzögerung nur gegenüber sehr raschen elektrischen Schwingungen von einigen Metern Wellenlänge bemerkbar und dient dann zur Bestimmung der Strahlgeschwindigkeit.

³⁾ Wied. Ann. **60**, 552 (1897).

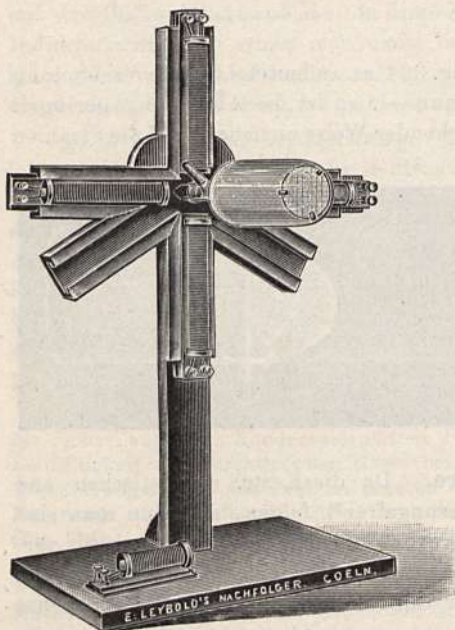
von Zenneck¹⁾ und Wehnelt²⁾ angebracht. Fig. 995 zeigt die Röhre im Durchschnitt nach den Angaben der genannten Verfasser.

Die ebene Kathode *K* ist auf der Rückseite mit Glas oder Glimmer bedeckt, die Anode *A* wird von einem einseitig geschlossenen und mit einer



1 mm weiten Öffnung D_1 versehenen Hohlzylinder gebildet. D_2 und D_3 sind zwei Glimmerdiaphragmen, zwischen denen sich die auf den Rückseiten ebenfalls

Fig. 996.



falls mit Glas oder Glimmer bedeckten Platten *P* und *P'* befinden, welche zur Erzeugung des ablenkenden elektrischen Feldes dienen. Die Strahlen treffen schließlich auf einen mit Leuchtfarbe überzogenen Glimmerschirm *S*. Für Messungszwecke kann dieser mit einer in den Überzug eingeritzten Quadrattteilung versehen werden.

Periodische Vorgänge werden im rotierenden Spiegel betrachtet, oder es werden durch Kombination aufeinander senkrechter Ablenkungen Lissajoussche Kurven (vgl. Bd. I, § 229) erzeugt³⁾.

Fig. 996 zeigt ein von Simon und Reich⁴⁾ angegebenes Universalgestell, auf welches die ablenkenden Stromspulen leicht in passender Lage aufgeschoben werden können.

Für gutes Funktionieren der Röhre ist wesentlich eine kräftig wirkende Influenzmaschine — am besten mit mehreren Platten — sowie dicke, eventuell umhüllte Zuleitungen zur Vermeidung von Ausströmungen, welche

¹⁾ Wied. Ann. **69**, 838 (1899).

²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 29 (1903).

³⁾ Andere Anordnungen: Wehnelt und Donath, Wied. Ann. **69**, 861 (1899), Photographie auf bewegter Platte; Zenneck, Wied. Ann. **69**, 838 (1899); Simon und Reich, Phys. Zeitschr. **2**, 284 (1901), periodische Ablenkung in vertikaler Richtung; der Zeit proportionale Ablenkung durch einen gleichmäßig wachsenden Strom in horizontaler Richtung. Ferner neueste Anordnung zur Photographie auf bewegter Platte bei Zenneck, Phys. Zeitschr. **14**, 226 (1913).

⁴⁾ l. c.

Flackern bewirken. Ausströmungen an den Belegungen der Maschine werden durch Näherung einer geerdeten Spitze beseitigt, welche zwar die Wirkung der Maschine etwas schwächt, aber die Entladung gleichmäßiger macht.

Im folgenden sind die Schaltungen für einige typische Versuche schematisch angedeutet, und zwar links die Schaltung nebst Röhrenquerschnitt und Andeutung der Ablenkungsrichtung durch Pfeile, rechts die im rotierenden Spiegel oder direkt als Lissajoussche Kurve beobachtete Lichtfigur. Sind die elektrischen Ablenkungen bei direkter Schaltung zu groß, so schaltet man noch einen kleinen Kondensator mit veränderlichem Plattenabstand in die Zuleitung (in Fig. 997 punktiert).

Fig. 997.

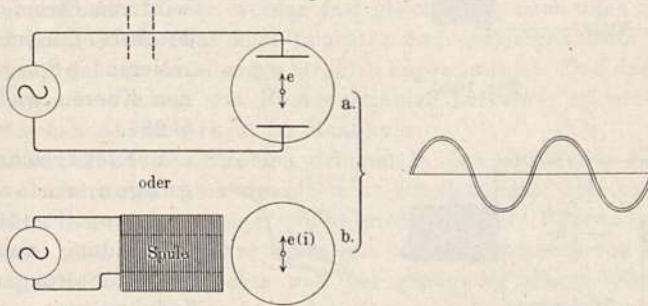
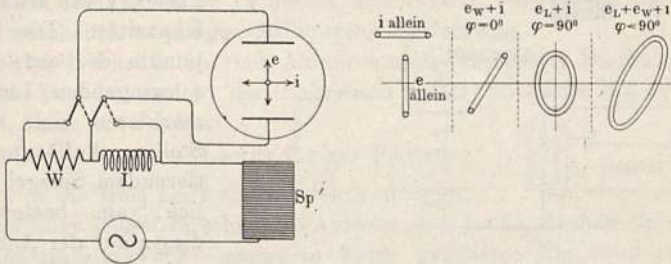


Fig. 998.



1. Wechselspannung oder -strom. Die Spannung kann man entweder elektrostatisch (Fig. 997a) oder mittels einer dünndrähtigen, viellagigen Spule magnetisch (Fig. 997b) wirken lassen¹⁾. Den Strom läßt man entsprechend durch eine dickdrähtige Spule wirken.

2. Phasenverschiebung durch Induktivität (Fig. 998). Das elektrische Feld lenkt vertikal, das Stromfeld horizontal ab, es entsteht eine stehende Figur.

3. Charakteristik eines \sim -Strombogens [Fig. 999 (vgl. § 301)]. Je länger der Bogen, desto höher die Spitze *S* der Charakteristik.

4. Magnetische Hysteresis (Fig. 1000). Der Strom durchfließt die drei Spulen *abc* hintereinander; Spulen *a* und *b* sind entgegengeschaltet, so daß ihre Felder sich aufheben und nur die Wirkung des aus ein paar dünnen Drähten

¹⁾ Auch bei den folgenden Nummern 2, 3 kann statt der Platten eine „Spannungsspule“ mit horizontaler Achse genommen werden; bei höheren Frequenzen würde allerdings die Induktivität der Spule stören.

bestehenden Eisenkernes als vertikale Ablenkung übrig bleibt; die Ordinate ist also der Differenz ($B-H$) oder der „Magnetisierung“ proportional. Die Spule C wirkt horizontal ablenkend, die Abszisse ist also der Stromstärke

und damit dem Felde H proportional. Auf dem Schirm erscheint die Hysteresisschleife.

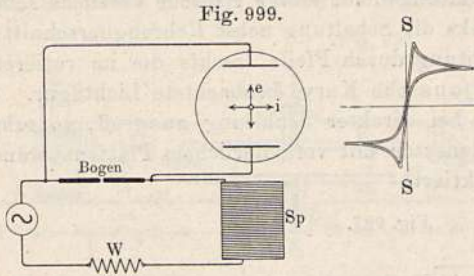


Fig. 999.

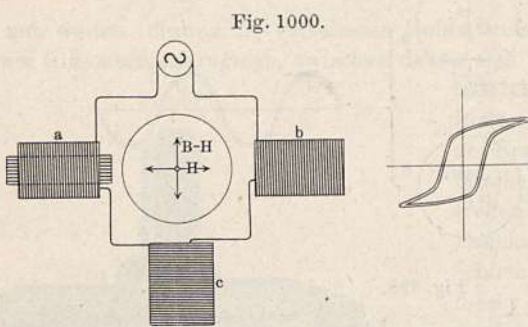


Fig. 1000.

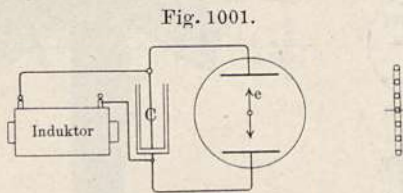


Fig. 1001.

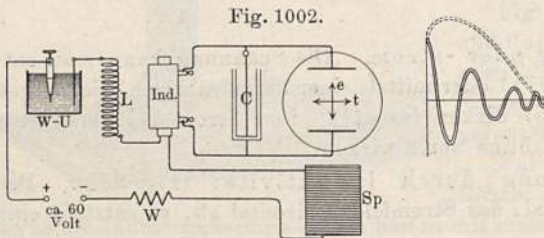


Fig. 1002.

5. Stromkurve eines Wehneltunterbrechers. Die ablenkende Stromspule wird vom Strom des Unterbrechers durchflossen; im rotierenden Spiegel erscheinen Kurven wie Fig. 725, § 237.

6. Elektrische Schwingungen, einfachste Anordnung (Fig. 1001). Zur Vermeidung von magnetischen Störungen ist der Induktor weit zu entfernen. Schwächster Primärstrom, Flasche C von etwa 2000 cm Kapazität. Die Umkehrpunkte des auf- und ab-schwingenden Lichtfleckes markieren sich als helle Stellen. Auflösung mit rotierendem Spiegel ist möglich, am besten, wenn dieser auf der Achse eines rotierenden Unterbrechers sitzt, von welchem der Induktor betrieben wird.

7. Elektrische Schwingungen, nach Simon und Reich ¹⁾ (Fig. 1002). Die Schwingungen des aus der Leidener Flasche C und der Sekundärspule eines

kleinen Induktors bestehenden Systems beginnen unmittelbar nach der Stromunterbrechung im Wehneltunterbrecher und erstrecken sich über die Zeit des sofort folgenden neuen Stromanstiegs, welcher durch die Spule Sp eine ungefähr der Zeit proportionale horizontale Ablenkung erzeugt. Wenn dann der Strom wieder plötzlich auf Null sinkt, steigt die Spannung wieder auf den Anfangswert (punktierter Kurve). Damit die Schwingungen völlig

¹⁾ l. c.

abklingen können, muß durch eine große Selbstinduktivität L (Primärspule eines großen Induktors) die Unterbrechungszahl stark verlangsamt werden. Um die Kurve ganz auf den Schirm der Röhre zu bekommen, lenkt man die Ruhelage des Fleckes mit einem permanenten Magnet nach links ab.

§ 317. Reflexion der Kathodenstrahlen; Durchdringung von Materie; Lenardsches Fenster¹⁾. Beim Auftreffen auf materielle Teilchen wird ein Teil der K-Str. diffus zerstreut; für Gase ist dies schon im § 315 nachgewiesen.

Die diffuse „Reflexion“ an festen Körpern²⁾ läßt sich sehr schön an einer „Röntgenröhre“ (siehe Fig. 1042, § 333) beobachten: Die auf die „Antikathode“ P treffenden K-Str. werden fast gleichmäßig nach allen Seiten zerstreut und erregen das Glas zum Leuchten auf derjenigen Seite der Antikathodenebene, die den einfallenden Strahlen zugewandt ist. Daß das Leuchten von den K-Str. und nicht von Röntgenstrahlen herrührt, erkennt man an der magnetischen Ablenkbarkeit der Randlinie.

Die nicht reflektierten Strahlen dringen in den getroffenen Körper ein; sie vermögen dünne Schichten desselben zu durchdringen und kommen auf der Rückseite mehr oder weniger diffus wieder heraus. Hertz³⁾ wies dies dadurch nach, daß er die Röhre innen mit dünnen Schichten von Metallfolie (Aluminium oder Gold) bedeckte und bei genügend hohem Vakuum auch hinter diesen Folien ein Leuchten des Glases beobachtete. War die Folie über ein Loch in einem Blechdiaphragma geklebt, so beobachtete er auf einem Leuchtschirm einen scharfen Lichtfleck unmittelbar hinter dem Diaphragma, einen verwachsenen in einigen Millimetern Entfernung.

Lenard⁴⁾ brachte ein mit Aluminiumfolie verklebtes Diaphragma von etwa 1 mm Durchmesser in der Rohrwand selber an (siehe Fig. 1004) und fand, daß durch ein solches

„Lenardsches Fenster“

die K-Str. in die freie Luft auszutreten vermögen.

Neuerdings haben verschiedene Autoren dem Lenardschen Apparat eine für Demonstrationszwecke geeignete Form gegeben. Fig. 1003 zeigt eine solche nach Pauli⁵⁾.

Links von der Aluminiumscheibe Z (die zum Schutz gegen überschlagende Funken dient) befindet sich die Entladungsröhre, die durch einen gut dichtenden Schlauch mit der Luftpumpe verbunden ist. Das Fenster liegt etwa in der Ebene von Z ; rechts davon befindet sich eine „Beobachtungsröhre“, in welche Leuchtschirme hineingestellt und die mit verschiedenen Gasen beliebigen Druckes gefüllt werden kann.

Zum Aufkleben des Blättchens benutzt man am bequemsten die von Ramsay zum Schmieren von Glasschliffen angegebene Mischung aus geschmolzenem Gummi und Vaseline, die man dünn aufstreicht und dann das Blättchen mit einem Watte-

¹⁾ In diesem Paragraphen nur allgemeine Beschreibung; Quantitatives in §§ 328 und 329.

²⁾ Goldstein, Wied. Ann. **15**, 246 (1882).

³⁾ Wied. Ann. **45**, 28 (1892).

⁴⁾ Ebenda **51**, 225 (1894), **52**, 23 (1894), **56**, 255 (1895).

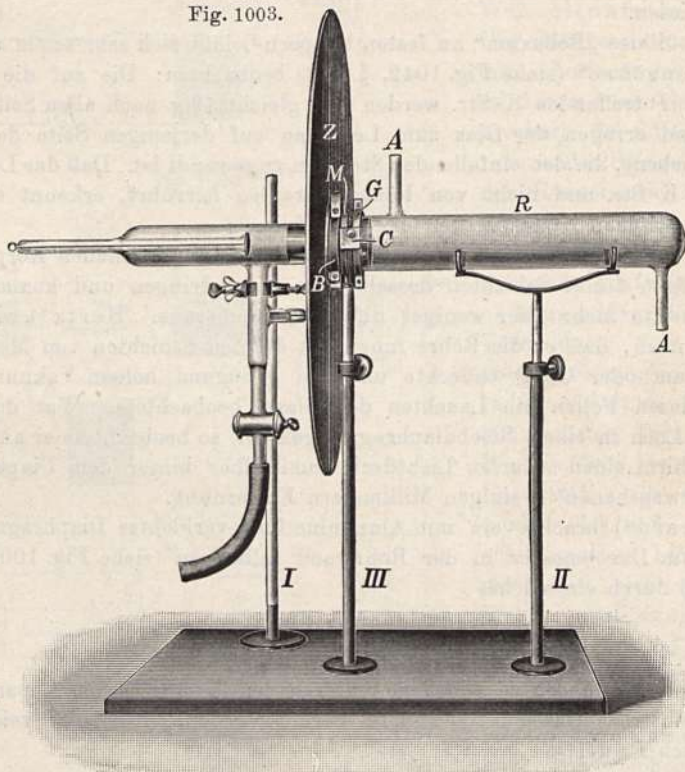
⁵⁾ Zeitschr. f. Instrumkd. **30**, 133 (1910). Fabrikant: Desaga in Heidelberg. Andere Anordnungen: nach Gaede, Fabrikant: Leybolds Nachfolger in Cöln; nach Des Coudres, siehe Wied. Ann. **62**, 134 (1897).

bausch andrückt. Die Röhre betreibt man nach Des Coudres zweckmäßig nicht direkt mit dem Induktor, sondern von einem kleinen Teslatransformator aus (vgl. § 270), da dann das Blättchen weniger leicht durchschmilzt, auch ein weniger hohes Vakuum nötig ist. Hauptbedingung ist eine gut wirkende Luftpumpe. Zur Vermeidung einer Zerstörung durch Funken ist der Blättchenträger zur Erde abzuleiten.

Die Entladungsspannung muß mindestens etwa 30.000 Volt (2 cm Funkenstrecke zwischen Spitzen) betragen.

Hält man vor ein Lenardsches Fenster einen mit einem geeigneten Leuchtkörper (am besten ist Baryumplatincyranür) bedeckten Schirm¹⁾, so

Fig. 1003.



leuchtet dieser hell auf. Das Leuchten läßt sich bis auf etwa 2 bis 3 cm Abstand verfolgen. Die Abnahme mit der Entfernung beobachtet man am besten am tangential gestellten Schirm (Fig. 1004).

Die sehr rasche Abnahme ist außer durch die Schwächung mit dem Quadrat der Entfernung noch durch die starke „Absorption“ in der Luft bedingt. Zum Beweise setze man vor das Fenster eine luftdicht anschließende „Beobachtungsröhre“. Verdrängt man in dieser die Luft durch Wasserstoff, so dehnt sich die Leuchterscheinung weiter aus, noch weiter, wenn man das Gas auspumpt. Die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen nimmt merklich zu mit wachsender Entladungsspannung.

¹⁾ Die Leuchtsubstanz muß auf den vorher mit Klebmittel bestrichenen Schirm aufgepulvert werden, so daß die Oberfläche völlig frei liegt, da die Strahlen selbst von dünnen Schichten des Klebmittels merklich absorbiert werden.

Die magnetische Ablenkung im Beobachtungsrohr beobachtet man mittels der Anordnung Fig. 1005. In dem stark evakuierten Beobachtungsrohr befindet sich ein Diaphragma d und ein Leuchtschirm s . Auf diesem erscheint bei starker Verdünnung ein scharf begrenzter abgelenkter Fleck (Fig. 1006a). Läßt

Fig. 1004.

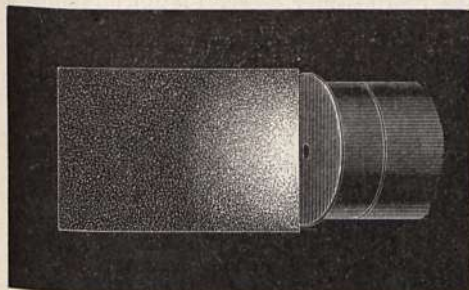
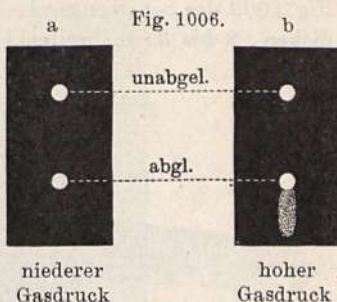
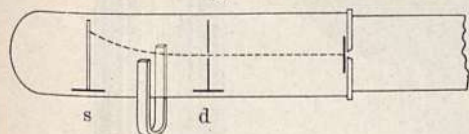


Fig. 1005.



man Luft oder ein anderes Gas ein, so kommt zu dem Fleck noch ein stärker abgelenkter „Schweif“ hinzu (Fig. 1006 b). Die Ablenkung der Hauptmasse ist also vom Gasdruck im Beobachtungsrohr fast unab-

hängig. Dagegen ändert sich die Ablenkung (vgl. § 315), wenn der Druck im Entladungsrohr sich ändert; es kann also nicht der Druck selbst, sondern es müssen die veränderten Entladungsbedingungen für die Ablenkung maßgebend sein.

Die Strahlen üben starke chemische Wirkungen aus, sie schwärzen photographisches Papier und verwandeln Sauerstoff in Ozon, wovon man sich sehr leicht durch den Geruchssinn überzeugt.

Die Strahlen machen die Luft zu einem Leiter der Elektrizität; ein bestrahlter Leiter — Knopf eines Elektroskops — entlädt sich sofort. (Näheres siehe § 328.)

§ 318. Wehneltkathodenstrahlen. Schon Hittorf¹⁾ und später Goldstein²⁾ hatten eine Herabsetzung des Kathodenfalles bzw. Erleichterung der Entladung bei glühender Kathode beobachtet. Nach späteren Messungen von Cunningham³⁾ beginnt für Platin der Kathodenfall bei etwa 1600° merklich zu sinken und wird rasch sehr klein. Nachdem E. Wiedemann an glühenden Kathoden das gelegentliche Auftreten von Kathodenstrahlen schon bei sehr niedrigen Spannungen beobachtet hatte, untersuchte Wehnelt⁴⁾ die hierfür maßgebenden Bedingungen genauer und fand, daß dünne Oxydschichten, namentlich CaO, SrO, BaO, das Auftreten der Kathodenstrahlen begünstigen.

Bei Benutzung von Aluminiumkathoden beobachtet man bisweilen das Auftreten lichtbogenähnlicher plötzlicher Entladungen, die von einem hellglänzenden

¹⁾ Wied. Ann. **21**, 119 (1884). — ²⁾ Ebenda **24**, 79 (1885). — ³⁾ Phil. Mag. (6) **4**, 684 (1902). — ⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) **14**, 425 (1904).

Punkt der Kathode ausgehen; ein kleiner Oxydfleck hat hier das Kathodengefälle etwas erniedrigt, der Strom hat sich dort konzentriert, die Stelle erhitzt, dadurch das Gefälle weiter erniedrigt usf.

Fig. 1007 zeigt eine Wehnelttröhre ¹⁾, Fig. 1008 die Glühkathode, Fig. 1009 das Schaltungsschema; die Kathode besteht aus einer etwa 0,01 mm dicken, 2 bis 3 mm breiten Folie aus Platin- oder besser Platiniridiumblech,

Fig. 1007.

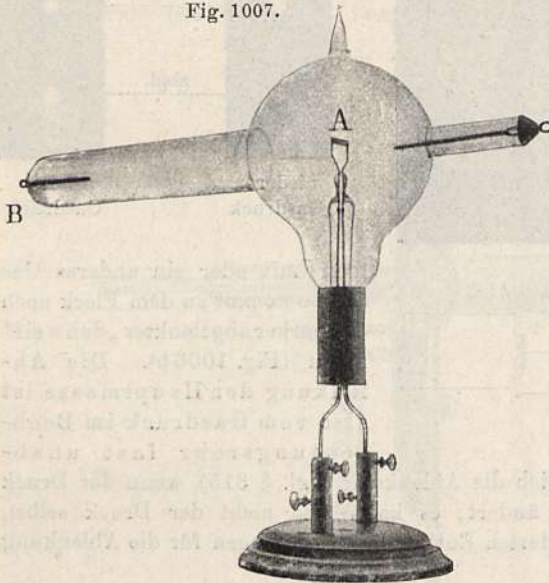


Fig. 1008.

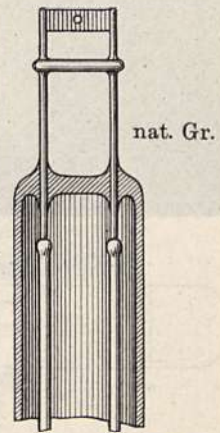
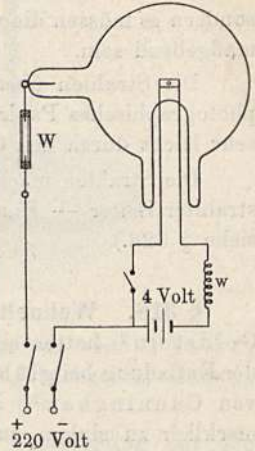


Fig. 1009.

welches an zwei dickere Platindrähte angeschweißt ist und in der Mitte einen kleinen Oxydfleck trägt; man erzeugt diesen am einfachsten durch Aufbringen eines Tröpfchens Siegelack und Glühen des Bleches mittels elektrischen Stromes.

Wenn die Kathode durch den Strom (etwa 5 bis 8 Amp.) einer isoliert aufgestellten Batterie (Fig. 1009) auf etwa 1000 bis 1200° (helle Gelbglut) erhitzt wird, so erhält man schon mit 110 bis 220 Volt Betriebsspannung Kathodenstrahlen, die als hell leuchtendes Büschel aus dem Oxydfleck hervorschießen. In die Zuleitung zur Anode kommt ein hoher Flüssigkeitswiderstand W zum Schutze der Röhre gegen zu starke Ströme. Die Strahlen sind äußerst stark magnetisch ablenkbar, wie Fig. 1010 zeigt: Eine stromdurchflossene Drahtspule biegt die Strahlen zum Kreise zusammen.

Der niedere Kathodenfall, der nur ein paar Volt beträgt, bleibt auch bei hohen Verdünnungen bestehen und gestattet, stark ablenkbare und doch scharfe K-Str.-Bündel zu erzeugen, was namentlich für Messungen (siehe unten § 322) von großer Bedeutung ist.



¹⁾ Fabrikant: Gundelach in Gehlberg i. Th.

Ferner ist es bei Anwendung größerer Oxydflecke möglich, sehr starke Ströme ($J > 1$ Amp.) bei niederen Drucken zu erzeugen¹⁾.

Fig. 1010.



§ 319. Elektrische Ladung der Kathodenstrahlen. Die Frage, ob die K-Str. elektrische Ladungen mit sich führen, suchte Hertz²⁾ experimentell zu entscheiden; er erhielt jedoch wegen ungeeigneter Anordnung kein sicheres Resultat. Noch weniger können frühere Versuche von Crookes³⁾ zu irgend welchen sicheren Schlüssen dienen. Den einwandfreien Nachweis eines Elektrizitätstransportes in der Bahn der Strahlen erbrachte zuerst Perrin⁴⁾, indem er die von der Kathode *N* ausgehenden Strahlen in einen kleinen Faradayzylinder *ABCD* (Fig. 1011) fallen ließ, der mit einem Elektroskop verbunden und zum Schutz gegen elektrostatische Störungen mit einem geerdeten Schutzzylinder *EFGH* umgeben war. Das Elektroskop lud sich negativ, wenn die K-Str. in den Zylinder eindrang; die Ladung

¹⁾ Andere einschlägige Arbeiten: Wehnelt, Zeitschr. f. Unterr. **18**, 193 (1905), Demonstrationsversuche; Phys. Zeitschr. **6**, 732 (1905), Braunsche Röhre mit Glühkathode; ebenda **6**, 609 (1905), elektrische Ablenkung. Literaturverzeichnis: Goes, Diss., Marburg 1912. Über den Mechanismus der Strahlenemission siehe § 352. Es handelt sich um eine Art Verdampfung von Elektronen aus der Kathode.

²⁾ Wied. Ann. **19**, 782 (1883).

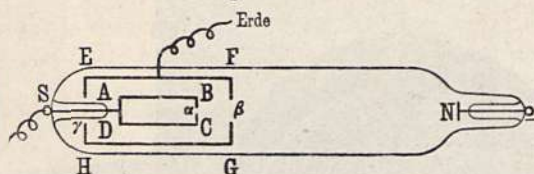
³⁾ Siehe § 320.

⁴⁾ Compt. rend. **121**, 1130 (1895).

erfolgte auch dann noch, wenn die Öffnung β mit Aluminiumfolie bedeckt war; sie blieb aus, wenn die Strahlen magnetisch zur Seite gebogen wurden.

Spätere Versuche im höchsten Vakuum im Beobachtungsrohr der Lenard'schen Anordnung (vgl. § 317) führten mit gleichem Erfolge W. Wien¹⁾ und Lenard²⁾ aus. Becker³⁾ zeigte, daß die Strahlen ihre Ladung auch durch

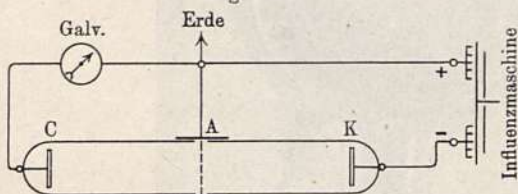
Fig. 1011.



dünne Schichten eines Dielektrikums hindurchführen.

Für Demonstrationszwecke genügt auch die in Fig. 1012 dargestellte galvanometrische Anordnung⁴⁾. Das Galvanometer zeigt einen Strom in der Pfeilrichtung an, obgleich die Platte C und das Netz A metallisch verbunden, also auf gleichem Potential sind. Magnetische Ablenkung der K-Str. bringt den Strom zum Verschwinden.

Fig. 1012.



Aus diesen Versuchen folgt mit Sicherheit, daß längs der Kathodenstrahlen ein Transport negativer Elektrizität stattfindet, und zwar sowohl durch das höchste erreichbare Vakuum, als auch durch dünne Schichten metallischer Leiter hindurch und ohne treibende elektrische Kraft, ja sogar — wenn etwa der Faradayzylinder schon eine Ladung angenommen hat — den elektrischen Kräften entgegen.

Über die theoretische Bedeutung dieses Resultates siehe § 320 ff.

§ 320. Elektronentheorie der Kathodenstrahlen. Die Forschungen Plücker's, Hittorf's und Goldstein's blieben lange wenig beachtet, zumal keiner von ihnen den Versuch machte, eine bestimmte Meinung über die Natur der Strahlen auszusprechen.

Ziemlich unabhängig von den genannten deutschen Forschern, jedenfalls ohne dieselben zu erwähnen, untersuchte der Engländer W. Crookes die Eigenschaften der Kathodenstrahlen und versuchte sie durch die Annahme zu erklären, dieselben seien geladene Gasmoleküle, welche ähnlich, wie beim elektrischen Kugeltanz (vgl. § 52), durch Kontakt an der Kathode geladen werden und dann infolge der großen Gasverdünnung, ohne auf andere Moleküle zu stoßen, die Röhre durchfliegen.

Da er seinen Versuchen eine sehr elegante, namentlich für Demonstrationen geeignete Form gab und seine Theorie unter dem Titel

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 166 (1897).

²⁾ Wied. Ann. 64, 279 (1898).

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 17, 381 (1905).

⁴⁾ Dieselbe Röhre dient, bei umgekehrter Stromrichtung, auch zum Nachweis der „Kanalstrahlen“ (siehe § 323) und ihrer positiven Ladung.

„Strahlende Materie oder der vierte Aggregatzustand¹⁾“

in populärer Form darstellte, so wurden seine Ideen rasch bekannt und errangen, wenn auch mannigfach modifiziert, in England viele Anhänger, während die deutschen Physiker angesichts der mannigfachen Schwierigkeiten, die sich einer konsequenten Durchführung dieser Theorie entgegenstellten, sich meist ablehnend verhielten. Diese Ablehnung wurde ziemlich allgemein, seit H. Hertz²⁾ nachgewiesen zu haben glaubte, daß die K-Str. weder elektrisch geladen wären, noch von elektrischen Kräften beeinflußt würden.

Die ersten Versuche zahlenmäßiger Prüfung der Crookes'schen Theorie, unter der modifizierten Annahme, daß es sich um „Ionen“ handle, also um konstante Äquivalentladungen, wie bei der Elektrolyse, machte Schuster³⁾ im Jahre 1884, nachdem schon früher Riecke⁴⁾ die Theorie für die Bewegung eines geladenen Teilchens im elektrischen und magnetischen Felde entwickelt hatte. Auch diese Versuche wurden wenig beachtet, zumal ihr Resultat ein ziemlich unbestimmtes war. Erst vom Jahre 1896 an erhielt die Theorie ein völlig neues Fundament durch die Arbeiten von Wiechert⁵⁾, Kaufmann⁶⁾, J. J. Thomson⁷⁾, Kaufmann und Aschkinass⁸⁾.

Aus diesen und vielen späteren Arbeiten ging mit Sicherheit hervor, daß die K-Str. keinesfalls durch Kontakt geladene Moleküle, auch keine „Ionen“ von der Art der elektrolytischen Ionen, sondern daß sie, wenn man an der Anschauung geladener Teilchen festhalten wollte, jedenfalls viel kleiner als selbst das Wasserstoffatom sein müßten.

Man betrachtet jetzt, nach dem Vorgang von Wiechert (l. c.) und J. J. Thomson (l. c.), wohl allgemein die K-Str. als rasch bewegte

„Elektronen“,

d. h. als Atome der negativen Elektrizität.

Für die folgenden Betrachtungen erscheint es einfacher, nicht dem historischen Wege weiter zu folgen, sondern zunächst die Bewegungsgleichungen eines geladenen Teilchens zu entwickeln und dann die Prüfung durch den Versuch vorzunehmen.

Es sei e die (negative) Ladung in CGS, m die Masse⁹⁾, v die Geschwindigkeit des Teilchens, t die Zeit.

a) Elektrisches Feld in Richtung der Bewegung. Das Feld F übt die mechanische Kraft $f = eF$ aus. Ist Φ das Potential an irgend einer Stelle, so ist (vgl. § 50) $F = -\delta\Phi/\delta s$, also $f = -e\delta\Phi/\delta s$.

Die kinetische Energie des Teilchens ist $mv^2/2$. Wenn dasselbe sich von einem Orte mit dem Potential Φ_0 an einen solchen mit dem Potential Φ bewegt hat, so ist die geleistete elektrische Arbeit gleich $e(\Phi_0 - \Phi)$, die Zunahme der kinetischen Energie ist $m/2(v^2 - v_0^2)$ und bei Abwesenheit von

¹⁾ Vortrag in der British Assoc. 1879. Deutsch von Gretschel, Leipzig 1894.

²⁾ l. c.

³⁾ Wied. Ann. **24**, 74 (1885); Proc. Roy. Soc. **47**, 526 (1890).

⁴⁾ Wied. Ann. **13**, 192 (1881).

⁵⁾ Schriften der Phys.-Ökon. Ges. Königsberg (1896 u. 1897).

⁶⁾ Wied. Ann. **61**, 544 (1897).

⁷⁾ Phil. Mag. **44**, 293 (1897).

⁸⁾ l. c.

⁹⁾ „Masse“ ist hier stets das Maß der „Trägheit“ im Sinne der Mechanik; ob die Teilchen der Gravitation unterworfen sind, bleibt hierbei unentschieden.

Reibungswiderständen, was hier wie im folgenden stets angenommen werde, müssen beide Ausdrücke gleich groß sein. Da wir es mit negativen Teilchen zu tun haben, so können wir, unter e den Absolutwert verstehend, schreiben:

$$\frac{m}{2}(v^2 - v_0^2) = (\Phi - \Phi_0) \dots \dots \dots (1)$$

In einer K-Str.-Röhre ist bei hoher Verdünnung das Potential nur in der Nähe der Kathode — etwa in Ausdehnung des Crookeschen Dunkelraumes — stark veränderlich, im übrigen fast konstant. Die Strahlen müssen sich dort also mit konstanter Geschwindigkeit geradlinig bewegen. Für diesen Teil der Röhre ist aber

$$(\Phi - \Phi_0) = E \dots \dots \dots (2)$$

die Elektrodenspannung in CGS, d. h. das 10^8 fache der Spannung in Volt; wenn wir ferner annehmen, daß die Teilchen die Kathode mit sehr kleiner Anfangsgeschwindigkeit verlassen, also $v_0 = 0$ setzen, so wird

$$\frac{mv^2/2}{eE} \dots \dots \dots (3)$$

oder

$$v = \sqrt{2 e E / m} \dots \dots \dots (4)$$

Da demnach die Geschwindigkeit durch das Potential eindeutig bestimmt ist, so werden im folgenden abkürzungsweise die Ausdrücke „Geschwindigkeit von E -Volt“ an Stelle von „durch E -Volt erzeugte Geschwindigkeit“ und „ E -Volt-Strahlen“ gebraucht werden.

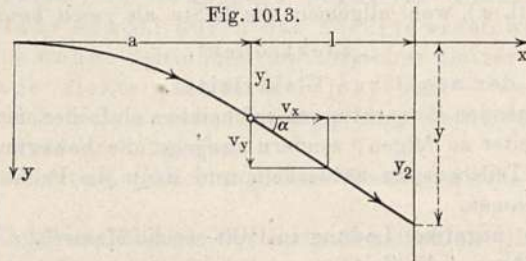


Fig. 1013.

b) Elektrisches Feld senkrecht zur ursprünglichen Bewegungsrichtung (Fig. 1013). Die ursprüngliche Geschwindigkeit in der x -Richtung ist:

$$v = v_x = \delta x / \delta t \dots \dots \dots (5)$$

Die elektrische Kraft F erteilt eine Beschleunigung in der y -Richtung; es ist

Kraft = Masse \times Beschleunigung,

also:

$$eF = m \frac{\delta v_y}{\delta t} \dots \dots \dots (6)$$

also:

$$\delta v_y = \frac{e}{m} \cdot F \delta t = \frac{e}{m} \frac{F}{v} \cdot \delta x \dots \dots \dots (7)$$

Erstreckt sich das elektrische Feld über eine Strecke a , so ist die erlangte y -Komponente der Geschwindigkeit beim Austritt aus dem Felde:

$$v_y = \frac{e}{m} \frac{F}{v} \cdot a \dots \dots \dots (8)$$

und die Bahnneigung:

$$tg \alpha = v_y/v_x = \frac{e F}{m v^2} a \dots \dots \dots (9)$$

Innerhalb der Strecke a ist die Bewegung nach y eine gleichförmig beschleunigte; die Beschleunigung ist nach (6) gleich eF/m . Also ist, genau wie beim horizontalen Wurf (vgl. Bd. I, § 49), die „Fallstrecke“ y_1 :

$$y_1 = \frac{e F}{2 m} t^2 \dots \dots \dots (10)$$

oder da $t = a/v$:

$$y_1 = \frac{e F a^2}{2 m v^2} \dots \dots \dots (11)$$

Wird nach dem Austritt aus dem Felde noch eine Strecke $x = l$ geradlinig unter dem Winkel α durchlaufen, so kommt noch eine Strecke y_2 hinzu gleich $l \cdot tg \alpha$ oder:

$$y_2 = \frac{e F}{m v^2} a l \dots \dots \dots (12)$$

Die gesamte elektrische Ablenkung wird also:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{e F}{m v^2} \left(\frac{a^2}{2} + a l \right) \dots \dots \dots (13)$$

Führt man an Stelle von v^2 mittels Gl. (3) die Elektrodenspannung E ein, so wird:

$$y = \frac{F}{2 E} \left(\frac{a^2}{2} + a l \right)^1) \dots \dots \dots (14)$$

c) Magnetisches Feld. Ein Schwarm elektrischer Teilchen bewege sich mit der Geschwindigkeit v ; kommen n Teilchen auf jedes Zentimeter Bahnlänge, so repräsentieren sie einen „Konvektionsstrom“ $i = nev$ [vgl. § 285, Gl. (2)], auf welchen ein Magnetfeld H , das senkrecht zu v , eine Kraft $Hi = Hnev$ ausübt. Jedes einzelne Teilchen erfährt also eine Kraft:

$$h = evH \dots \dots \dots (15)$$

Da die Kraft stets senkrecht zur jeweiligen Geschwindigkeit steht, so wird in einem zur ursprünglichen Richtung senkrechten homogenen Magnetfelde die Bahn ein Kreis, für welchen die bekannte Formel für die Zentralbeschleunigung (vgl. Bd. I, § 51) gilt:

$$h = \frac{m v^2}{r} \dots \dots \dots (16)$$

also:

$$\underline{Hr = mv/e} \dots \dots \dots (17)$$

oder:

$$\frac{1}{r} = \frac{He}{vm} = H \cdot \sqrt{\frac{e}{2 m E}}^2) \text{ [vgl. Gl. (4)]} \dots \dots \dots (18)$$

¹⁾ Kaufmann und Aschkinass, l. c.

²⁾ Schuster, l. c.

Ist das Feld inhomogen, so behält, da v durch die magnetische Einwirkung nur seine Richtung, nicht seinen Betrag ändert, das Produkt $H \cdot r$ doch überall denselben Wert; es wird als die

„Steifigkeit“

des Strahles bezeichnet.

Bei Ablenkungsmessungen mißt man meist nicht r direkt, sondern die Ablenkung z des Strahlenendpunktes auf einem Schirme. Es ist, wie aus Fig. 1014 leicht zu erkennen, $z/l = l/(2r - z)$, oder:

$$\frac{1}{r} = \frac{2z}{z^2 + l^2} \dots \dots \dots (19)$$

woraus r berechenbar¹⁾.

d) Gekreuzte Felder (Fig. 1015). Die ursprüngliche Bewegung erfolgt in der x -Richtung; ein elektrisches Feld habe die y - und ein magnetisches die z -Richtung, dann erfolgt die magnetische Ablenkung in der negativen y -Richtung, die elektrische in der positiven y -Richtung und beide heben sich auf, wenn $evH = eF$, oder:

$$v = F/H^2) \dots (20)$$

ist.

V. Wärmeentwicklung und Ladung³⁾. Es mögen n Teilchen pro Sekunde auf eine Metallplatte fallen, die durch ein Galvanometer zur Erde geleitet ist. (Die Anode muß dann auch geerdet sein.) Dann zeigt das Galvanometer den Strom

$$i = n \cdot e \dots \dots \dots (21)$$

an. Die kinetische Energie der Teilchen ist nach Gl. (3) gleich $nevE = i \cdot E$ und muß in der auffangenden Platte in Wärme verwandelt werden. Mißt man i in Ampere und E in Volt, so ist die entwickelte Wärme in Watt:

$$Q = i \cdot E^3) \dots \dots \dots (22)$$

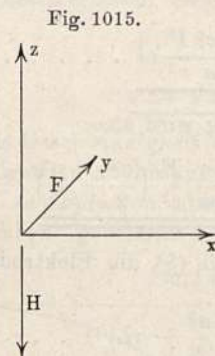
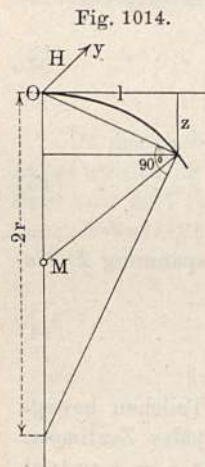
Es wird also die in der Nähe der Kathode zur Beschleunigung der K-Str. verbrauchte elektrische Energie nicht dortselbst, sondern erst beim Auftreffen der K-Str. in Wärme verwandelt.

Eine andere Beziehung erhält man bei gleichzeitiger Messung der magnetischen Ablenkbarkeit.

¹⁾ Kaufmann, l. c. Über die komplizierten Formeln für inhomogene Felder siehe u. a. Kaufmann, l. c.; S. Simon, Wied. Ann. 69, 589 (1899); J. J. Thomson, Elektr. in Gasen.

²⁾ J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 44, 293 (1897). Diese Gleichung zur Bestimmung der Geschwindigkeit durch Kompensation von elektrischer und magnetischer Ablenkung muß schon H. Hertz bekannt gewesen sein, wie aus einer Bemerkung über die untere Grenze von v nach seinen vergeblichen Versuchen einer elektrischen Ablenkung hervorgeht.

³⁾ Cady, Ann. d. Phys. (4) 1, 678 (1900).



Es ist die Wärmeentwicklung in Arbeitsmaß (Erg) gemessen:

$$Q = n \cdot m v^2 / 2 \dots \dots \dots (23)$$

oder wegen Gl. (21):

$$Q = i \cdot \frac{m}{e} \cdot \frac{v^2}{2} \dots \dots \dots (24)$$

Die magnetische Ablenkung ist:

$$z = \frac{e}{m} \cdot \frac{H}{v} \cdot C \dots \dots \dots (25)$$

wo C eine von den Apparatdimensionen abhängige Konstante ist. Aus Gl. (24) und (25) läßt sich sowohl v als auch e/m ausdrücken. Es wird:

$$v = \frac{2 \cdot Q \cdot z^1}{i \cdot H \cdot C} \dots \dots \dots (26)$$

$$\frac{e}{m} = \frac{2 z^2}{H^2 C^2} \cdot \frac{Q^1}{i} \dots \dots \dots (27)$$

§ 321. Experimentelle Prüfung der Theorie. a) Berechnung von e/m und v aus Elektrodenspannung und magnetischer Ablenkung²⁾. Im Jahre 1897 zeigte Kaufmann (l. c.), daß die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen allein durch die Elektrodenspannung der Röhre bestimmt sei, und daß zwischen der Strahlkrümmung, dem Felde H und der Spannung die Beziehung bestehe:

$$1/r = \text{const. } H / \sqrt{E} \dots \dots \dots (1)$$

Diese Beziehung entspricht offenbar der Gl. (18) des vorigen Paragraphen, wenn man annimmt, daß

e/m einen konstanten, von sämtlichen Versuchsumständen unabhängigen Wert habe.

Hieraus folgt:

1. K-Str. können keine durch Kontakt geladenen Gasmoleküle sein, denn dann müßte e mit E wachsen.
2. K-Str. können keine Ionen des Röhrengases sein, denn dann müßte m mit dem Atomgewicht des Gases variieren.
3. K-Str. können auch keine Ionen einer allen Gasen gemeinschaftlichen Verunreinigung sein, etwa des Wasserstoffs, denn für diesen folgt aus der elektrochemischen Äquivalentzahl (vgl. § 148), daß $e = 96500$ Coulomb = 9650 CGS pro Grammäquivalent, also für Wasserstoff $e/m = 9650$ oder rund 10^4 CGS/g. Für alle anderen Ionen ist e/m kleiner. Berechnet man aber e/m aus Gl. (18) des § 320, in welcher ja auf der rechten Seite alle Größen bekannt sind, so ergibt sich e/m etwa gleich $1,8 \cdot 10^7$.

Da schon in der Elektrolyse ein konstantes Elementarquantum der Elektrizität auftritt, so liegt es nahe, hier für e denselben Wert anzunehmen, wie für ein einwertiges Ion; dann muß also m etwa 1800 mal kleiner sein als die Masse m_H eines Wasserstoffatoms. Es erscheint

¹⁾ J. J. Thomson, l. c.

²⁾ Zuerst von A. Schuster (l. c.) ausgeführt, jedoch mit noch ziemlich unsicherem Resultat.

demnach durchaus kein Widerspruch gegen die Annahme zu bestehen, daß diese so außerordentlich kleinen Teilchen gar nicht materieller Natur — d. h. von der Natur der chemischen Atome — sind, sondern die Atome der Elektrizität selbst, d. h. Elektronen.

Versuch I. Zur Prüfung von Gl. (1) genügt es, unter die in Fig. 988 dargestellte Röhre zwischen *C* und *E* eine Drahtspule mit senkrechter Achse zu stellen, die, von einem regulierbaren Strom *J* durchflossen, das Schattenbild des Drahtes *E* bis zu einer auf der Rohrwand angebrachten Marke (Papierstreifen) ablenkt. Dann ist *r* konstant, ferner *H* proportional *J*, und Gl. (1) geht über in

$$J/\sqrt{E} = \text{const.} \dots \dots \dots (2)$$

Zum Betriebe der Röhre muß natürlich eine Influenzmaschine dienen.

Zur Bestimmung von *e/m* muß das Feld in seinem ganzen Verlauf bekannt sein. Messungen dieser Art von Kaufmann¹⁾ (l. c) ergaben *e/m* = etwa $1,8 \cdot 10^7$, sorgfältigere Messungen von S. Simon²⁾ *e/m* = $1,86 \cdot 10^7$.

Fig. 1016.

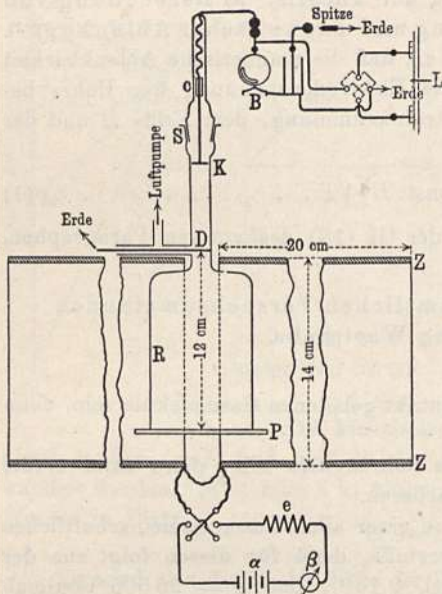


Fig. 1016 zeigt die Versuchsanordnung, wie sie mit geringen Modifikationen von den soeben genannten und den folgenden Autoren angewandt wurde. ZZ ist eine in der Mitte geteilte, möglichst gleichmäßig bewickelte Drahtspule; die übrigen Teile bedürfen keiner Erklärung.

Später hat sich herausgestellt, daß die Fehlerquellen der Meßmethode unterschätzt waren³⁾ und die Zahl jedenfalls kleiner ist. Präzisionsmessungen von Malassez⁴⁾ ergaben:

$$e/m = 1.769 \cdot 10^7 \text{ CGS pro Grammasse.}$$

Die Berechnung fußt auf der Annahme, daß die elektrische Arbeit ganz in kinetische Energie verwandelt, daß also nicht etwa ein Teil zur Überwindung eines Austrittswiderstandes an der Kathode verbraucht sei; im letzteren Fall wäre die Zahl für *e/m* nur eine obere Grenze. Von dieser Voraussetzung frei sind Messungen an Kathodenstrahlen von einer Wehneltkathode:

Versuch II. Mittels der in Fig. 1010 abgebildeten Wehneltöhre läßt sich leicht feststellen, daß der Spulenstrom, der zur Zusammenbiegung der

¹⁾ Wied. Ann. 61, 544 (1897). — ²⁾ Ebenda 69, 589 (1899). — ³⁾ Lerp, Diss., Göttingen (1911). — ⁴⁾ Ann. chim. et phys. (8) 23, 397 (1911).

Strahlen in einen Kreis von bestimmtem Durchmesser nötig ist, in weitesten Grenzen proportional der Wurzel aus der Betriebsspannung ist¹⁾.

Präzisionsmessungen dieser Art haben ausgeführt:

Classen ²⁾ ;	Ergebnis: $e/m = 1.773 \cdot 10^7$
Bestelmeyer ³⁾ ;	„ $e/m = 1.776 \cdot 10^7$

Die gute Übereinstimmung mit dem Werte von Malassez zeigt, daß obige Annahme richtig war.

Als wahrscheinlichsten Wert kann man nach sämtlichen neueren Bestimmungen wohl

$$\underline{\underline{\frac{e}{m} = 1,765 \cdot 10^7}}$$

ansehen.

Aus denselben Messungen ergibt sich auch v nach Gl. (4), § 320 zu:

$$v = \sqrt{E} \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} = 5950 \sqrt{E}, \text{ wenn } E \text{ in CGS} \dots (3)$$

oder:

$$v = 5,95 \cdot 10^7 \sqrt{E}, \text{ wenn } E \text{ in Volt} \dots (3')$$

gemessen wird. Für $E = 10\,000$ Volt ergibt sich also rund $v = 6 \cdot 10^9$ cm/sec, d. i. $\frac{1}{5}$ der Lichtgeschwindigkeit.

Wie aus den weiter unten (Kap. XIV) folgenden Betrachtungen hervorgeht, ist obige Zahl der sogenannte Ruhewert, d. h. der Wert für sehr kleine Geschwindigkeit. Wenn v sich der Lichtgeschwindigkeit nähert, so wächst m , und e/m nimmt ab. In obigem Mittelwert sind die an sehr rasch bewegten Elektronen gewonnenen und auf kleines v reduzierten Werte mit berücksichtigt. Eine vergleichende Übersicht über die verschiedenen Methoden zur Bestimmung von e/m an Elektronenstrahlen sowie über die ausgeführten Messungen gibt R. Seeliger⁴⁾.

Bemerkenswert ist, daß auch aus einer Reihe optischer Erscheinungen, der Dispersion des Lichtes, der magnetischen Drehung der Polarisationsebene, namentlich aber aus dem Zeemanschen Phänomen (Bd. II, § 530 u. 535) sich derselbe Wert für e/m ergeben hat [$1,77 \cdot 10^7$ nach Weiss und Cotton⁵⁾ und $1,79 \cdot 10^7$ nach Stettenheimer⁶⁾]. Näheres siehe bei Voigt, „Magneto- und Elektrooptik“⁷⁾.

Über Messungen von e/m an „Photokathodenstrahlen“ siehe § 327, an β -Strahlen der radioaktiven Substanzen siehe Kap. XIV.

b) Deflexion der Kathodenstrahlen. Für die von ihm entdeckte „Deflexion“, d. h. die Abstoßung der K-Str. an einer zweiten Kathode (vgl. § 315) hat Goldstein das mit der Röhre Fig. 986 leicht nachzuprüfende Gesetz gefunden, daß bei Änderung des Gasdrucks sowie der Entladungsspannung die Ablenkung unverändert bleibt. Schon Schuster hat im Jahre 1885 darauf hingewiesen, daß dies aus der Ionentheorie (jetzt Elektronentheorie) folge. Nach Gl. (14) in § 320 ist nämlich die Ablenkung dem Verhältnis aus ablenkendem Felde F und Elektrodenspannung E proportional; da

¹⁾ Bei höheren Spannungen ist die Glühtemperatur entsprechend zu reduzieren.

²⁾ Phys. Zeitschr. **9**, 762 (1908).

³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 984 (1911).

⁴⁾ Jahrb. d. Radioakt. **9**, 28 (1912). Seitdem noch hinzugekommen: Alberti, Ann. d. Phys. (4) **39**, 1133 (1912).

⁵⁾ Journ. de phys. (1907).

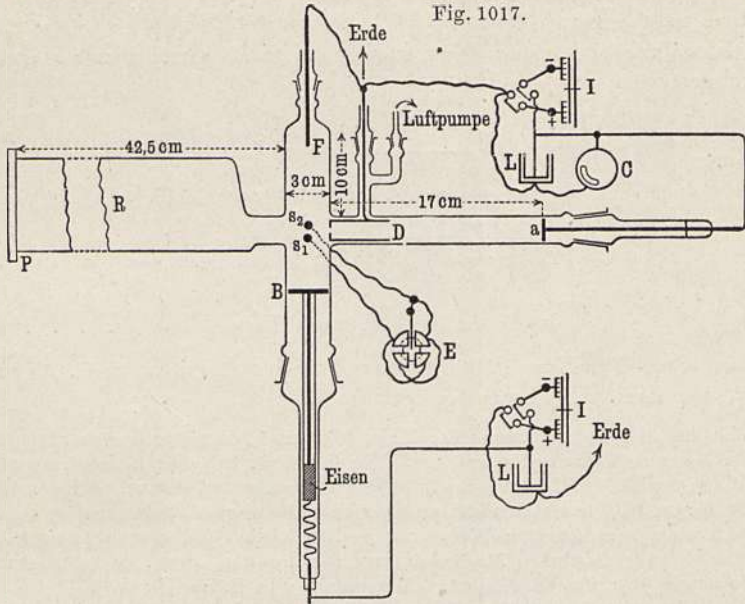
⁶⁾ Ann. de Phys. (4) **24**, 384 (1907).

⁷⁾ Leipzig (1908).

aber bei den Goldsteinschen Versuchen beide Kathoden metallisch verbunden waren, so mußte F sich stets im gleichen Verhältnis ändern wie E .

Unabhängige Variation von F und E , sowie zahlenmäßige Auswertung der Gl. (14) ist zuerst von Kaufmann und Aschkinass¹⁾ durchgeführt worden, wobei die Theorie durchaus bestätigt wurde.

Fig. 1017 zeigt den Apparat.



Die von der Hauptkathode a ausgehenden Strahlen passieren ein mit einem Spalt versehenes Diaphragma D , das zugleich als Anode dient, und treffen auf den mit einer Teilung versehenen Leuchtschirm P . In dem Querrohr befindet sich eine zweite Kathode B und Anode F . B trägt ein Eisenstück und kann mittels eines Magneten von außen her verschoben werden, so daß die von a kommenden Strahlen beliebige Teile des vor B befindlichen anomalen Kathodengefälles zu passieren haben. Zur Messung des Gefälles dient das Sondenpaar S_1, S_2 , das mit einem Quadrantelektrometer E verbunden ist. Ist Π die Potentialdifferenz der Sonden, d ihr Abstand, so ist das ablenkende Feld $F = \Pi/d$. Nimmt man F als konstant im ganzen Querschnitt des Rohres BF an, so ist $a = 3$ cm der Weg im Felde, und $l = 42,5$ cm der Weg außerhalb des Feldes. Zum Betriebe beider Stromkreise dienen zwei Influenzmaschinen, die Elektrodenspannung E des Hauptkreises maß ein Braunschtes Elektrometer C . Nach Gl. (13), § 320 müßte also sein:

$$y = \frac{F}{2E} \left(\frac{9}{2} + 3 \cdot 42,5 \right) = 65,5 \cdot \frac{F}{E} \dots \dots \dots (4)$$

oder:

$$\frac{E}{F} \cdot y = 65,5 = const \dots \dots \dots (5)$$

Die Beobachtungen ergaben in der Tat bei konstanter Stellung von B konstante Werte von Ey/F , die sich aber bei Verschiebung von B um einige Prozent änderten, offenbar wegen der nicht ganz zutreffenden Annahme über das Feld F . Die Übereinstimmung mit der Theorie ist also ganz befriedigend.

¹⁾ Wied. Ann. 62, 588 (1897).

c) Bestimmung von e/m und v aus elektrischer und magnetischer Ablenkung. Die Methode wurde zuerst von J. J. Thomson¹⁾ im Entladungsrohr selbst, später von Lenard²⁾ im äußersten Vakuum hinter einem Aluminiumfenster angewandt. Spätere Präzisionsmessungen führte A. Becker³⁾ aus.

Nach Gl. (20) in § 320 ist bei gekreuzten Feldern gleicher Ausdehnung und solcher Stärke, daß die Ablenkung Null wird,

$$v = F/H \dots \dots \dots (6)$$

Ferner ergibt die elektrische oder die magnetische Ablenkung allein, wenn v nach Gl. (6) bekannt ist, nach Gl. (12) oder (17) in § 320 auch e/m .

Die erstgenannten Autoren fanden $e/m = 0,6$ bis $0,9 \cdot 10^7$ und $v = 0,3$ bis $1,2 \cdot 10^{10}$. Becker fand:

$$e/m = 1,8 \cdot 10^7,$$

also genügende Übereinstimmung mit den Ergebnissen der unter I. genannten Methode.

d) Elektrizitätstransport und Wärmeentwicklung. Die Prüfung der Gl. (16) und (17) in § 320 durch J. J. Thomson ergab innerhalb der ziemlich weit bemessenen Fehlergrenzen der Versuche genügende Übereinstimmung mit den Resultaten der anderen Methoden, um als Bestätigung der Theorie betrachtet werden zu können. Gl. (22) wurde zuerst von Cady (l. c.) geprüft. Er verglich die in einer Platinfolie von den Kathodenstrahlen entwickelte Wärme direkt mit der im gleichen Streifen durch einen hindurchgeschickten elektrischen Strom j entwickelten Wärme: $j^2 W$. Es mußte also, wenn auf Gleichheit beider Wärmeentwickelungen einreguliert wurde, nach Gl. (22) sein:

$$j^2 W = iE \quad \text{oder} \quad \underline{iE/j^2 W = 1} \dots \dots \dots (7)$$

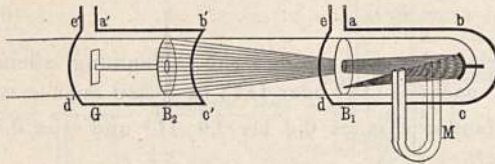
Der Verfasser fand dagegen $iE/j^2 W =$ etwa 0,80, d. h. die von den K-Strahlen entwickelte Wärme war um etwa 20 Proz. zu groß. Die Erklärung für die Abweichung liegt darin, daß ein Teil der Strahlen „reflektiert“ wird, wobei zwar ein Bruchteil der Energie, aber keine Ladung abgegeben wird, es erscheint also i zu klein; im gleichen Sinne wirken auch die von dem Pt-Streifen ausgehenden langsamen „Sekundärstrahlen“ (siehe unten § 329). Bei höheren Spannungen — Cady arbeitete im Intervall von etwa 3000 bis 5000 Volt — wird die Abweichung geringer und verschwindet schließlich ganz, wie in einer neueren Arbeit von Laub⁴⁾ nachgewiesen wurde.

§ 322. Experimentelle Prüfung der Theorie (Fortsetzung). a) Messung der Geschwindigkeit. Die in § 321 angegebenen Zahlen für die Geschwindigkeit v der K-Str. waren aus indirekten Versuchen errechnet und hatten nur Gültigkeit unter Voraussetzung der Gültigkeit der Theorie; lediglich die Übereinstimmung der Resultate verschiedenartiger Methoden gab den Zahlen Bedeutung. Eine direkte Messung von v war deshalb behufs endgültiger Prüfung der Theorie von besonderer Bedeutung.

¹⁾ l. c. — ²⁾ Wied. Ann. **64**, 279 (1898). — ³⁾ Ann. d. Phys. (4) **17**, 381 (1905). — ⁴⁾ Ebenda (4) **23**, 285 (1907).

Nachdem der Grundgedanke der Methode von Des Coudres¹⁾ angegeben und einige orientierende Versuche ausgeführt waren, gelang die endgültige Messung Wiechert²⁾. Es kann hier nur das Prinzip der komplizierten Anordnung mitgeteilt werden (Fig. 1018). Von einer Hohlspiegelkathode treten die Strahlen zunächst durch ein Diaphragma B_1 , dann durch ein zusammen mit dem Auffangschirm G (ein Stück Uranglas) verschiebbares Diaphragma B_2 .

Fig. 1018.



$abcde$ und $a'b'c'd'e'$ sind Drahtbügel, die mit einem Lecherschen Drahtsystem (vgl. § 275) derart in Verbindung stehen, daß sie von elektrischen Drahtwellen in gleicher Phase durchflossen werden; sie erzeugen ein perio-

disch wechselndes Magnetfeld, welches die Röhre horizontal quer durchsetzt und die Strahlen abwechselnd nach oben und unten ablenkt. Ein permanenter Magnet M biegt die Strahlen zunächst nach unten, so daß sie nur in dem Augenblick durch B_1 können, in welchem der Strom in $abcde$ sein positives — d. h. nach oben ablenkendes — Maximum erreicht. Da die Strahlen nun zum Durchlaufen der Strecke l zwischen B_1 und B_2 die Zeit $t = l/v$ gebrauchen, so treffen sie den Strom in $a'b'c'd'e'$ in einer späteren Phase an und werden je nach der Entfernung weniger stark oder gar nicht nach oben oder schließlich nach unten abgelenkt. Sei l_0 die Entfernung, welcher eine Ablenkung nach unten entspricht, λ die am Lechersystem gemessene Wellenlänge der elektrischen Schwingungen, $\tau = \lambda/c$ die Schwingungsdauer, so ist:

$$l_0/v = \tau/2 = \lambda/2c$$

oder:

$$v = \frac{2l_0}{\lambda} \cdot c = \frac{2l_0}{\lambda} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec} \dots \dots (1)$$

Wiechert erhielt je nach der angewandten Elektrodenspannung:

$$v/c = 1/5 \text{ bis } 1/3$$

und bei gleichzeitiger Messung der magnetischen Ablenkbarkeit:

$$e/m = 1,1 \text{ bis } 1,5 \cdot 10^7.$$

In Anbetracht der großen Schwierigkeit der Messung kann die Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Methoden als genügend betrachtet werden, so daß danach an der Richtigkeit der Theorie nicht mehr gezweifelt werden kann.

b) Elektrostatische Beschleunigung. Läßt man ein irgendwie erzeugtes K-Str.-Bündel an einer beliebigen Stelle seiner Bahn in ein elektrisches Feld treten, das seiner Bahn parallel gerichtet ist, so wird dadurch die Geschwindigkeit der Strahlen vergrößert oder verkleinert und entsprechend müssen sich die Eigenschaften der Strahlen ändern.

Ein derartiger Versuch wurde zuerst von Des Coudres³⁾ ausgeführt:

¹⁾ Verh. d. Berl. Phys. Ges. 16, 157 (1897).

²⁾ Wied. Ann. 69, 739 (1899).

³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 17, 17 u. 60 (1898).

Vor ein Lenardsches Fenster wird ein Leuchtschirm gesetzt, der mit einem weitmaschigen Drahtnetz überzogen ist¹⁾ und mittels einer Wippe mit dem + - oder - - Pol einer Influenzmaschine verbunden werden kann. Der Schirm leuchtet bei + - Ladung heller, bei - - Ladung dunkler, weil er im ersten Fall die Strahlen beschleunigt und dadurch erstens die Absorption in der Luft und in der Schirmsubstanz vermindert, zweitens die Lichterregung verstärkt. Im zweiten Fall findet eine entsprechende Verzögerung statt.

Bald darauf maß Kaufmann²⁾ die Änderung der magnetischen Ablenkbarkeit durch elektrostatische Beschleunigung innerhalb der Entladungsröhre, und Lenard³⁾ zeigte dasselbe für Strahlen im äußersten Vakuum. Die beobachteten Effekte waren mit den Ergebnissen der Rechnung in vollem Einklang.

c) Mechanische Wirkungen. Wenn auf eine Fläche pro Sekunde N Teilchen auftreffen und absorbiert werden, so erfährt die Fläche einen Druck $p = Nmv$ Dynen. Ist die Auffangfläche über ein Galvanometer zur Erde geleitet, so zeigt dieses einen Strom $i = Ne$ an. Also ist $N = i/e$ und

$$p = i \cdot v \cdot m / e \dots \dots \dots (2)$$

oder nach Gl. (3') in § 320:

$$p_{\text{Dyn}} = 0,34 i_{\text{Amp.}} \cdot \sqrt{E_{\text{Volt}}} \dots \dots \dots (3)$$

Schon Crookes (l. c.) glaubte kräftige mechanische Wirkungen der K-Str. nachgewiesen zu haben, indem er diese auf kleine Schaufelrädchen im Inneren der Röhre fallen ließ, die in lebhaftere Umdrehung im erwarteten Sinn gerieten; doch zeigte Hittorf⁴⁾, daß die Rädchen sich auch drehten, wenn man sie während des Stromdurchganges durch Neigen der Röhre festhielt und erst nach Unterbrechung des Stromes wieder losließ. Die Effekte rührten offenbar teils von Wärmeströmungen des Gases, teils von elektrostatischen Kräften her. Starke⁵⁾ hat dann durch eine Reihe exakter Versuche gezeigt, daß die mechanischen Wirkungen sich ihrer Kleinheit wegen der Beobachtung entziehen, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Rechnung.

d) Magnetische Wirkungen. Da ein K-Str.-Bündel einen Strom repräsentiert, muß es auch ablenkend auf die Magnethnadel wirken. Ältere Versuche von H. Hertz⁶⁾, diese Wirkung nachzuweisen, führten nicht zum Ziel, da die übrigen Teile der Entladung stärkere Wirkungen ausübten, durch welche die Wirkung der Strahlen völlig verdeckt wurde; dasselbe gilt von Versuchen von v. Geitler⁷⁾. Erst Klupathy⁸⁾ gelangte zu einem positiven Resultat.

e) Die Fragen nach der Natur und Größe der Elektronen sowie der Veränderlichkeit der Masse mit der Geschwindigkeit sollen mit Rücksicht auf die historische Reihenfolge erst in Kap. XIV behandelt werden.

¹⁾ Am besten ist ein Schirm aus Glimmer; auf die Leuchtschicht kommt ein Blatt feinste Aluminiumfolie, darüber zum Schutze das Netz; man beobachtet durch den Glimmer hindurch.

²⁾ Wied. Ann. **65**, 431 (1898).

³⁾ Ebenda **65**, 504 (1898).

⁴⁾ Ebenda **21**, 127 (1884).

⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) **3**, 101 (1900).

⁶⁾ Wied. Ann. **19**, 782 (1883).

⁷⁾ Ann. d. Phys. (4) **5**, 924 (1901), **7**, 935 (1902).

⁸⁾ Ebenda (4) **25**, 31 (1908).

§ 323. Kanalstrahlen¹⁾; Allgemeines, positive Ladung. Im Jahre 1886 fand Goldstein²⁾, daß durch eine mit engen Durchbohrungen — „Kanälen“ — versehene Kathode nach rückwärts Strahlen ausgehen, die sich in ihrem Verhalten von den Kathodenstrahlen stark unterscheiden.

Versuch: Zur Beobachtung der Strahlen ist die in Fig. 1012 dargestellte Röhre brauchbar, wenn man die Stromrichtung umkehrt, also *A* zur Kathode macht. Dann sieht man in den Raum *AC* aus jeder Öffnung des Siebes heraus ein Strahlenbündel treten, das in Luft gelblich³⁾, in Wasserstoff⁴⁾ rosa gefärbt ist und in einigen Zentimetern Abstand von der Kathode bereits merklich diffus ist. Durch einen genäherten kräftigen Stahlmagneten ist keine merkliche Ablenkung zu erzielen. Bei Betrieb der Röhre mit Hochspannungsbatterie oder Influenzmaschine kann man eine auf *C* fallende und durch das Galvanometer abfließende positive Ladung nachweisen⁵⁾.

Andere Methoden zur Erzeugung und Beobachtung der Kanalstrahlen hat Goldstein⁶⁾ kürzlich mitgeteilt, doch muß dieser Hinweis genügen.

Es liegt nahe, die Kanalstrahlen als positive Teilchen zu betrachten, die, sei es an der Anode, sei es in irgend einem Teile des Entladungsraumes entstanden, durch den Potentialfall vor der Kathode genügende Geschwindigkeit erlangt haben, um auch in dem feldfreien Raume hinter der Kathode noch erhebliche Strecken weiter zu fliegen, bis durch die Zusammenstöße mit Gasmolekeln eine diffuse Zerstreung und Verlangsamung eintritt.

Da die Teilchen etwa den gleichen Potentialfall durchlaufen haben, wie die stark ablenkbaren Kathodenstrahlen, so folgt aus Gl. (18) in § 320, daß e/m viel kleiner, also vermutlich m größer sein muß; die Annahme liegt nahe, daß die Teilchen aus Gasatomen oder Molekeln bestehen. Dann würde z. B. für ein Wasserstoffteilchen $e/m = 9650$ sein, also $9650/1,8 \cdot 10^7 =$ etwa $5,4/10\,000$ des Wertes für ein Elektron. Die magnetische Ablenkung muß also $\sqrt{5,4/10\,000} = 0,023$ des Wertes für Kathodenstrahlen in derselben Röhre sein; für alle anderen Gase wird die Ablenkung noch kleiner (siehe weiter unten, § 324).

Nach oben entwickelter Anschauung existieren die Kanalstrahlen schon vor der Kathode; tatsächlich stimmt ihr Aussehen stets mit dem der ersten Kathodenschicht (vgl. § 312) völlig überein. Die Gestaltung dieser Schicht ist am besten zu erkennen, wenn man die Kathodenstrahlen und das Glimmlicht durch einen kräftigen Magneten zur Seite biegt.

Daß in der ersten Kathodenschicht eine Bewegung auf die Kathode zu stattfindet, haben Schuster⁷⁾ und Villard⁸⁾ gezeigt, doch existieren auch Teilchen gleicher Art in dieser Schicht, die sich von der Kathode fortbewegen. Näheres bei Goldstein⁹⁾ und Wehnelt¹⁰⁾.

¹⁾ Ausführlicher die Monographie von Gehrcke, „Die Strahlen der positiven Elektrizität“.

²⁾ Berl. Ber. 39, 691 (1886); Wied. Ann. 64, 38 (1898).

³⁾ Über die Färbung siehe jedoch Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 228 (1902); ebenda auch Verzeichnis früherer Arbeiten dieses Verfassers.

⁴⁾ In diesem Gase sind die Strahlen am besten sichtbar.

⁵⁾ Nachweis der Ladung zuerst durch W. Wien, Wied. Ann. 65, 440 (1898).

⁶⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 661 (1910); Phys. Zeitschr. 11, 873 (1910).

⁷⁾ Proc. Roy. Soc. 47, 557 (1890).

⁸⁾ Journ. de phys. 8, 5 (1899).

⁹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 207 (1901); 4, 228 (1902).

¹⁰⁾ Wied. Ann. 67, 421 (1899).

Die Zerstäubung der Kathode (vgl. § 314) geht, wie zuerst von Goldstein¹⁾ nachgewiesen wurde, nur an den Stellen vor sich, auf welche Kanalstrahlen auf treffen, ist also offenbar als eine Wirkung der Strahlen aufzufassen. Auch hinter der Kathode wirken dieselben zerstäubend, so daß dünne Metallhäutchen geradezu aufgelöst werden (Goldstein). Die Zusammendrängung des Auftreffpunktes in die Kathodenmitte in engen Röhren ist eine Folge der elektrostatischen Abstoßung durch die positiv geladenen Rohrwände (Villard, l. c.). Näheres über die Zerstäubung siehe Kohlschütter²⁾.

Phosphoreszenz. Photographische Wirkung. Auf Glas erregen die Kanalstrahlen nur schwache Phosphoreszenz; eine bisweilen zu beobachtende gelbe Lichthaut, die im Spektroskop die Na-Linie zeigt, rührt von zerstäubten oder verdampfendem Glase her. Ähnliches beobachtet man an bestrahlten Salzen des Na, Li usw.

Kräftige Phosphoreszenz zeigt das Mineral Willemit, das deshalb bei Messungen als Leuchtschirm benutzbar ist [J. J. Thomson³⁾], ferner auch nach v. Dechend und Hammer⁴⁾ künstliche Sidotblende⁵⁾ (ZnS + Cu in Spuren). Über die Herstellung der Leuchtschirme vgl. den Bericht von v. Dechend und Hammer. Sehr kräftig wirken die Strahlen nach J. Königsberger auf photographisches Chlorbromsilberpapier (sogenanntes Veloxpapier).

§ 324. Magnetische und elektrische Ablenkung⁶⁾; e/m und v ; Ladungswechsel. Die magnetische Ablenkbarkeit der Kanalstrahlen, die von Goldstein für gänzlich unablenkbar gehalten wurden, hat zuerst W. Wien⁷⁾ nachgewiesen; allerdings mußte er dazu einen kräftigen Elektromagneten anwenden und durch dicke eiserne Schutzhüllen das eigentliche Entladungsrohr vor der magnetischen Einwirkung schützen. Die Ablenkung erfolgte im erwarteten Sinn, d. h. umgekehrt wie bei Kathodenstrahlen.

Die elektrische Ablenkung war leichter nachzuweisen, da sie von gleicher Größenordnung wie die Kathodenstrahlen ist; denn in Gl. (14), § 320, ist e/m nicht enthalten, die Ablenkung ist nur von den Feldern abhängig.

Seitdem sind zahlreiche genaue Messungen über die Ablenkung der Kanalstrahlen gemacht worden, von denen wir hier angesichts der übergroßen Tatsachenfülle nur das Wichtigste nach den Ergebnissen von Thomson, Wien, Königsberger u. a. mitteilen können⁸⁾.

Die Kanalstrahlen sind fast stets aus Teilchen mit verschiedenem e/m und v zusammengesetzt; ihre Ladung ist teils positiv, teils negativ, teils Null. Die e/m -Werte entsprechen stets Molekülen oder Atomen der im Rohr enthaltenen Gase, die mit dem ein- oder mehrfachen Elementarquantum geladen sind, also z. B. für ein einfach geladenes Sauerstoffatom $\frac{e}{m} = \frac{9650}{16} = 602$.

Die Geschwindigkeiten dagegen entsprechen stets den aus Gl. (4) in § 320 sich ergebenden Werten, wenn man für e nur die einfache Ladung einsetzt

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **3**, 192 (1901).

²⁾ Jahrb. d. Radioakt. **9**, 355 (1912).

³⁾ Phil. Mag. (6) **13**, 561 (1907).

⁴⁾ Heidelb. Akad. Ber. Nr. 21.

⁵⁾ Käuflich in der Braunschweiger Chininfabrik, Buchler u. Co.

⁶⁾ Ausführlicher Bericht von v. Dechend u. Hammer, Jahrb. d. Radioakt. **8**, 34 (1911).

⁷⁾ Wied. Ann. **65**, 445 (1898).

⁸⁾ Näheres findet man in dem oben erwähnten Bericht.

und für E einen Wert, der kleiner oder höchstens gleich der Elektroden-
spannung ist. Für ein H^+ -Teilchen erhalte man z. B. bei $E = 10\,000$ Volt
 $= 10^{12}$ CGS

$$v \leq \sqrt{2 \cdot 9650 \cdot 10^{12}} = 1,4 \cdot 10^8 \text{ cm/sec.}$$

Daraus folgt, daß die Teilchen zunächst alle die einfache $+$ -Ladung
tragen; wenn sie vor dem Crookeschen Dunkelraum entstehen, so haben
sie die volle Geschwindigkeit, wenn sie erst innerhalb des Dunkelraumes ent-
stehen, so haben sie eine kleinere Geschwindigkeit als Gl. (4), § 320 entspricht;
es folgt ferner, daß die neutralen, die mehrfach, und die negativ geladenen
Teilchen erst auf ihrem weiteren Wege ihre abnorme Ladung erhalten¹⁾ oder
sich neutralisiert²⁾ haben.

Da die Kanalstrahlen ebenso wie die Kathodenstrahlen das Gas ionisieren, d. h.
in $+$ -geladene Molekeln oder Atome und $-$ -geladene Elektronen zerspalten, so ist
die Neutralisierung als Aufnahme eines Elektrons aus dem ionisierten Gase, die
Umladung als Aufnahme zweier Elektronen, die Mehrfachladung als Abgabe von
Elektronen aufzufassen (siehe weiter unten).

Wegen der starken Zerstreung der Kanalstrahlen im Gase sind exakte
Messungen erst durch Anwendung eines von W. Wien³⁾ erdachten Kunst-
griffes möglich⁴⁾: Man fertigt die Kathode aus einem mehrere Zentimeter dicken
Metallstück, welches für den Durchtritt der Strahlen eine sehr feine kapillare
Bohrung trägt. Der Entladungsraum steht durch eine Kapillarröhre mit einem
Gasreservoir in Verbindung, aus welchem das Gas langsam zuströmt; der
Beobachtungsraum wird durch eine rasch wirkende Pumpe evakuiert. Da
durch die Kathodenkapillare das Gas nur langsam nachströmt, so kann man
den Druck im Beobachtungsraume ganz niedrig halten, so daß scharfe Strahlen
entstehen, während im Entladungsraum der Druck einen für das Zustande-
kommen der Entladungen geeigneten höheren Wert hat. In ähnlicher Weise
kann man auch mit verschiedenartigen Gasen in beiden Räumen arbeiten⁵⁾.

Hat man aus der magnetischen Ablenkung nach Gl. (17) in § 320 für
ein Kanalstrahlteilchen mit der Ladung $e' = n \cdot e$ (wo n eine ganze Zahl) e'/m
bestimmt, so ergibt sich, da für ein einfach geladenes H -Atom $e/m_H = 9650$ ist:

$$\frac{m}{m_H} \cdot \frac{e}{e'} = \frac{9650}{e'/m} = \frac{m}{nm_H} \dots \dots \dots (1)$$

m muß das Atomgewicht irgend eines der in der Röhre enthaltenen
Gase sein, n eine kleine ganze Zahl. Dieser Schluß ergab sich bei allen
Messungen als richtig.

Zur Erläuterung der Ergebnisse dienen im folgenden einige von Königs-
berger und Kilchling⁶⁾ erhaltene Photographien. Da die Reproduktionen
nicht alle Details zeigen, so ist daneben noch eine schematische Zeichnung
beigefügt.

¹⁾ W. Wien, Münch. Akad. Ber., S. 55 (1908).

²⁾ Stark, Phys. Zeitschr. 4, 583 (1903).

³⁾ Phys. Zeitschr. 9, 765 (1908); Ann. d. Phys. (4) 27, 1025 (1908).

⁴⁾ Anm. während der Korrektur: Nach Glimme u. Königsberger (Heidelb. Akad. Ber. 1913 [A], Heft 3) ist eine Durchdringung äußerst dünner Aluminium-
folie ($d = 0,4 \mu$) und damit prinzipiell auch die Herstellung eines Lenardschen
Fensters möglich.

⁵⁾ Königsberger und Kutschewski, Phys. Zeitschr. 11, 666 u. 848 (1910).

⁶⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 995 (1910); ebenda Literaturangaben.

Es bedeutet jedesmal n ein neutrales — also unabgelenktes — Teilchen, $+H$, $-O$, $+H_2$ usw. bedeutet in leicht verständlicher Weise ein $+$ - oder $-$ -geladenes HO - oder H_2 -Teilchen; p_E und p_B bedeuten den Druck im Entladungs- und Beobachtungsraume.

I. (Fig. 1019.) Magnetische Ablenkung in Wasserstoff bei sehr tiefem Druck p_B . Scharfe abgelenkte Flecke von $+H$, $+O$, $-O$.

II. (Fig. 1020.) Wie I., aber p_B vielmals größer. Die n - und $+H$ -Flecke sind durch einen Streifen verbunden, der von ursprünglich positiven,

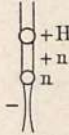
Fig. 1019.



$$p_E = 2 \cdot 10^{-3}$$

$$p_B = 1 \cdot 10^{-4}$$

Fig. 1020.



$$p_E = p_B$$

$$= 3,5 \cdot 10^{-3}$$

aber noch im Felde neutralisierten oder aber ursprünglich neutralisierten und erst im Felde wieder geladenen und deshalb weniger stark abgelenkten Teilchen herrührt (durch $+n$ bezeichnet). Ein lichtschwacher Streifen von negativ geladenen Teilchen zieht sich nach der anderen Seite.

Genaueren Aufschluß über die Vorgänge längs der Strahlenbahn liefert die Methode der „gekreuzten Magnetfelder“.

Die aus dem Kathodenkanal K (Fig. 1021) kommenden Strahlen passieren zwei Magnetfelder H_1 und H_2 , von denen das erste in horizontaler, das zweite in vertikaler Richtung ablenkt. Beide Felder sind sehr kurz im Vergleich mit ihrem Abstände.

Fig. 1022 zeigt eine Aufnahme bei hohem Druck in Wasserstoff. Die dauernd geladenen Teilchen werden von beiden Feldern gleich stark, nach

Fig. 1021.

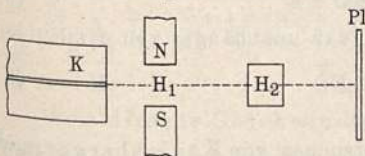
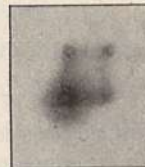


Fig. 1022.



$$p_E = p_B$$

$$= 2,5 \cdot 10^{-3}$$

n $\hat{=}$ neutraler Strahl.
 H = positiver Wasserstoffstrahl.

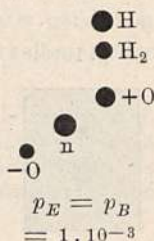
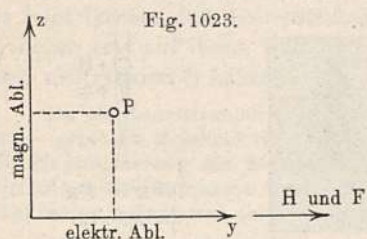
$+H$ abgelenkt. Die zwischen H_1 und H_2 neutralisierten Teilchen werden von H_2 nicht mehr abgelenkt, sie bleiben in A , die dauernd neutralen (also schon vor H_1 neutralisierten) Teilchen sind in n , die innerhalb H_1 neutralisierten zwischen n und A , die innerhalb H_2 neutralisierten zwischen A und H .

In B befinden sich Teilchen, die von H_1 nicht, wohl aber von H_2 zum vollen Betrage abgelenkt sind; sie waren also vor H_1 neutralisiert und haben zwischen H_1 und H_2 eine neue Ladung durch Abspaltung eines Elektrons — Dissoziation — erhalten. Die erst innerhalb H_2 dissoziierten Teilchen finden sich zwischen n und B , die schon innerhalb H_1 dissoziierten zwischen B und H .

Da die Streifen beiderseits nicht über H hinausgehen, so folgt, daß bei den Ladungsänderungen v sich nicht merklich vermindert haben kann. Es kann also die Änderung nur von einem Zusammenprall mit Elektronen (von relativ verschwindender Masse), nicht aber mit Gasmolekeln herrühren. Die Elektronen ihrerseits stammen aber von dissoziierten Gasteilchen, deshalb findet der ganze Vorgang bei tiefstem Drucke nicht mehr statt.

Elektrische Ablenkung. Weitere Aufschlüsse erhält man durch gleichzeitige magnetische und elektrische Ablenkung in aufeinander

Fig. 1024.



CO₂ in E und B . Kühlung mit flüssiger Luft.

senkrechten Richtungen, eine Methode, die zuerst von Kaufmann¹⁾ angegeben wurde. Die beiden Felder mögen in der y -Richtung liegen (Fig. 1023), dann ist die elektrische Ablenkung:

$$y = \frac{e}{m} \cdot \frac{F}{v^2} \cdot C \dots \dots \dots (2)$$

[wo C durch die geometrischen Verhältnisse der Röhre und der elektrischen Felder bestimmt; vgl. § 320, Gl. (12)] und die magnetische Ablenkung:

$$z = \frac{e}{m} \cdot \frac{H}{v} \cdot M^2) \dots \dots \dots (3)$$

[wo M ebenfalls durch die Röhren und Felddimensionen bestimmt; vgl. § 320, Gl. (18) u. (19)]. Daraus folgt, daß bei konstant gehaltenen Feldstärken für irgend einen auf den Punkt P treffenden Strahl:

$$z/y \text{ proportional } v \dots \dots \dots (4)$$

und $z^2/y \text{ proportional } e/m \dots \dots \dots (5)$

ist. Endlich folgt noch aus Gl. (13), § 320, daß unabhängig von e/m und v die elektrische Ablenkung

$$y \text{ proportional } E \dots \dots \dots (6)$$

d. h. dem beschleunigenden Potentialfall³⁾ ist.

Fig. 1024 zeigt eine Aufnahme nach Versuchen von Königsberger und Kilchling. Die beiden Felder hatten genau gleiche Ausdehnung. Kühlung mit flüssiger Luft diente zur Fortschaffung von Dämpfen, namentlich des Quecksilbers. Trotz CO₂-Füllung der Röhre sind nur die Spuren der + H-, + H₂-, + O- und - O-Teilchen zu sehen⁴⁾.

¹⁾ Göttinger Nachr. 1901.

²⁾ z ist als klein gegen den Strahlweg l angenommen; wenn dies nicht der Fall, so ist statt dessen eine „reduzierte Ablenkung“ einzuführen, vgl. Kaufmann, Wied. Ann. 61, 544 (1897).

³⁾ E ist bei Kanalstrahlen, wie oben erwähnt, kleiner als die Elektrodenspannung.

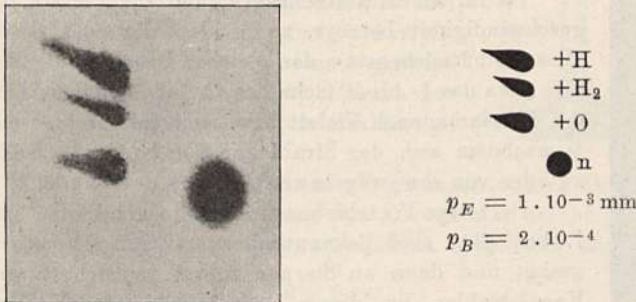
⁴⁾ Wasserstoff ist als Verunreinigung in den Röhren kaum vermeidbar, Sauerstoff kann durch Zersetzung des CO₂ entstehen. Nach J. J. Thomson (Phil. Mag., Okt. 1912) tritt der Wasserstoff viel weniger hervor, wenn man nicht die photo-

Alle Teilchen haben gleiche elektrische Ablenkung, haben also gleichen Potentialfall durchlaufen.

Die H_2 -Teilchen sind durch eine parabolische Kurve mit dem Nullpunkt verbunden; die Gleichung der Parabel ist $x^2/y = const$, nach Gl. (5) ist also e/m für alle Punkte dasselbe. Da, wie oben gezeigt, eine Geschwindigkeitsänderung längs der Bahn nicht statthat, so handelt es sich um Teilchen, welche nur einen Teil der Felder im geladenen Zustande durchlaufen, sich also neutralisiert haben.

Bei tieferem Druck erhält man Fig. 1025. An jeden der Hauptflecke (gleiches y) schließt sich ein stärker abgelenkter Schweif, der ein Stück eines

Fig. 1025.

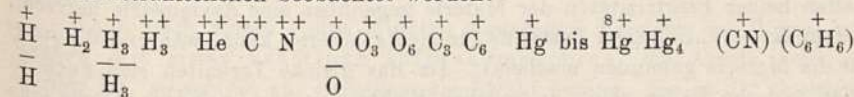


Kühlung mit CO_2 . Luft in E und B .

durch n gehenden Parabelbogens bildet; es ist also e/m für jede Kurve konstant, v ist variabel. Es handelt sich entweder um Teilchen, welche nur einen Teil des gesamten Kathodenfalles durchlaufen haben, also innerhalb des Dunkelraumes entstanden sind, oder aber sich innerhalb dieses umgeladen haben, dadurch im Felde des Kathodenfalles verzögert worden sind und nachher wieder positive Ladung angenommen haben.

Näheres über den vermutlichen Mechanismus des Umladens siehe Königsberger und Kutschewski¹⁾, sowie Glimme und Königsberger²⁾.

Insgesamt sind bis jetzt, namentlich von Thomson³⁾, folgende Arten von Kanalstrahlteilchen beobachtet worden:



Eine direkte Geschwindigkeitsmessung nach der Wiechertschen Methode (vgl. § 322) hat Hammer⁴⁾ ausgeführt; er fand für $\overset{+}{H}$:

$$v = 2,5 \cdot 10^8 \text{ cm/sec, } e/m = 10040 (= 9650 + 3,6 \text{ Proz.}).$$

Die Energie der Kanalstrahlen hat Saxén⁵⁾ gemessen, indem er den Anstieg eines bestrahlten Thermometers beobachtete. Der Faktor iE/Q

graphische Wirkung, sondern die elektrische Ladung der Strahlen mißt; diese ist offenbar ein viel objektiveres Intensitätsmaß.

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 1 u. 168 (1912).

²⁾ Heidelb. Akad. Ber. 1913 (A), Heft 3.

³⁾ Phil. Mag., Febr. 1911; ebenda, August u. Oktober 1912; Phys. Zeitschr. **13**, 1133 (1912).

⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 955 (1911).

⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) **38**, 319 (1912).

[vgl. § 320, Gl. (22) und § 321, d.] ergab sich stets viel kleiner als Eins wegen des Beitrages der ungeladenen Teilchen zum Werte von Q .

§ 325. Leuchten der Kanalstrahlen; Doppler-Stark-Effekt. Da die Kanalstrahlen längs ihrer Bahn ebenso wie die Kathodenstrahlen nur

Fig. 1026.



dann merklich leuchten, wenn genügend dichtes Gas vorhanden ist, so folgt, daß das Leuchten beim Zusammentreffen mit Gasteilchen oder Elektronen erregt wird, wobei sowohl von den rasch bewegten Strahlteilchen, als auch von den — abgesehen von der Wärmebewegung — ruhenden Gasteilchen Licht emittiert werden kann.

Da für die Strahlteilchen v rund $1/1000$ bis $1/100$ der Lichtgeschwindigkeit beträgt, so müssen die Spektrallinien eines Wasserstoffteilchens um den gleichen Bruchteil der Wellenlänge, also etwa das 1- bis 10fache des Abstandes der beiden D -Linien des Natriums, nach Violett bzw. nach Rot hin verschoben sein, je nachdem sich der Strahl auf den Spalt des Spektrometers zu oder von ihm weg bewegt.

Derartige Verschiebungen von Spektrallinien an bewegten Lichtquellen sind bekanntlich zuerst von Doppler¹⁾ vorausgesagt und dann an Sternen zuerst beobachtet worden. An Kanalstrahlen ist dieser Dopplereffekt von Stark²⁾ aufgefunden worden.

Fig. 1026 zeigt das Aussehen der violetten Linie $\lambda = 4267$ des Kohlenstoffs im Kanalstrahlenspektrum³⁾. Die Linie erscheint verdoppelt; ein scharfer Teil in normaler Lage ist offenbar von ruhenden Gasteilchen emittiert, ein verwaschener Teil in verschobener Lage geht von mit verschiedener Geschwindigkeit bewegten Teilchen aus. Aus Messungen der Verschiebung folgt merkwürdigerweise stets eine viel geringere Geschwindigkeit, als aus den Ablenkungsmessungen⁴⁾.

§ 326. Anodenstrahlen⁵⁾; Striktionsstrahlen. Aus den Ergebnissen der Versuche an Kathoden- und Kanalstrahlen geht hervor, daß in dem Verhalten beider Elektrizitäten der Materie gegenüber eine Asymmetrie herrscht, indem die $-E$ in freiem Zustande für sich existieren kann, während die $+E$ an die Materie gebunden erscheint. Da das gleiche Verhalten sich auch in allen anderen Fällen zeigt, in welchen Elektronen bzw. geladene Atome eine Rolle spielen, wie in den elektro- und magnetooptischen Erscheinungen (siehe Bd. II), sowie in den Strahlen der radioaktiven Körper (siehe unten Kap. XIV), so handelt es sich hier offenbar um eine allgemeine Gesetzmäßigkeit.

Bezüglich der Erscheinungen in Entladungsröhren folgt, daß die verschiedenen Massen und Geschwindigkeiten der positiven und der negativen

¹⁾ Abhandl. Böhm. Ges. d. Wiss. 1842. Ostwalds Klassiker, Nr. 161.

²⁾ Phys. Zeitschr. 6, 892 (1905).

³⁾ Die Figur entstammt einer Arbeit von Stark. Phys. Zeitschr. 8, 397 (1907).

⁴⁾ Auf die mannigfachen Diskussionen, die sich an die Starksche Entdeckung geknüpft haben, kann hier nicht eingegangen werden. Von neuester Literatur seien erwähnt: H. Wilsar, Phys. Zeitschr. 12, 1091 (1911); Dissert. Würzburg 1912 und Fulcher, Phys. Zeitschr. 13, 224 (1912).

⁵⁾ Näheres siehe Gehrcke, „Die Strahlen der positiven Elektrizität“. Leipzig 1909.

Teilchen, aus deren Bewegung sich der Strom zusammensetzt, auch eine Asymmetrie in den äußerlich sichtbaren Erscheinungen, sowie in der Potentialverteilung zur Folge haben müssen. Daß diese Asymmetrie gerade derart sein muß, wie sie tatsächlich in den Entladungsröhren beobachtet wird, soll in § 357 nachgewiesen werden. Jedenfalls ist zu erwarten, daß die Unterschiede nur quantitative sind und daß alle Erscheinungen an der Kathode sich in entsprechend reduziertem Maßstabe auch an der Anode vorfinden werden. Wenn von der Anode im allgemeinen keine Strahlen ausgehen, so liegt dies offenbar daran, daß erstens eine Metallanode keine Atome abgeben kann, solange sie nicht etwa verdampft, und daß zweitens etwaige $+$ -geladene Gasatome in dem kleinen Anodenfall (vgl. § 311) keine genügende Beschleunigung erhalten, um strahlartige Eigenschaften zu erlangen.

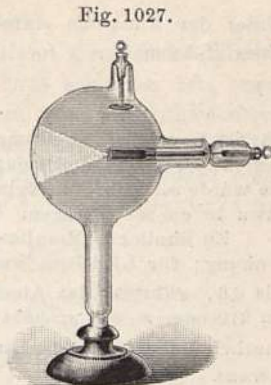


Fig. 1027.

Es ist Gehrcke und Reichenheim¹⁾ gelungen, durch Benutzung verdampfbarer Salzanoden und Erhöhung des Anodenfalles strahlartige Erscheinungen, die von der Anode ausgehen, zu erhalten. Fig. 1027 zeigt die äußere

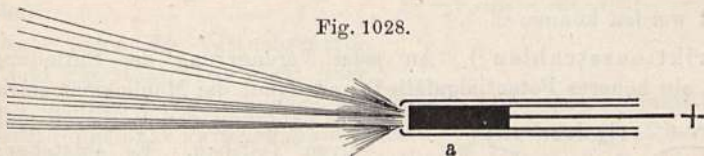


Fig. 1028.

Form einer „Anodenstrahlröhre“²⁾, Fig. 1028 die Anode selbst. Sie besteht aus zwei ineinander geschobenen Glasröhren, von denen die innere am Ende die in geschmolzenem Zustande eingesogene Salzmasse (*a*) nebst Zuleitungsdraht trägt. Da Halogendämpfe (vgl. § 311) den Anodenfall bedeutend, bis auf mehr als 2000 Volt, erhöhen, so wird die Masse aus Na- oder Li-Bromid oder -Jodid hergestellt, das zur Verbesserung der Leitfähigkeit mit Graphit vermischt ist.

Wenn nach einem einige Minuten dauernden Betriebe der Röhre, am besten mit einer kräftigen Influenzmaschine, die Anode heiß geworden ist, so schießt aus derselben ein Strahl heraus, der in der Spektralfarbe des Salzmetalles (gelb bei Na und rot bei Li) leuchtet; bei sehr niederen Drucken leuchtet nur die getroffene Glaswand in gleicher Farbe.

Daß es sich hier wirklich um elektrische Strahlen handelt, und nicht etwa bloß um Dampfströme aus der Anode, die durch die Entladung nur zur Fluoreszenz angeregt werden, ergibt sich aus den folgenden Beobachtungen:

1. Die Strahlen sind magnetisch und elektrisch ablenkbar, etwa im gleichen Betrage wie Kanalstrahlen.

2. Die Spektrallinien zeigen den Doppler-Stark-Effekt.

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 559 (1906), 9, 76, 200, 374 (1907), 10, 217 (1908); Ann. d. Phys. (4) 25, 861 (1908); Phys. Zeitschr. 8, 724 (1908).

²⁾ Fabrikant: Glasbläserei Goetze, Leipzig.

Aus der Verschiebung ergab sich für einen Anodenpotentialfall von 2200 Volt $v = 1,4 \cdot 10^7$ cm/sec, also ist:

$$e/m = v^2/2E = \frac{1,4^2 \cdot 10^{14}}{2 \cdot 2200 \cdot 10^8} = 450.$$

Unter der Annahme einfacher Ladung ergibt sich hieraus, wenn m_H die Masse eines H -Atoms:

$$\frac{m}{m_H} = \frac{9654}{450} = 21,$$

das ist ungefähr das Atomgewicht des Natriums, aus dessen Atomen ja der Strahl besteht. Für einen Natriumdampfstrom ist die Geschwindigkeit vielmals kleiner; sie würde selbst bei Weißglutdampf der Anode, also etwa 2000° absoluter Temperatur, erst etwa 10^5 cm/sec betragen.

Zu ähnlichen Resultaten führt auch die Beobachtung der magnetischen Ablenkung; für Lithium wurde gefunden $e/m = 1120$ bis 1160, also $m/m_H = 8,3$ bis 8,6, während das Atomgewicht 7 beträgt. Für Strontium ergab sich $e/m = 210$ oder $m/m_H = 9654/210 = 46$, während das Atomgewicht 87,6 beträgt; vermutlich haben hier die Strahlteilchen die Ladung $2e$, dann kommt $m/m_H = 92$ heraus.

Macht man in der Röhre Fig. 1012 das Sieb zur Anode, und erhöht mittels Joddampf den Anodenfall, so gehen nach rückwärts Anodenkanalstrahlen, das sind langsame Elektronen, die von den gleichzeitig auftretenden rascheren Kathodenstrahlen durch ihre größere magnetische Ablenkbarkeit getrennt werden können¹⁾.

Striktionsstrahlen²⁾. An jeder Verengung der Entladungsbahn entsteht ein höheres Potentialgefälle³⁾ und damit die Möglichkeit starker Beschleunigung von positiven und negativen Teilchen. Es entstehen somit „Striktionskathodenstrahlen“ [Goldstein⁴⁾] und Striktionsanodenstrahlen [Gehrcke u. Reichenheim⁵⁾].

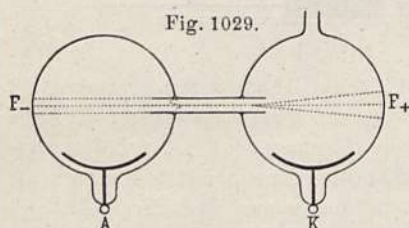


Fig. 1029 zeigt eine Röhre nach Angabe der zuletzt genannten Verfasser.

Wenn K Kathode und A Anode, so entsteht bei F_- grüne Lumineszenz von Striktionskathodenstrahlen. Enthält die Röhre Wasserstoff und etwas Jod, so entsteht bei F_+ gelbe Lumineszenz (Na-Linien) von Striktionsanodenstrahlen. F_- ist magnetisch sehr stark, F_+ sehr wenig ablenkbar. Messungen von e/m sind von Reiger⁶⁾ ausgeführt.

§ 327. Photokathodenstrahlen⁷⁾. Vorbemerkung. Bald nach der Entdeckung eines Einflusses ultravioletten Lichtes auf die Funkenentladung

¹⁾ Reiger, Habil.-Schrift, Erlangen 1905.

²⁾ Bezeichnung nach E. Wiedemann und G. Schmidt, Wied. Ann. **66**, 314 (1898).

³⁾ Siehe Reiger, Habil.-Schrift, Erlangen 1905.

⁴⁾ Wied. Ann. **12**, 104, 249 (1881).

⁵⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 217 (1908).

⁶⁾ Ebenda **7**, 123 (1905); Ann. d. Phys. (4) **17**, 947 (1905); Erlanger Habil.-Schrift 1905.

⁷⁾ Ausführliche Literaturberichte: v. Schweidler, Jahrb. d. Radioakt. **1**, 358 (1904); R. Ladenburg, ebenda **6**, 425 (1909).

durch H. Hertz (vgl. § 304), fand Hallwachs¹⁾, daß bestrahlte Metalloberflächen negative Ladungen rasch verlieren, positive behalten. Während nun in Gasen auch bei ziemlich niederen Drucken die Abhängigkeit dieses

„photoelektrischen Stromes“

von Gasdruck, Potentialdifferenz und Elektrodenabstand ziemlich kompliziert und nur an Hand der „Ionenstoßtheorie“ (siehe § 354) erklärbar ist, ergab sich bei den höchsten erreichbaren Verdünnungen ein zwar viel schwächerer, aber von der Elektrodenspannung in weiten Grenzen unabhängiger Effekt²⁾. Durch Lenard³⁾, J. J. Thomson⁴⁾ Merritt und Stewart⁵⁾ wurde nachgewiesen, daß es sich hierbei um eine Auslösung von Elektronen⁶⁾ aus der vom Licht getroffenen Metallplatte handelt, welche mit sehr geringer Eigengeschwindigkeit (einige Volt) austreten, aber durch elektrische Felder so beschleunigt werden können, daß sie sämtliche Eigenschaften der Kathodenstrahlen zeigen; wir wollen diese Strahlen als

„Photokathodenstrahlen“

bezeichnen.

Das Schema der Versuchsanordnung zeigt Fig. 1030. Das Licht einer an ultravioletten Strahlen reichen Lichtquelle *L* — Quarzquecksilberlampe oder Entladungsfunke zwischen Metallspitzen — fällt durch eine Quarzplatte *Q* auf die Kathode *K*, welche mit dem — Pol einer Batterie *B* verbunden ist. Die Anode *A* sei durch ein Galvanometer *G* zur Erde geleitet.

Fig. 1030.

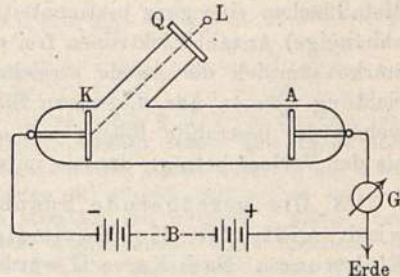
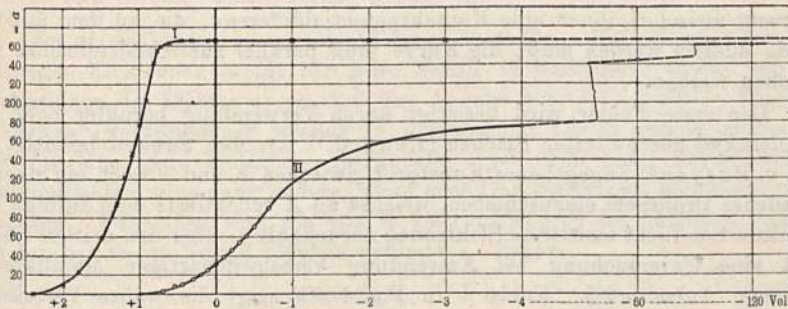


Fig. 1031.



Ist der Druck so weit wie möglich erniedrigt, so erhält man keinen Strom, solange kein Licht einfällt. Bei Belichtung entsteht ein Strom, der mit wachsender Spannung sich rasch einem Grenzwert, „Sätti-

¹⁾ Wied. Ann. **32**, 301 (1888). — ²⁾ v. Schweidler, Wien. Ber. **108**, 273 (1899). — ³⁾ Wien. Ber. **108**, 1649 (1899); Ann. d. Phys. (4) **2**, 359 (1900); ebenda (4) **12**, 447 (1903). — ⁴⁾ Phil. Mag. (5) **48**, 547 (1899). — ⁵⁾ Phys. Rev. **11**, 230 (1900); Phys. Zeitschr. **1**, 338 (1900). — ⁶⁾ Über das Auftreten positiver Teilchen siehe H. Dember, Ann. d. Phys. (4) **30**, 137 (1909). — ⁷⁾ In Wirklichkeit wird wegen der Kleinheit der Ströme meist eine elektrometrische Anordnung benutzt.

gungsstrom“ genannt, nähert [Fig. 1031, Kurve II¹⁾]. Auch ohne angelegte Spannung, wenn also K und A durch das Galvanometer direkt verbunden sind, tritt bereits ein Strom auf, ja sogar bei positiver Ladung von K bis zu etwa 1 Volt ist noch ein Strom nachweisbar. Bestreicht man A mit einer geeigneten Leuchtsubstanz, so leuchtet diese bei genügender Spannung und gleichzeitiger Belichtung von K (Lenard, l. c.); mit einem Magneten läßt sich der Leuchtfleck verschieben.

Aus der Größe der beschleunigenden Spannung und der Ablenkbarkeit ergibt sich der gleiche Wert von e/m wie bei gewöhnlichen Kathodenstrahlen, wie zuerst von Lenard (l. c.) gezeigt und durch spätere Präzisionsmessungen von Alberti²⁾ bestätigt wurde.

Zur Erklärung haben wir mit Lenard anzunehmen, daß das Licht aus Metallflächen eine ganz bestimmte (von Lichtstärke, Wellenlänge und Metall abhängige) Anzahl Elektronen frei mache, die bei genügender äußerer Feldstärke sämtlich die Anode erreichen (Sättigung). Bei umgekehrter Feldrichtung können nur diejenigen Elektronen die andere Elektrode erreichen, welche die bestrahlte Fläche mit einer höheren Geschwindigkeit verlassen, als der Verlust beträgt, den sie im verzögernden Felde erleiden.

A. Die verzögernde Spannung, bei welcher der Strom Null wird, mißt also die Maximalgeschwindigkeit der austretenden Elektronen. Nach Kurve II würde diese etwa 1 Volt betragen. Die Kurve ist jedoch noch fehlerhaft, weil drei Fehlerquellen vorhanden sind.

1. Es kann von K (Fig. 1030) reflektiertes Licht nach A gelangen und auch dort Elektronen auslösen, die einen entgegengerichteten Strom bedingen; die Maximalgeschwindigkeit wird zu klein gefunden. 2. Ein Teil der Elektronen wird an A reflektiert und gelangt bei nicht genügend starkem oder bei verzögerndem Felde nach K zurück; der Sättigungsstrom wird zu spät erreicht. 3. Wenn die Elektroden aus verschiedenem Metall bestehen, so herrscht zwischen ihnen eine Kontaktpotentialdifferenz, die zu dem äußeren Felde addiert werden muß; die Kurve muß parallel zur Abszissenachse verschoben werden.

Der erste Fehler wird beseitigt durch Verwendung berußter oder mit Kupferoxyd geschwärzter Flächen (Lenard, l. c.), den zweiten beseitigt ein von v. Baeyer³⁾ angegebener Kunstgriff, zwischen K und A noch ein negativ geladenes Drahtnetz einzuschieben, welches an A reflektierte oder infolge von reflektiertem Licht emittierte Elektronen zurückhält⁴⁾; über den dritten Fehler gibt eine Untersuchung bei Anwendung verschiedenartiger Metallkombinationen Aufschluß⁵⁾. Kurve I in Fig. 1031 zeigt die wahre Verteilung, nach welcher schon bei etwa + 0,8 Volt Sättigung erreicht und bei + 2,3 Volt der Strom Null wird. Die Elektronen haben also Austrittsgeschwindigkeiten zwischen 0,8 und 2,3 Volt.

¹⁾ Nach E. Ladenburg und Markau, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 562' (1908).

²⁾ Ann. d. Phys. (4) **39**, 1133 (1912).

³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 96 (1908).

⁴⁾ Eine neue Anordnung von Richardson und Compton [Phil. Mag. (6) **24**, 576 (1912)] beseitigt die Reflexionsfehler durch Benutzung einer sehr kleinen Kathode im Mittelpunkt einer als Anode dienenden Hohlkugel.

⁵⁾ Compton, Phil. Mag. (6) **23**, 579 (1912).

Aufladung. Da schon bei Null Volt ein Strom entsteht, so muß die Platte *K*, wenn sie isoliert und bestrahlt wird, sich positiv aufladen¹⁾, bis das entstehende Feld ein weiteres Entweichen verhindert, also bis auf die der Maximalgeschwindigkeit entsprechende Spannung²⁾.

Diese Methode ist besonders bequem zur Untersuchung der Abhängigkeit der Maximalgeschwindigkeit von der Wellenlänge des Lichtes.

Nach Messungen von E. Ladenburg³⁾, E. Ladenburg und Markau⁴⁾, Hull⁵⁾, Richardson und Compton⁶⁾ steigt die Maximalgeschwindigkeit v_0 mit abnehmender Wellenlänge λ .

Versuche einer theoretischen Deutung auf zum Teil thermodynamischer, zum Teil molekulartheoretischer Grundlage haben Einstein⁷⁾ und Richardson (l. c.) gemacht. Beide gelangen zu der Gleichung:

$$V_0 = \frac{hc}{e} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \quad (\lambda < \lambda_0) \dots \dots \dots (1)$$

Hierin bedeutet: V_0 das „Aufladungspotential“ in CGS, $h = 6,55 \cdot 10^{27}$ Erg. Sek. die Plancksche Strahlungskonstante (vgl. Bd. II, § 313), $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec die Lichtgeschwindigkeit, $e = 1,2 \cdot 10^{-20}$ CGS (siehe unten § 351) die Ladung eines Elektrons, λ_0 einen Grenzwert der Wellenlänge, oberhalb dessen kein Effekt mehr eintritt. Es ist bemerkenswert, daß die obige Formel, welche außer λ_0 nur solche Konstanten enthält, die ganz anderen Gebieten der Physik entnommen sind, die Messungen Richardsons an sehr vielen Metallen gut darstellt. Ferner muß noch $hc/\lambda_0 e = \Phi$ die in Volt $\cdot 10^9$ gemessene Austrittsarbeit eines Elektrons aus dem Metall sein, welche auch durch die in § 352 zu besprechenden Versuche über Elektronenverdampfung gemessen werden kann; auch hier ergibt sich Übereinstimmung. Die völlig abweichenden Resultate Millikans⁸⁾ bei Belichtung mit oszillatorischen Kondensatorfunken, nämlich Aufladungen bis etwa 500 Volt, beruhen nach Pohl und Pringsheim⁹⁾ auf einer von jenem übersehenen Fehlerquelle.

Daß die Zahl der ausgelösten Elektronen ceteris paribus der absorbierten Lichtmenge proportional ist, folgt aus Versuchen mit polarisiertem Licht von Elster und Geitel¹⁰⁾ und Pohl¹¹⁾.

Empfindlichkeit verschiedener Metalle. Die Menge der austretenden Elektronen hängt für jedes Metall in besonderer Weise von der Wellenlänge des Lichtes ab, so daß eine Angabe über die relativen „Empfindlichkeiten“ verschiedener Metalle in unzerlegtem Lichte streng genommen nur für eine ganz bestimmte Lichtquelle einen Sinn hat. Ferner ist die Empfindlichkeit eine ganz andere, wenn noch Gas vorhanden, als im äußersten Vakuum. Folgendes sind die von E. Ladenburg¹²⁾ im höchsten Vakuum für hochglanzpolierte Flächen gefundenen Zahlen:

Al 1	Magnalium 2,35	Bi (4,62) ¹³⁾
Ag 1,42	Eisen 2,37	Zn 6,67
Stahl 1,48	Ni 2,99	Messing 10,00
Au (1,97) ¹³⁾	Pt 3,31	Cu 15,6

¹⁾ Hallwachs, Wied. Ann. **34**, 712 (1888). — ²⁾ Lenard, l. c. — ³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 504 (1907). — ⁴⁾ l. c. — ⁵⁾ Phys. Zeitschr. **10**, 537 (1908). — ⁶⁾ Phil. Mag. (6) **24**, 570 und 576 (1912). — ⁷⁾ Ann. d. Phys. (4) **17**, 132 (1905); **20**, 199 (1906). — ⁸⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 712 (1912). — ⁹⁾ Ebenda **14**, 974 (1912). — ¹⁰⁾ Wied. Ann. **55**, 684 (1895); **61**, 445 (1897). — ¹¹⁾ Phys. Zeitschr. **10**, 542 (1909); Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 339 (1909). — ¹²⁾ Dissert., Leipzig (1903); Ann. d. Phys. (4) **12**, 558 (1903). — ¹³⁾ Kein Hochglanz.

Ganz extrem hoch ist die Empfindlichkeit der Alkalimetalle (Na, K, Li, Cs, Rb), wie zuerst von Elster und Geitel¹⁾ festgestellt wurde; während ferner die anderen Metalle nur im Ultravioletten merklich empfindlich sind (siehe unten), reagieren die Alkalimetalle auch auf sichtbares, ja sogar noch auf ultrarotes Licht²⁾.

Fig. 1032 zeigt eine Elster und Geitelsche „Natriumzelle“³⁾ der gebräuchlichen Form, etwa in $\frac{1}{2}$ der natürlichen Größe. Eine Glaskugel ist etwa zur Hälfte mit metallischem Natrium gefüllt, das durch einen eingeschmolzenen Pt-Draht mit dem schematisch gezeichneten Elektroskop verbunden und negativ geladen wird. Eine zweite Platinelektrode *A* ist mit dem lichtdicht schließenden Gehäuse *G* verbunden. Solange der Deckel *D* aufgesetzt ist, hält sich die Ladung, sobald derselbe jedoch entfernt wird, sinken die Blättchen zusammen, selbst wenn nur eine Kerze aus mehreren Metern Entfernung den Apparat beleuchtet. An besonders empfindlichen Zellen fanden Elster und Geitel⁴⁾ noch eine Wirkung einer 9 m entfernten Kerze durch einen Nadelstich im Deckel. Wenn etwa auch positive Ladungen sich im Lichte vermindern, so ist der Platindraht *A* mit überdestilliertem Natrium bedeckt, das durch einen auf *A* konzentrierten Lichtkegel einer Bogenlampe fortdestilliert werden kann.

Spektrale Verteilung der Empfindlichkeit. Für Pt, Cu und Zn haben E. Ladenburg⁵⁾ und Mohlin⁶⁾, für Kalium hat Hallwachs⁷⁾ die Abhängigkeit der austretenden Elektronenmenge von der Wellenlänge untersucht. Fig. 1033 zeigt — als typisch auch für andere Metalle — die Resultate Ladenburgs für Platin.

Die Kurve E_1 gibt die gemessenen Ströme bei Belichtung mit einer Quarzquecksilberlampe wieder, sie hat ein Maximum bei $\lambda = 212 \mu\mu$. E_2 mißt die bolometrisch (Bd. II, § 311) gemessene Energie der Lichtquelle und die dritte Kurve E_1/E_2 die auf gleiche einfallende Energie bezogene „Empfindlichkeit“; letztere steigt also mit abnehmender Wellenlänge rapide an.

Selektiver Effekt. Einen ganz andersartigen Verlauf fanden R. Pohl und P. Pringsheim⁸⁾ an Alkalimetallen und einigen anderen Metallen bei Benutzung von polarisiertem Licht (Fig. 1034). Das Licht falle unter dem Winkel φ auf die Metallfläche *F* und sei durch ein Nikolsches Prisma entweder parallel (*p*) oder senkrecht (*s*) zur Einfallsebene polarisiert. Nach der elektromagnetischen Lichttheorie schwingt die elektrische Kraft senkrecht

¹⁾ Wied. Ann. **41**, 161 (1890); **42**, 564 (1891); **43**, 225 (1891); **46**, 281 (1892).

²⁾ Phys. Zeitschr. **11**, 257 (1910); **12**, 609 (1911).

³⁾ Fabrikant: Müller-Uri, Braunschweig. Die Zellen sind mit Wasserstoff von etwa 1 mm Druck gefüllt; die Abhängigkeit des Effektes von der Spannung ist deshalb komplizierter, als oben für Vakuum beschrieben (siehe unten § 354).

⁴⁾ Phys. Zeitschr. **11**, 257 (1910); **12**, 609 (1911). Dort genaue Angaben über die Herstellung.

⁵⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 504 (1907).

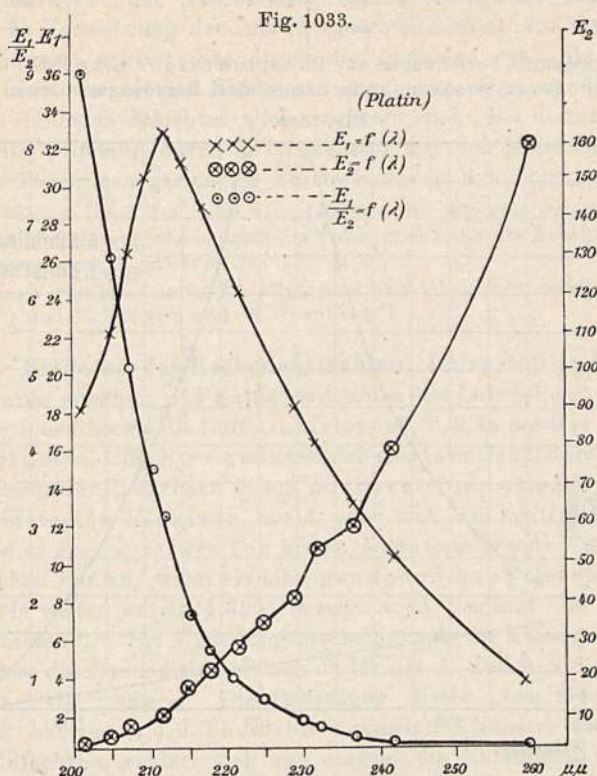
⁶⁾ Akad. Abh., Upsala (1907).

⁷⁾ Ann. d. Phys. (4) **30**, 593 (1909).

⁸⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 215, 349, 697, 1039 (1910); **13**, 474, (1911).

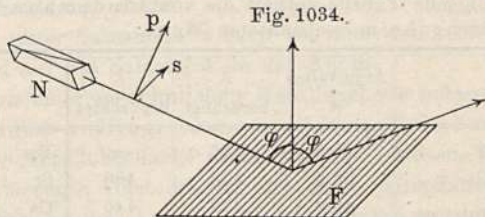
zur Polarisationssebene, also im ersten Falle parallel der Oberfläche F , im zweiten Falle unter dem Winkel $90^\circ - \varphi$ zur Oberfläche.

Fig. 1035 zeigt den Verlauf der Empfindlichkeit – auf gleiche einfallende ¹⁾ Lichtenergie bezogen – an flüssiger K-Na-Legierung, und zwar bezieht sich



die Kurve η^{\parallel} (elektrische Kraft parallel Einfallsebene) auf den zweiten Fall, die Kurve η^{\perp} (elektrische Kraft senkrecht zur Einfallsebene) auf den ersten.

Die Kurve η^{\perp} bezeichnen die Verfasser als den „normalen“ Effekt; für $\varphi = 0$ tritt stets nur dieser auf. Die Kurve η^{\parallel} bezeichnen sie als den „selektiven“ Effekt; sie zeigt ersichtlich den Charakter einer „Resonanzkurve“, es scheint so, als ob die senkrecht zur Oberfläche gerichteten Komponenten der elektrischen Lichtschwingungen die Elektronen in Resonanzschwingungen versetzten und dadurch zum Austritt veranlassen.



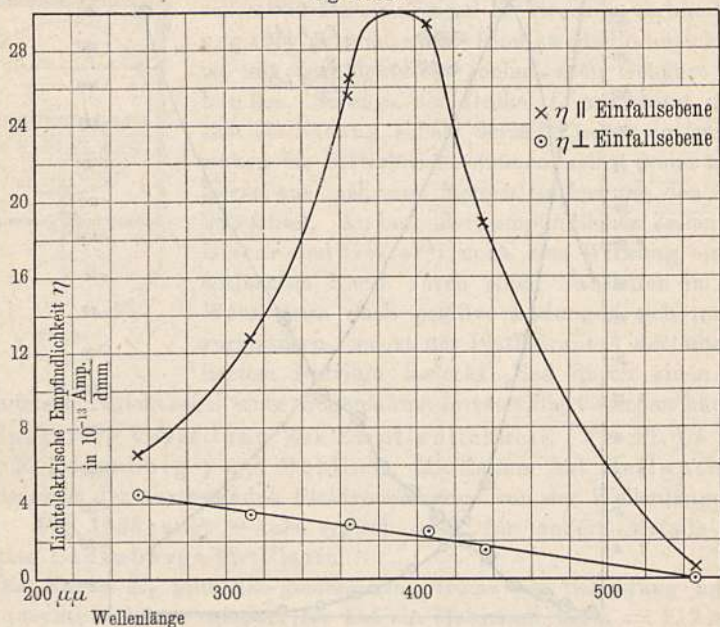
¹⁾ Neueste Versuche der gleichen Verfasser [Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 173 (1913)] ergeben ein noch ausgesprocheneres Resonanzmaximum, wenn man die Emission auf gleiche absorbierte Lichtmenge bezieht. Die bei der Absorption von 1 cal Lichtenergie austretende Elektronenmenge beträgt bei Na etwa $\frac{1}{100}$ Coulomb, die Energie der Elektronen etwa 2 bis 3 Proz. der absorbierten Lichtenergie.

Die ungefähre Lage des Maximums gibt folgende Tabelle:

Metall	λ_m	Metall	λ_m
Na	330	Rb	470
Na K	400	Ba	280
K	440		

Über interessante Beziehungen zur Phosphoreszenz siehe Pohl und Pringsheim¹⁾. Über Vorausberechnung der Lage des Resonanzmaximums, d. h. der

Fig. 1035.



Eigenschwingungen der Elektronen im Metallatom, siehe Lindemann²⁾. Letzterer findet für λ_m die Formel:

$$\lambda_m = 65,3 \sqrt{a/n} \dots \dots \dots (2)$$

wo a das Atomvolumen (= Atomgewicht, Dichte) und n die Wertigkeit. Die folgende Tabelle enthält die von Lindemann berechneten und die von Pohl und Pringsheim beobachteten Werte:

	Atomvolum a	λ berechnet	λ beobachtet		Atomvolum a	λ berechnet	λ beobachtet
Cs . . .	70,6	550	—	Ba . .	36,7	280	280
Rb . .	56,3	490	480	Sr . .	34,5	271	—
K . . .	45,0	438	440	Ca . .	25,4	233	—
Na . .	23,5	317	320	Mg . .	14,0	172	—
Li . . .	11,9	225	—				

Sehr dünne Schichten. Besonderes Interesse bietet das Verhalten sehr dünner Metallschichten. Wenn die Dicke der bestrahlten Metallschicht unter etwa acht Wellenlängen des wirkenden Lichtes sinkt, so beginnt nach E. Ladenburg³⁾ der Effekt abzunehmen, offenbar weil dann ein Teil des

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 961 (1911). — ²⁾ Ebenda **13**, 482 (1911). — ³⁾ Dissert., Leipzig (1903).

wirksamen Lichtes aus der Rückseite wieder herauskommt und so verloren geht; dann tritt aber auch an der Rückseite der bestrahlten Metallschicht der Effekt auf. Eine weitere ganz plötzliche Abnahme des Effektes auf etwa den hundertsten Teil beobachtete Robinson¹⁾ bei Verminderung der Schichtdicke unter etwa 10^{-7} cm. Bei derselben Grenze beobachtete endlich Dyke²⁾ eine plötzliche Vermehrung der Austrittsgeschwindigkeit auf etwa das Dreifache. Robinson erklärt dies durch die Annahme, daß die primären, durch das Licht ausgelösten Elektronen die höhere Geschwindigkeit haben und bei den dünnsten Schichten allein wirksam sind. Bei dickeren Schichten sollen von den primären durch Zusammenstoß mit den Molekülen ausgelöste sekundäre Elektronen geringerer Geschwindigkeit hinzukommen.

Ermüdung: Über die zeitliche Abnahme des Effektes infolge chemischer Änderung der Metalloberfläche — auch im Vakuum — siehe die Arbeiten von Hallwachs³⁾; ferner auch K. Herrmann⁴⁾.

Über das Verhalten feinsten Metallpartikel und dabei auftretende Verspätungen siehe Joffé⁵⁾ und E. Meyer und W. Gerlach⁶⁾.

§ 328. Emission der Kathodenstrahlen; Ionenstoß⁷⁾; Ionisierung.

In § 317 wurde erwähnt, daß Kathodenstrahlen die Luft leitend machen, also im Sinne der Ionentheorie die Luft „ionisieren“, d. h. in positive und negative Teilchen zerspalten. Offenbar verwandelt sich das Gasmolekül durch Abspaltung eines oder mehrerer Elektronen in ein positives Ion, während das negative entweder ein freies Elektron bleibt oder sich an neutrale Gasmoleküle anlagert und so ein negatives Ion bildet. Diese ionisierende Wirkung kommt den Elektronen nur zu, wenn sie eine genügend hohe Geschwindigkeit besitzen; wie weiter unten (§ 329) gezeigt wird, beginnt die Wirkung bei 11-Volt-Strahlen⁸⁾. Die Umladungserscheinungen an Kanalstrahlen zeigen, daß auch diese das Gas ionisieren, doch ist für die $+$ -Teilchen die dazu nötige Energie eine viel größere. Die Bedeutung dieser „Ionisierung durch Ionenstoß“ hat zuerst J. J. Thomson⁹⁾ erkannt. (Näheres Kap. XII, C.)

Am einfachsten erklärt sich aus obigem die Entstehung der „Striktionsstrahlen“: Das hohe Feld in der Verengung wirkt auf die Ionen und Elektronen des leitenden Gases beschleunigend, gibt ihnen also den „Strahl“-Charakter; durch ihre Stoßwirkung erzeugen sie neue Teilchen, die ebenfalls beschleunigt und strahlartig werden.

Bei den Anodenstrahlen einer Salzanode wirken die aus dem Gase auftretenden Elektronen spaltend auf die Salzmoleküle der Anode.

Bei den Kathodenstrahlen einer gewöhnlichen Metallkathode müssen es offenbar die auf die Kathode zufliegenden positiven Teilchen sein, die durch ihren Stoß aus der Metalloberfläche die Elektronen lösen¹⁰⁾. Daß Kanalstrahlen, also rasch bewegte Gasteilchen, aus einer getroffenen Metallplatte Elektronen frei machen, ist von Austin¹¹⁾ nachgewiesen worden. Es ist zu vermuten, daß der normale Kathodenfall (vgl. § 313) im Zusammenhang steht mit der Minimalgeschwindigkeit, welche die $+$ -Ionen des

¹⁾ Phil. Mag. (6) **25**, 115 (1913). — ²⁾ Phys. Rev. **34**, 459 (1912). — ³⁾ Sächs. Akad. Ber. **58**, 341 (1906); C. R. Congr. intern. d. Radiologie, S. 642. Brüssel 1910. — ⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 557 (1912). — ⁵⁾ Akad. Ber. München 1313, S. 19. — ⁶⁾ Arch. scienc. phys. et chim. **35**, 398 (1913). — ⁷⁾ Siehe a. § 354 ff. — ⁸⁾ Über die Bedeutung der Abkürzung vgl. § 320 a. — ⁹⁾ Phil. Mag. (5) **50**, 278 (1900). — ¹⁰⁾ Villard, Journ. de phys. (3) **8**, 5, 140 (1899). — ¹¹⁾ Phys. Rev. **22**, 312 (1906).

Gases haben müssen, um aus der Kathode Elektronen auszulösen¹⁾. Letztere wiederum sind es, welche durch ihre Stoßwirkung im Gase die nötigen $+$ -Teilchen erzeugen²⁾. Es handelt sich hier also um eine Art Selbstregulierung, ähnlich wie der Dynamomaschine. Der Entladungsvorgang beginnt mit den wenigen Ionen und Elektronen, die immer in jedem Gase vorhanden sind und steigert sich selbsttätig bis zur Erreichung eines Gleichgewichtszustandes. Die Zeitdauer dieser Steigerung entspricht offenbar der in § 304 erwähnten „Verzögerung“ (s. a. § 357).

§ 329. Absorption; Diffusion; Reflexion; Sekundärstrahlung.

Die Absorption, diffuse Zerstreung und Reflexion der Kathodenstrahlen sind schon in §§ 315 und 317 kurz behandelt. Messungen der „Absorption“ hat zuerst Lenard³⁾ ausgeführt. Wir verstehen unter Absorption eine solche Verzögerung der Geschwindigkeit des Elektrons durch die Teilchen des Mediums, daß der Endwert nur einen winzigen Teil der ursprünglichen

Geschwindigkeit beträgt und das Teilchen keine merkliche Wirkung mehr ausübt.

Wird z. B. in einer durchstrahlten Schicht irgend eines Gases von der Dicke δx der Bruchteil a der Strahlen absorbiert, so ist die von einem Punkte, z. B. dem Lenard'schen Fenster, allseitig ausgehende Menge N_0 in der Entfernung r auf

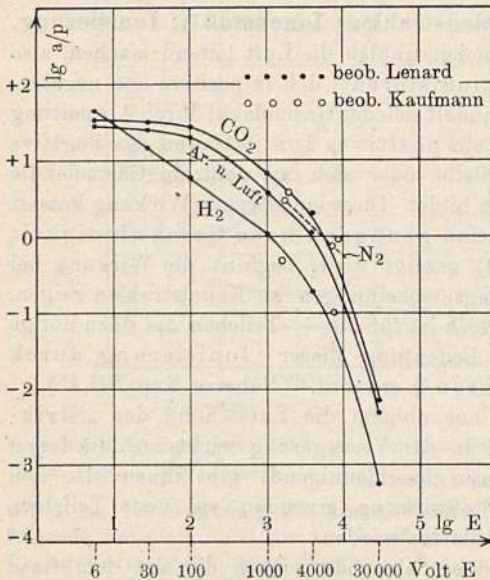
$$N_r = N_0 \cdot e^{-ar} \dots (1)$$

geschwächt; da diese sich über eine Halbkugelfläche (wenn auch nicht nach allen Winkeln mit gleicher Menge) ausbreiten, so ist die Teilchenzahl n pro Quadratcentimeter

$$n_r = n_0 \cdot e^{-ar}/r^2 \dots (2)$$

Lenard bestimmte bei konstantem Potential, nämlich etwa $E = 30000$ Volt, also konstantem v , die Entfernungen, in welchen der Schirm eben nicht mehr leuchtete, bei Einschaltung verschiedener Gase und auch fester Absorptionskörper. In einer neueren Arbeit benutzte Lenard⁴⁾ Photokathodenstrahlen, die es gestatteten, auch im äußersten Vakuum v weitgehend zu variieren und so die Abhängigkeit der Absorption von v zu untersuchen. Gemessen wurde die in ein Auffanggefäß eintretende Elektrizitätsmenge. Ähnliche Messungen hatte für ein enges v -Intervall im Jahre 1899 Kaufmann⁵⁾ ausgeführt.

Fig. 1036.



¹⁾ Stark, Ann. d. Phys. (4) 7, 417, 919 (1902). — ²⁾ Über den Zusammenhang der Ionisierung mit der Sekundärstrahlung siehe den folgenden Paragraphen. — ³⁾ Wied. Ann. 56, 255 (1895). — ⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 12, 714 (1903). — ⁵⁾ Wied. Ann. 69, 112 (1899); Ann. d. Phys. (4) 13, 836 (1904).

Fig. 1036 zeigt die Resultate. Da die Absorption dem Gasdruck p proportional ist, so kann a/p als Maß für dieselbe benutzt werden; wegen der ungeheuren Größe des Intervalls sowohl von a/p als auch von E (= „Geschwindigkeit“ in Volt) sind nicht diese Größen selbst, sondern ihre Logarithmen aufgetragen.

Für große Geschwindigkeiten (etwa 30 000 bis 35 000 Volt) hat Lenard ein die festen und gasförmigen Körper¹⁾ umfassendes Absorptionsgesetz gefunden; es lautet:

„Die absorbierte Strahlenmenge ist proportional der durchstrahlten Masse, unabhängig von der Natur des Körpers.“

Für Luft, CH_4 , NH_3 , CO , C_2H_4 , N_2 , O_2 , H_2S , CO_2 , N_2O , SO_2 , für Kolloidium, Papier, Glas, Al, Cu, Ag, Au, Glimmer ergab sich das Verhältnis: Absorption/Dichte = 3200 im Mittel (für 30 000 Voltstrahlen) mit Abweichungen von etwa ± 15 Proz.

Dagegen ergab Wasserstoff fast den doppelten Wert.

Von späteren Beobachtern sind noch zu nennen: Becker²⁾ und Baerwald³⁾, welche ebenfalls für 35 000 Voltstrahlen die „spezifische Absorption“ = Absorption/Dichte gemessen haben und etwa 1400 bis 1700 fanden, also einen etwa halb so großen Wert wie Lenard, sowie Seitz⁴⁾ und Leithäuser⁵⁾, welche die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit untersuchten. Fig. 1037 zeigt die Resultate in vom Herausgeber gezeichneten Kurven; die Übereinstimmung ist noch recht mangelhaft.

Lenards Theorie der Absorption⁶⁾. Ist a der Absorptionskoeffizient, so ist $1/a$ der durchschnittlich von jedem Elektron frei durchlaufene Weg, die sogenannte

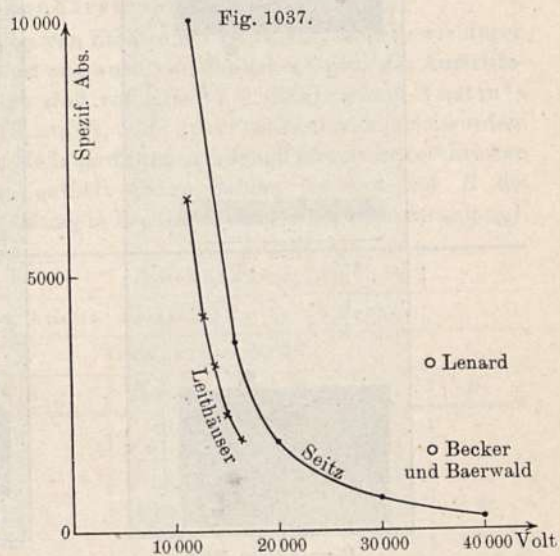
„freie Weglänge“.

Diese ergibt sich viel größer, als nach der Querschnittssumme der Atome in Zentimetern zu erwarten

wäre (vgl. Bd. III, § 211), für 35 000 Voltstrahlen z. B. 5000 mal größer. Lenard nimmt an, daß die Elektronen nicht von den Atomen selbst, sondern von deren kleineren Bausteinen, die er „Dynamiden“ (= Kraftzentren⁷⁾) nennt, beeinflusst werden; diese sollen für alle Körper gleichartig sein, also die

Masse eines Atoms proportional seiner Dynamidenzahl.

Die Elektronen fliegen also durch das Atom selbst — d. h. durch die Zwischenräume zwischen den Dynamiden — hindurch. Für die Absorption sehr rascher Strahlen ist dann nur der Dynamidenquerschnitt maßgebend. Aus den



¹⁾ Flüssigkeiten konnten aus technischen Gründen nicht untersucht werden. —

²⁾ Ann. d. Phys. (4) 17, 381 (1905). — ³⁾ Phys. Zeitschr. 11, 157 (1910). — ⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 12, 860 (1903). — ⁵⁾ Ebenda (4) 15, 283 (1904); 18, 411 (1905). —

⁶⁾ Betrachtungen ähnlicher Natur auch bei Kaufmann, l. c. — ⁷⁾ Ob die Dynamiden selbst auch Elektronen sind, bleibt dahingestellt.

kleinsten beobachteten Absorptionszahlen folgt nach Lenard, daß der Halbmesser einer Dynamide $r < 10^{-4} R$ sein muß, wo $R = 10^{-7}$ cm der Molekularradius. Also:

$$r < 10^{-11}$$
 cm.

Wenn nun die Dynamiden auf das Elektron eine Anziehung ausüben, so wird dadurch die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes vermehrt, und zwar um so mehr, je langsamer, d. h. je ablenkbarer das Elektron; die Absorption nimmt also mit abnehmender Geschwindigkeit zu.

Ist endlich v sehr klein, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron ein Atom durchfliegt, ohne von einer Dynamide festgehalten zu werden, äußerst gering; für die Absorption sehr langsamer Strahlen ist also nicht mehr die Dynamidenzahl, d. h. die Masse, sondern nur noch der Querschnitt des Atoms maßgebend, der für die verschiedenen Gase nur wenig verschieden ist. Deshalb wird, wie in Fig. 1036 zu sehen, für sehr kleines v die Absorption konstant. Die aus den Grenzwerten sich ergebenden Atomquerschnitte stimmen mit den gastheoretisch berechneten gut überein. Durch neueste unter Leitung Lenards¹⁾ ausgeführte Versuche ist die Konstanz der Absorption bis herab zu $v = 0,5$ Volt erwiesen worden.

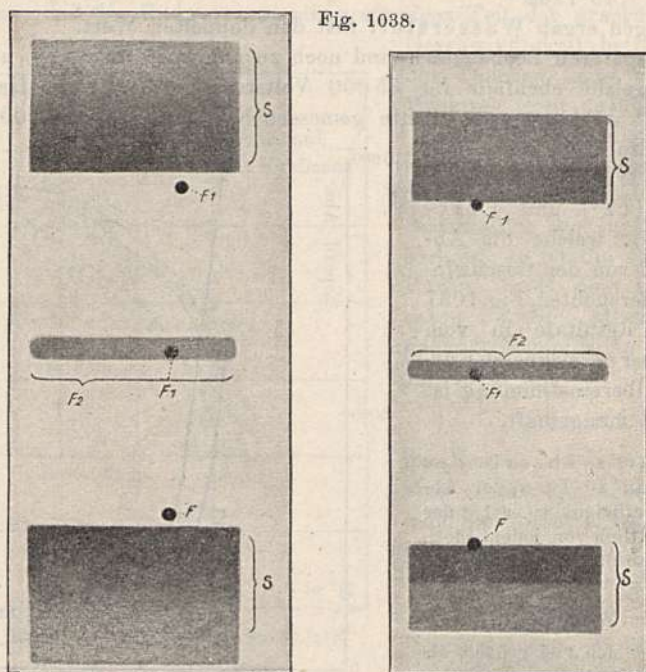


Fig. 1038.

$P = 12000$ Volt,

$P = 17000$ Volt,

F_1 direkte Strahlen, F_2 unabgelenkte filtrierte Strahlen, S = magnetisches Spektrum.

Die nicht absorbierten Elektronen werden beim Durchgang durch Materie mehr oder weniger von ihrer Richtung abgelenkt²⁾ — diffuse Zerstreung — und verlangsamt. Zu dem ursprünglichen Bündel kommt also ein im Magnetfelde stärker ablenkbares hinzu (vgl. Fig. 1006 b). Da die Strahlen bei Lenard nicht streng homogen waren, so hat Leithäuser³⁾ noch einmal an homogenen Strahlen die Versuche ausgeführt und auch die Intensitätsverteilung bestimmt, die mit einer von Warburg⁴⁾ ausgearbeiteten Theorie qualitativ übereinstimmt. Fig. 1038 (nach Leithäuser) zeigt das Aussehen

¹⁾ Lenard, Ann. (4) 40, 399 (1913), Fußnote 2. — ²⁾ Des Coudres, Phys. Zeitschr. 4, 140 (1902). — ³⁾ Ann. d. Phys. (4) 15, 283 (1904). — ⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 9 (1904).

der durch einen Spalt begrenzten Strahlen nach Durchgang durch eine Aluminiumfolie und Ablenkung im Magnetfeld; die Punkte F_1 sind durch die ursprünglichen homogenen Strahlen hervorgerufen, welche durch einen Nadelstich in der Folie gegangen sind.

Aus der Figur geht hervor, daß auch die raschesten der aus dem Aluminium herauskommenden Strahlen stärker ablenkbar, also langsamer sind als die direkten Strahlen, und zwar ist dieser Verlust an Geschwindigkeit um so größer, je langsamer die ursprünglichen Strahlen. Ein von J. J. Thomson¹⁾ hierfür aufgestelltes Gesetz:

$$(v_0^4 - v^4) = a \cdot x \dots \dots \dots (1)$$

(v_0 = ursprüngliche, v = nachherige Geschwindigkeit, x = durchstrahlte Schichtdicke in Zentimetern) ist von Whiddington²⁾ experimentell bestätigt worden ($v_0 = 5,3$ bis $8,6 \cdot 10^9$) und hat sich auch noch für die größeren Geschwindigkeiten der β -Strahlen des Radiums ($v_0 = 2,5 \cdot 10^{10}$) bewährt. Die Konstante a beträgt: für Al = $7,3 \cdot 10^{42}$, für Au = $25,4 \cdot 10^{42}$, für Luft = $2 \cdot 10^{40}$.

Beim Auftreffen auf einen festen Körper beobachtet man außer den diffus reflektierten d. h. nach unregelmäßiger Bahn zwischen den Körperteilchen wieder austretenden Kathodenstrahlen noch

„Sekundärstrahlen“,

d. h., das Metall wird zur Emission von Elektronen veranlaßt, ähnlich wie durch die Wirkung ultravioletten Lichtes und auch von ähnlicher Größe der Austrittsgeschwindigkeit. Diese Vorgänge sind von Starke³⁾, Starke und Austin⁴⁾, Swinton⁵⁾, Seitz⁶⁾, Becker⁷⁾, Laub⁸⁾, v. Baeyer⁹⁾ näher untersucht worden.

Die ziemlich komplizierten Meßanordnungen können hier nicht beschrieben werden. Die folgende Tabelle enthält einige Zahlen (es bedeutet R die Reflexion und S die Sekundärstrahlung in Prozenten der einfallenden Strahlung).

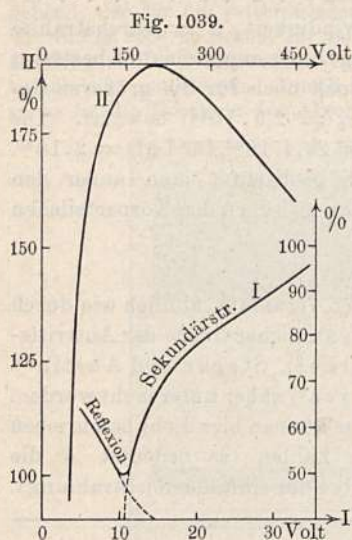
Metall	Beobachter:				
	Starke u. Austin	Seitz ¹⁰⁾	Becker		
	Gemessene Größe:				
	$R + S$	$R + S$	$R + S$	R	S
Pt	72	72	—	—	—
Au	—	—	70	56	14
Pb	63	—	—	—	—
Ag	59	65	64	43	21
Bi	58	—	—	—	—
Ni	48	—	—	—	—
Cu	45	44	54	41	14
Messing	43	—	—	—	—
Fe	40	38	—	—	—
Zn	40	41	—	—	—
Al	25	25	30	17	13
Mg	25	—	—	—	—

¹⁾ Conduction of electr. in gases II. Edit., 378. — ²⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **86**, 360 (1912). — ³⁾ Wied. Ann. **66**, 49 (1898); Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 76 (1898); Ann. d. Phys. (4) **3**, 75 (1900). — ⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 106, 212 (1902). — ⁵⁾ Proc. Roy. Soc. **64**, 371 (1899). — ⁶⁾ Ann. d. Phys. (4) **6**, 1 (1901). — ⁷⁾ Ebenda (4) **18**, 381 (1905). — ⁸⁾ Ebenda (4) **23**, 285 (1907). — ⁹⁾ Verh. der D. phys. Ges. **10**, 96 (1908). — ¹⁰⁾ Die Zahlen von Seitz sind nur Relativwerte; durch Multiplikation mit einem geeigneten Faktor sind sie mit denen der zweiten Spalte vergleichbar gemacht.

Die Reflexion scheint von der Geschwindigkeit unabhängig, nur bei sehr kleinen Geschwindigkeiten ($v < \text{etwa } 30 \text{ Volt}$) beginnt R stark zu steigen (siehe unten Fig. 1039).

Die Geschwindigkeit der reflektierten Strahlen ist mehr oder weniger vermindert, ein reflektiertes Bündel wird also, ähnlich wie in Fig. 1038, in ein magnetisches Spektrum auseinandergezogen, wie zuerst Gehrcke¹⁾ gezeigt hat.

Die Menge der Sekundärstrahlen ist stark von der Geschwindigkeit abhängig, wie Fig. 1039 nach Messungen von Gehrts²⁾ an Aluminium³⁾



zeigt. Die Kurven sind in zwei verschiedenen Abszissenmaßstäben für die langsamen Strahlen ($v < 30 \text{ Volt}$) und die schnelleren Strahlen gezeichnet. Danach besteht zwischen 0 und 11 Volt reine Reflexion, bei 11 Volt beginnt die Sekundärstrahlung, die bei etwa 170 Volt ein Maximum erreicht und dann allmählich wieder abfällt. (Für große Geschwindigkeiten siehe unten Fig. 1040.) Im Maximum ist die sekundäre Elektronenmenge fast das Doppelte (190 Proz.) der primären.

Als eine Sekundärstrahlung läßt sich auch die in § 328 genannte Ionisierung von Gasen auffassen; denn wenn ein getroffenes Gasteilchen ein Elektron emittiert, so bleibt es selbst positiv geladen zurück. In der Tat ist die Abhängigkeit der Gasionisierung, gemessen durch die Leitfähigkeit des Gases, von der Geschwindigkeit dieselbe, wie die

der Sekundärstrahlung von Metallen. Fig. 1040, Kurve I, welche der unten zitierten Arbeit von Bloch entnommen ist, zeigt den Verlauf für Luft von 1 mm Druck jenseits des bei etwa 200 Volt liegenden Maximums nach Messungen von Lenard⁴⁾, Kossel⁵⁾, Durak⁶⁾, Glasson⁷⁾, Bloch⁸⁾, Eve⁹⁾; unterhalb 11 Volt findet keine Ionisation eines Gases statt. Die Messungen für $v > 1 \cdot 10^{10}$ sind nicht mit Kathodenstrahlen, sondern mit den ihnen wesensgleichen β -Strahlen radioaktiver Substanzen (siehe unten Kap. XIV) ausgeführt. Der obere Teil der Kurve ist noch einmal in vergrößertem Ordinatenmaßstab dargestellt (Kurve II). Nach Glasson (l. c.) und W. Wilson¹⁰⁾ ist für $v > \text{etwa } 300 \text{ Volt}$ die Ionisation proportional $1/v^2$. Auf die von J. J. Thomson¹¹⁾

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 8, 81 (1902).

²⁾ Ebenda (4) 36, 995 (1911).

³⁾ Ähnlich auch für Co, Cu, Pt.

⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 8, 149 (1902); 12, 449 (1903); 15, 485 (1904).

⁵⁾ Ebenda (4) 37, 393 (1912); ebenda Literaturangaben.

⁶⁾ Phil. Mag. (6) 4, 29 (1902).

⁷⁾ Ebenda (6) 22, 647 (1911).

⁸⁾ Ann. d. Phys. (4) 38, 559 (1912).

⁹⁾ Ebenda (4) 38, 319 (1912); frühere Messungen von Füchtbauer, Phys. Zeitschr. 7, 153 (1906).

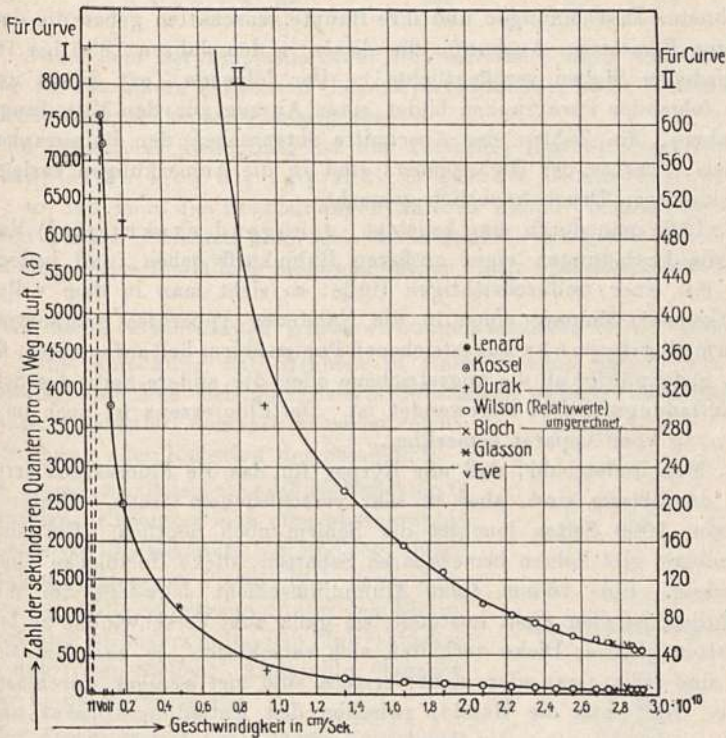
¹⁰⁾ Proc. Roy. Soc. (A) 85, 240 (1911).

¹¹⁾ Phil. Mag. (6) 23, 449 (1912).

und Ramsauer¹⁾ entwickelten Theorien kann hier nur hingewiesen werden. Da für hohe Geschwindigkeiten die Sekundärstrahlung vielfach stärker als die Absorption ist, so folgt, daß ein einzelnes Elektron, bevor es absorbiert wird, d. h. in einem Gasmolekül stecken bleibt, sehr viele — bei 30 000 Volt z. B. 80 — sekundäre Elektronen auslöst.

Sekundärstrahlen (Elektronen), die durch auftreffende Kanalstrahlen erzeugt werden, haben Füchtbauer²⁾ und Saxén³⁾ untersucht; auch diese haben keine merkliche Energie, also kleine Austrittsgeschwindigkeit.

Fig. 1040.



Die Menge der Sekundärstrahlen hängt sowohl vom getroffenen Metall, als auch vom Gase ab; letzteres ist leicht begreiflich, da ja die Kanalstrahlen aus Atomen des Gases bestehen; so sind z. B. Wasserstoffstrahlen viel wirksamer als Sauerstoffstrahlen. Mit der Geschwindigkeit der Strahlen steigt die Sekundärstrahlung erst rasch, dann langsamer an (Meßgrenze: etwa 20 000 Volt).

§ 330. Röntgenstrahlen; Röntgens erste Mitteilung. Gegen Ende des Jahres 1895 entdeckte W. C. Röntgen eine neue Art von Strahlen, welche zunächst wegen ihrer medizinischen Verwertbarkeit allgemeines Aufsehen erregten, dann aber auch einen außerordentlichen Aufschwung der

¹⁾ Jahrb. d. Radioakt. 2, 515 (1912).

²⁾ Phys. Zeitschr. 7, 153 (1906).

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 38, 319 (1912).

Forschung auf dem Gebiete der Entladungserscheinungen bewirkten und endlich den Anstoß zu einer weiteren fundamentalen Entdeckung gaben, nämlich der Auffindung der Uranstrahlen durch Becquerel und später der radioaktiven Körper durch Curie.

Über die Entstehungsbedingungen und die wichtigsten Eigenschaften der zunächst nach dem Vorschlage des Entdeckers als

„X-Strahlen“,

später ziemlich allgemein als

„Röntgenstrahlen“

bezeichneten Erscheinungen und ihre Haupteigenschaften geben die drei Mitteilungen Röntgens Auskunft, die dieser in den Jahren 1895 bis 1897 an verschiedenen Stellen veröffentlichte¹⁾. Der folgende Text dieses und der beiden folgenden Paragraphen bildet einen Auszug aus den Mitteilungen des Entdeckers, die Zahlen der Abschnitte entsprechen den Paragraphen des Originals, Zusätze des Herausgebers sind in die Anmerkungen verlegt oder durch kleineren Druck kenntlich gemacht.

1. Läßt man durch eine beliebige, genügend evakuierte²⁾ Vakuumröhre die Entladungen eines größeren Ruhmkorff gehen, und bedeckt die Röhre mit einer undurchsichtigen Hülle, so sieht man in dem vollständig verdunkelten³⁾ Zimmer einen in die Nähe des Apparates gebrachten, mit Baryumplatincyanür angestrichenen Papierschirm hell aufleuchten, fluoreszieren, gleichgültig, ob die angestrichene oder die andere Seite des Schirmes dem Entladungsapparat zugewendet ist. Die Fluoreszenz ist noch in großer Entfernung vom Apparat bemerkbar.

2. Man findet bald, daß alle Körper für das die Fluoreszenz erregende Agens durchlässig sind, aber in sehr verschiedenem Grade. Hinter einem Buch von 1000 Seiten leuchtet der Schirm noch deutlich. Ein einfaches Stanniolblatt gibt keinen bemerkbaren Schatten, dicke Holzblöcke sind noch durchlässig. Eine 16 mm dicke Aluminiumschicht schwächt die Wirkung beträchtlich, ist aber nicht imstande, sie ganz zum Verschwinden zu bringen. Glasplatten gleicher Dicke verhalten sich verschieden, je nachdem sie bleihaltig sind (Flintglas) oder nicht; erstere sind viel weniger durchlässig als letztere. Hält man die Hand⁴⁾ zwischen den Entladungsapparat und den Schirm, so sieht man die dunkleren Schatten der Handknochen in dem nur wenig dunklen Schattenbild der Hand. Alle untersuchten Metalle sind mehr oder weniger durchlässig. Blei von 1,5 mm Dicke ist so gut wie undurchlässig und wurde deshalb häufig wegen dieser Eigenschaft verwendet. Ähnlich wie die Metalle selbst lassen sich auch ihre Salze, fest oder in Lösung, in bezug auf ihre Durchlässigkeit ordnen; so entwirft ein Bleiweißanstrich auf einem Holzstab einen dunklen Schatten.

3. bis 5. Die Durchlässigkeit scheint hauptsächlich von der Dichte der Körper abzuhängen⁵⁾, doch ist diese nicht allein maßgebend, wie aus folgender

¹⁾ Gemeinschaftlich abgedruckt in Wied. Ann. 64, 1 (1898).

²⁾ Mindestens etwa 1 bis 2 cm Parallelfunkstrecke.

³⁾ Bedeckung und vollständige Verdunkelung bei neueren Apparaten nicht mehr unbedingt nötig.

⁴⁾ Man beachte die Bemerkungen am Schluß des § 334 über die Gefährlichkeit der Röntgenstrahlen.

⁵⁾ Über den Einfluß des Atomgewichts siehe unten § 339.

Tabellé hervorgeht; die vier Metallbleche waren so gewählt, daß sie gleiche Durchlässigkeit hatten.

Metall	Dicke mm	Relative Dicke d	Dichte ρ	Masse/cm ² $d \cdot \rho$
Pt	0,018	1	21,5	21,5
Pb	0,05	3	11,3	33,9
Zn	0,10	6	7,1	42,6
Al	3,5	200	2,6	520

6. Außer dem Baryumplatincyannür fluoreszieren¹⁾ auch andere Körper, z. B. die als Phosphore bekannten Calciumverbindungen, dann Uranglas, gewöhnliches Glas, Kalkspat, Steinsalz usw.

Von besonderer Bedeutung ist die Tatsache, daß photographische Trockenplatten sich als empfindlich für die X-Strahlen erwiesen haben, so daß man die Erscheinungen fixieren kann. Wegen der Durchlässigkeit dünner Schichten kann man die Aufnahme mit der in der Kassette oder in einer Papierumhüllung eingeschlossenen Platte im beleuchteten Zimmer machen.

Daß die X-Strahlen auch Wärmewirkungen ausüben, ist zu vermuten²⁾.

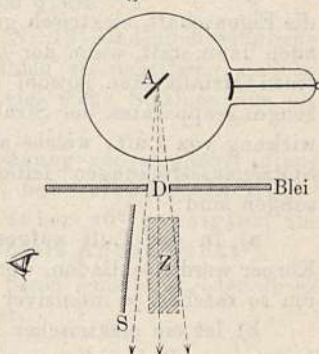
7. Eine Ablenkung der Strahlen in einem Prisma findet nicht statt, ebensowenig verhalten sich pulverisierte Substanzen weniger durchlässig als kompakte. Es existiert demnach keinerlei reguläre Brechung oder Reflexion der Strahlen³⁾.

8. Dagegen existiert eine diffuse Reflexion⁴⁾ der Strahlen: Exponiert man eine photographische Platte von der Glasseite her und legt unter die Schicht Platten aus Platin, Blei, Zink, Aluminium, so ist die Schwärzung unter dem Platin, dem Blei und besonders unter dem Zink⁵⁾ stärker als an den freien Stellen. Aluminium dagegen übt gar keine Wirkung aus.

Zur Demonstration der diffusen Zerstreung benutze man folgende Anordnung (Fig. 1041): Aus den von einer kräftig wirkenden Röhre (siehe § 331, 20 und § 333) bei A ausgehenden Strahlen wird durch ein Bleidiaphragma D von etwa 2 cm Durchmesser ein Bündel ausgeschnitten, das an dem Leuchtschirm S tangential in etwa 1 cm Entfernung vorbeigeht. Der Schirm bleibt fast dunkel; bringt man aber in den Strahlengang irgend welchen Körper Z , z. B. einen Holzklotz, ein Buch, die Hand, so wird der Schirm erhellt.

Ein Aluminiumblech von 1 bis 2 mm Dicke verdunkelt den Schirm um gleichviel, wenn es in den Weg der direkten oder in den der zerstreuten Strahlen gehalten wird. Beide sind also qualitativ gleich.

Fig. 1041.



¹⁾ Jedoch bedeutend schwächer.

²⁾ Siehe unten § 334 und 335.

³⁾ Siehe jedoch unten § 341.

⁴⁾ Siehe unten § 338. Über die Trennung des Effektes in zerstreute und in Fluoreszenzstrahlung siehe § 339.

⁵⁾ Ob und welche Metalle selektiv verstärkend wirken, hängt von dem Zustande der Entladungsröhre ab. Siehe unten § 339.

9. Die Durchlässigkeit von Quarz und Kalkspat ist unabhängig von der Orientierung zur kristallographischen Achse.

10. Die Durchlässigkeit sämtlicher Körper für die X-Strahlen ist unvergleichlich stärker als für Kathodenstrahlen.

11. Die X-Strahlen unterscheiden sich von den Kathodenstrahlen auch darin, daß sie selbst in den stärksten magnetischen Feldern keine Ablenkung erfahren.

12. Die X-Strahlen gehen von den Stellen der Entladungsröhre aus, wo die Glaswand am stärksten fluoresziert, wo also die meisten Kathodenstrahlen auftreffen. Lenkt man die Kathodenstrahlen durch einen Magnet ab, so verschiebt sich entsprechend auch der Ausgangspunkt der X-Strahlen. Die X-Strahlen werden also von den Kathodenstrahlen in der Glaswand des Entladungsapparates erregt.

13. Die Erregung findet nicht nur im Glase statt, sondern auch in einem Aluminiumblech, welches als Verschlusswand einer Entladungsröhre dient¹⁾.

14. Enthält Beschreibung der Schattenbilder von verschiedenen undurchsichtigen Gegenständen.

15. Nach Interferenzerscheinungen wurde viel gesucht, jedoch ohne Erfolg²⁾.

16. Enthält die Erwähnung (nicht fortgeführter) Versuche über elektrostatische Beeinflussung.

17. Enthält Betrachtungen über die etwaige Natur der Strahlen³⁾.

§ 331. Röntgens zweite Mitteilung. 18. Die X-Strahlen haben die Eigenschaft, elektrisch geladene Körper zu entladen; die Entladung findet auch dann statt, wenn der Beobachtungsraum durch völlige Einschließung in einen Metallkasten sowohl gegen elektrostatische Einflüsse seitens des Erzeugungsapparates der Strahlen geschützt ist, als auch gegen etwaige Einwirkung von Luft, welche aus der Nähe der Röhre kommt (und dort durch Spitzenausströmungen leitend gemacht ist⁴⁾). Die wichtigsten Beobachtungen sind:

a) In der Luft aufgestellte, positiv oder negativ elektrisch geladene Körper werden entladen, wenn sie mit X-Strahlen bestrahlt werden, und zwar um so rascher, je intensiver die Strahlen sind.

b) Ist ein elektrischer Leiter nicht von Luft, sondern von einem festen Isolator, z. B. Paraffin, umgeben, so bewirkt die Bestrahlung dasselbe, wie das Bestreichen der isolierenden Hülle mit einer zur Erde abgeleiteten Flamme.

c) Ist diese isolierende Hülle von einem eng anliegenden, zur Erde abgeleiteten Leiter umschlossen, welcher wie der Isolator für X-Strahlen durchlässig sein soll, so übt die Bestrahlung auf den inneren elektrisierten Leiter keine mit einfachen Hilfsmitteln wahrnehmbare Wirkung aus.

¹⁾ Über andere Metalle siehe § 331, 20 und § 335 b.

²⁾ Über positive Ergebnisse siehe unten § 341.

³⁾ Die hier von Röntgen aufgestellte Hypothese longitudinaler Ätherwellen ist jetzt wohl definitiv durch die Wiechert-Stokessche Stoßwellentheorie (siehe § 336) ersetzt.

⁴⁾ Die Erscheinung kann mit jedem beliebigen Elektroskop in mehreren Metern Abstand von der Röhre gezeit werden.

d) Die unter a, b, c mitgeteilten Beobachtungen deuten darauf hin, daß die von den X-Strahlen bestrahlte Luft die Eigenschaft erhalten hat, elektrisierte Körper, mit denen sie in Berührung kommt, zu entladen.

e) Die bestrahlte Luft verliert ihre leitende Eigenschaft nach dem Aufhören der Bestrahlung erst allmählich; zum Beweise dient eine Anordnung des isolierten Leiters im Inneren eines gegen die Strahlen geschützten Metallrohres, in welches die bestrahlte Luft eingesaugt wird.

Für Demonstrationen im Hörsaal sind folgende Anordnungen bequemer. Ein Blättchenelektroskop, mit aufgesetzter Kugel oder Scheibe, ist mit einer konstanten Spannung von 100 bis 200 Volt verbunden. Man setzt eine Röntgenröhre einige Sekunden lang in Tätigkeit und unterbricht unmittelbar nach dem Ausschalten des Induktors die Zuleitung zum Elektroskop. Man beobachtet eine rasch abnehmende Entladegeschwindigkeit des Elektroskops. Ferner kann man mit einem Blasbalg Luft in der Nähe der Entladungsröhre einsaugen und in der Nähe eines in großer Entfernung aufgestellten, durch Bleischirme geschützten Elektroskops ausblasen; auch dann tritt eine Entladung ein, die um so schwächer wird, je länger die zwischen Einsaugen und Ausblasen verstrichene Zeit ist.

f) Hindurchsaugen der Luft durch Watte oder durch mehrere Lagen engmaschigen Drahtgitters zerstört die entladende Wirkung.

g) Die Entladung findet auch in Wasserstoff statt.

h) In stark evakuierten Räumen findet die Entladung vielmals langsamer statt.

19. Die Strahlen können auch durch einen Teslatransformator erregt werden, was den Vorteil bietet, daß die Röhren weniger warm werden und ein weniger hohes Vakuum ausreicht. (Siehe auch § 332, 8.)

20. Außer Glas und Aluminium (vgl. § 330, Nr. 13) sind auch sämtliche anderen untersuchten Körper imstande, X-Strahlen zu emittieren, jedoch in verschiedenem Maße; so sendet z. B. Platin viel mehr Strahlen aus als Aluminium¹⁾.

Deshalb ist Platin am geeignetsten zur Erzeugung von möglichst intensiven Strahlen; sehr günstig wirkt ein Apparat, bei welchem ein Hohlspiegel aus Aluminium als Kathode, ein unter 45° geneigtes, im Krümmungszentrum aufgestelltes Pt-Blech als Anode wirkt²⁾.

21. Es ist gleichgültig, ob das emittierende Blech Anode ist, oder ob es isoliert und eine besondere Anode vorhanden³⁾ ist.

§ 332. Röntgens dritte Mitteilung. 1. Enthält im Original die ausführliche Beschreibung einer Anordnung zum Nachweise, daß auch die Luft die Strahlen diffus zerstreut.

Bei der Anordnung in Fig. 1041 bemerkt man auch ohne Körper *Z* eine Aufhellung, wenn man dicht an den Schattenrand mit dem Schirme herangeht; offenbar sind hier die von der Luft zerstreuten Strahlen wirksam.

2. Enthält die Beschreibung eines Photometers zur Vergleichung der Wirkung verschiedener Röhren.

¹⁾ Näheres siehe unten § 335 b.

²⁾ Dieses Konstruktionsprinzip ist bei sämtlichen modernen Röhren in Anwendung.

³⁾ Diese Angabe Röntgens ist nicht ganz genau, da man bei vielen Röhren doch je nach der Art der Schaltung Intensitäts- und Qualitätsunterschiede bemerkt.

3. Die Strahlen gehen von der emittierenden Fläche nach allen Seiten in nahezu gleichmäßiger Stärke aus¹⁾, erst bei Emissionswinkeln von über 80° macht sich ein Abfall bemerkbar.

4. Photometrische Messungen der Durchlässigkeit ergeben, daß die Durchlässigkeit eines bestimmten Körpers mit der Dicke der schon vorher durchstrahlten Schichten wächst.

5. Das Durchlässigkeitsverhältnis zweier verschiedenartiger Körper hängt außer vom Dickenverhältnis auch von den absoluten Dicken ab.

6. Das Verhältnis der Dicken von zwei gleich durchlässigen Platten aus verschiedenem Material ist abhängig von der Dicke und dem Material desjenigen Körpers, z. B. der Glaswand des Entladungsapparates, den die Strahlen zu durchlaufen haben, bevor sie die betreffenden Platten erreichen.

Stellt man z. B. einen Absorptionsschirm her, der zur Hälfte aus Platinfolie (von etwa 0,002 bis 0,003 mm Dicke), zur anderen Hälfte aus einer Art Treppe von 1 bis 15 Aluminiumblättern von je der 10- bis 11fachen Dicke des Platins besteht, so wird man bei Benutzung einer mäßig weit ausgepumpten Röhre (etwa 1 bis 3 cm Parallelfunkenstrecke) stets eine Aluminiumschichtdicke finden, die einen gleich dunklen Schatten wirft wie das Platin, die also gleiche Durchlässigkeit besitzt; die Zahl der Aluminiumblätter diene als Nummer zur Bezeichnung der Eigenschaften der Strahlen. Die Nummer wächst, wenn man irgend welche Absorptionsschirme in den Strahlengang bringt, d. h. die Durchlässigkeit des Aluminiums wächst schneller als die des Platins²⁾.

7. Die Durchdringungsfähigkeit der Röntgenstrahlen wächst mit zunehmender Verdünnung in der Röhre, d. h. mit zunehmendem Entladungspotential bzw. zunehmender Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. Die durchdringenderen Strahlen mögen als „hart“, die weniger durchdringenden als „weich“, und entsprechend die Röhren, je nach den Strahlen, welche sie geben, als „harte“ oder „weiche Röhren“ bezeichnet werden. Die in 6. beschriebene Platin-Aluminiumskala kann auch zur Härtemessung der Röhren dienen; mit zunehmender Härte steigt die Nummer³⁾.

8. Daß für die Härte der von einer Röhre emittierten Strahlen das Entladungspotential direkt, der Gasdruck nur indirekt, insofern er das Potential beeinflusst, maßgebend ist, folgt aus der Vermehrung der Härte durch eine in Reihe geschaltete Funkenstrecke oder bei Benutzung der Teslaanordnung an Stelle des gewöhnlichen Induktionsstromes⁴⁾.

Eine von der Pumpe abgeschmolzene mittelharte Röhre wird durch die Gasabsorption während der Entladungen (vgl. § 314) immer härter und schließlich unbrauchbar. Zu hart gewordene Röhren können wieder weicher gemacht werden durch Erwärmen, durch Umkehren der Stromrichtung (nicht immer) oder durch sehr kräftige Entladungen.

9. Zusammenfassung (Folgerungen aus 4 bis 8):

a) Eine Röntgenröhre sendet ein Gemisch von Strahlen verschiedener Absorbierbarkeit und Intensität aus.

¹⁾ Siehe jedoch § 338.

²⁾ Näheres über die sehr komplizierten Verhältnisse siehe § 339.

³⁾ Über konventionelle „Härteskalen“ für Röntgenstrahlen siehe unten § 333.

⁴⁾ Umgekehrt vermindert sich die Härte, wenn man das Induktorium durch eine Influenzmaschine ersetzt.

b) Die Zusammensetzung des Gemisches ist wesentlich von dem Verlauf der Entladung abhängig.

c) Die bei der Absorption von den Körpern bevorzugten Strahlen sind für die verschiedenen Körper verschieden¹⁾.

10. Zwei verschieden harte Röhren mögen auf dem Fluoreszenzschirm gleiche Helligkeit erzeugen; dann wirkt die härtere auf die photographische Platte schwächer ein²⁾.

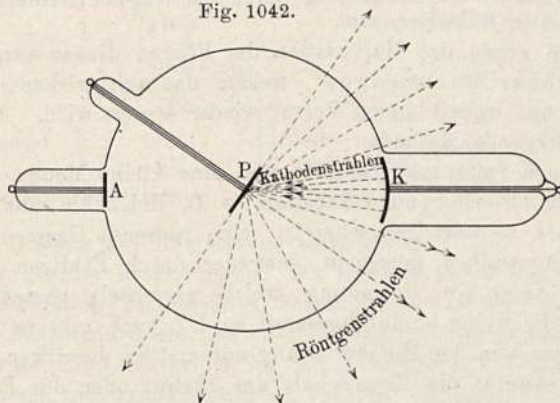
11. Die Röntgenstrahlen wirken auch auf das Auge (zuerst von G. Brandes beobachtet), und zwar wirken sie direkt auf die Netzhaut, sei es, daß sie deren Nervenendigungen reizen, sei es, daß sie die Netzhaut zur Fluoreszenz erregen.

§ 333. Röntgentechnik; Härteskalen; physiologische Wirkungen.

Infolge der vielseitigen medizinischen Anwendbarkeit der Röntgenstrahlen entwickelte sich in sehr kurzer Zeit ein besonderer Zweig der Technik, der sich mit der Herstellung sämtlicher zur Erzeugung und zum Gebrauch der Strahlen nötigen Gegenstände beschäftigt. Die hierbei gesammelten Erfahrungen sind vor allem dem Induktionsapparat zugute gekommen, dessen moderne Konstruktionsformen erst durch die Bedürfnisse der Röntgentechnik veranlaßt worden sind; das Wichtigste hiervon ist bereits in § 235 und 236 hineinverarbeitet.

Der zweite Hauptteil der Apparatur, die „Röntgenröhre“, erfordert etwas genauere Besprechung. Der Konstruktion der in der Praxis gebräuch-

Fig. 1042.



lichen Röhren liegt ausnahmslos die in § 331, 20 erwähnte Anordnung zugrunde, nämlich Emission der Röntgenstrahlen von einer im Inneren der Röhre befindlichen, meist aus Platin oder irgend einem platinieren, schwer schmelzbaren Metall bestehenden Platte, auf welche die Kathodenstrahlen von einer Hohlspiegelkathode konzentriert werden. So entsteht die in Fig. 1042 skizzierte Grundform der Röntgenröhre. *K* ist die Kathode, *A* die Anode und *P* die die Strahlen emittierende

„Antikathode“.

¹⁾ So absorbiert das Platin relativ mehr von den härteren, das Aluminium mehr von den weicheren Strahlen (vgl. Nr. 6).

²⁾ Die Verhältnisse sind komplizierter, siehe § 339.

Die starke Erhitzung der Antikathode begünstigt die Zerstäubung derselben und damit eine starke Schwärzung der Glaswand, die schließlich auch, wenn der Überzug vom zerstäubten Metall merklich leitend geworden ist, die Entladungsvorgänge ungünstig beeinflusst. Ferner bewirkt die Erhitzung leicht ein „Weichwerden“ der Röhre, wenn die Elektrodengase nicht gut bei

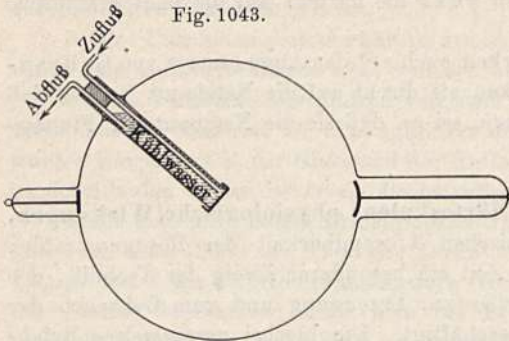


Fig. 1043.

der Herstellung entfernt sind; dagegen bewirkt die Entladung ein „Hartwerden“, wenn eine gründliche Entgasung der Elektroden vorhergegangen ist. Zur Vermeidung dieser schädlichen Erhitzung sind Kühlvorrichtungen erdacht worden; die einfachste Form einer solchen besteht in einem mit der Rückseite der Antikathode verlöteten Hohlzylinder aus geschwärztem Kupferblech, welcher die Wärme rasch über eine große Fläche verteilt, von der sie durch Ausstrahlung (Leitung fällt des Vakuums wegen fort) nach außen übertragen wird.

Noch wirksamer ist eine Wasserkühlung, wie sie in Fig. 1043 schematisch angedeutet ist.

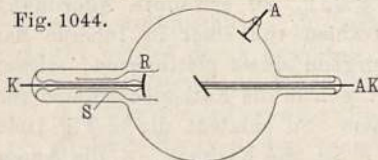
Neueste Konstruktionen (siehe Katalog von Gundelach in Gehlberg i. Thür.) enthalten eine direkte Wärmeableitung durch ein eingeschmolzenes Platinrohr zu außen angebrachten Kühlrippen hin.

Als Mittel gegen das Hartwerden der Röhren dienen verschiedenartige „Regenerationseinrichtungen“, welche dadurch wirken, daß das absorbierte Gas aus irgend einem Vorrat wieder ersetzt wird. Am gebräuchlichsten sind folgende Methoden:

a) In einem Seitenrohr befindet sich eine kleine Menge einer porösen und Gase leicht absorbierenden Substanz, z. B. Holzkohle, aus welcher man, wenn die Röhre zu hart geworden ist, eine passende Gasmenge austreiben kann. Das Austreiben geschieht entweder durch Erhitzen mittels einer Flamme, oder durch eine Entladung, welche vermittelt passender Hilfselektroden durch die Kohle hindurchgesandt wird. Auch gibt es Anordnungen, welche das Einsetzen der Hilfsentladung automatisch bewirken.

b) Man benutzt die Eigenschaft des Platins oder des Palladiums, in heißem Zustande für Gase, besonders für Wasserstoff, durchlässig zu sein.

Fig. 1044.



Ein an die Röntgenröhre angeschmolzenes, am äußeren Ende geschlossenes, am inneren Ende offenes Platinröhrchen wird mittels einer Spiritusflamme auf schwache Rotglut erhitzt. Dann diffundiert in kurzer Zeit eine genügende Menge des

in der Flamme stets vorhandenen Wasserstoffs in die Röhre hinein.

Die am Schluß von § 313 erwähnte Erhöhung des Kathodenfalles durch die Glaswände benutzt Wehnelt¹⁾ zur Konstruktion einer Röhre mit ver-

¹⁾ Verhandl. d. D. Phys. Gesellsch. 5, 259 (1903); Ann. d. Phys. 1904, Boltzmann-Festschrift.

änderlichem Härtegrad; die Änderung wird erreicht mittels eines über die Kathode verschiebbaren eng anschließenden Glasrohres *R* (Fig. 1044).

Eine ganz neuartige und physikalisch noch ungeklärte Härteregulierung mittels einer glühenden Hilfselektrode wenden Lilienfeld und Rosenthal¹⁾ an.

Für manche therapeutische Zwecke ist es erwünscht, sehr weiche Strahlen in erheblicher Menge zu erhalten; da diese von der Glaswand der gewöhnlichen Röhren zu stark absorbiert werden, so hat man Gläser hergestellt²⁾, in welchen das Natrium- oder Kaliumsilikat durch die entsprechende Lithiumverbindung ersetzt ist. Wegen des viel niedrigeren Atomgewichts absorbiert dieses Glas viel weniger. Derartige Röhren dürften auch für manche physikalische Zwecke von Interesse sein.

Nach Art der in § 332, 7 beschriebenen Röntgenschen Anordnung sind von verschiedenen Autoren sogenannte „Härteskalen“ zur bequemen Messung der Strahlenqualität konstruiert worden; die Skalen unterscheiden sich, abgesehen von der äußeren Anordnung, durch die Stufenzahl und Stufenhöhe der Aluminiumtreppe sowie durch das Vergleichsmetall. Die Zahl der Stufen oder die Schichtdicke, welche gleiche Absorption gibt wie das Vergleichsmetall, gilt als Gradzahl zur Charakterisierung der Strahlen. Die folgende Tabelle³⁾ kann zum Vergleich der Skalen dienen:

Name	Zahl und Dicke der Aluminiumstufen	Vergleichsmetall	Gradvergleichung									
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10-12
Benoist ⁴⁾	12 × 1 mm	Silber 0,11 mm	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10-12
Walter ⁵⁾	—	Platin	—	2-3	4-5	5-6	6	6-7	7	7-8	—	—
Wehnelt ⁶⁾	Kontinuierlicher Keil von 1—1,6 mm	Silber 0,1 mm	—	2	5	6,5	7,5	8	9	10-11	—	—
Qualität			} äußerst weich	} sehr weich	} weich	} mittelhart	} hart	} sehr hart				
Parallelfunkstrecke etwa . .									< 1	2	7	10

Über die Theorie der Härtemesser siehe unten § 339.

Physiologische Wirkungen. Die namentlich bei lange andauernder intensiver Bestrahlung eintretenden Schädigungen werden durch geeignet angebrachte Schutzblenden aus Blei oder bleihaltigem Glase vermieden⁷⁾. Die Gefährlichkeit der Röntgenstrahlen für den Menschen darf nicht unterschätzt, braucht aber auch nicht überschätzt zu werden. Größere Schädigungen sind wohl nur nach lange andauernder und wiederholter Bestrahlung zu befürchten. Die meist erst nach einer Reihe von Tagen oder Wochen bemerkbaren Er-

¹⁾ Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 18, 257 (1913).

²⁾ F. A. und Ch. L. Lindemann, Zeitschr. f. Röntgentechnik (1911); Fabrikant: Müller (Hamburg).

³⁾ Nach H. Abraham und P. Sacerdote, „Recueil de constantes physiques“, Paris 1913, sowie nach Kienböck, „Radiotherapie“. Stuttgart 1907.

⁴⁾ Compt. Rend. 134, 225 (1902).

⁵⁾ Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 6, 68 (1902).

⁶⁾ Boltzmann-Festschrift, 1904.

⁷⁾ Es empfiehlt sich, die gebräuchlichen Leuchtschirme mit einer 2 bis 3 mm dicken Platte aus (bleihaltigem) Spiegelglas zu bedecken, die als Schutz für den Kopf des Beobachters vollkommen ausreicht. Man vermeide, den Schirm in der Hand zu halten, sondern befestige denselben in einem Holzrahmen.

scheinungen bestehen in Hautentzündungen nach Art des Sonnenbrandes, Haarausfall, bei schwereren Fällen in tiefgehenden geschwürigen Entzündungen. Die leichteren Reizwirkungen bei mäßig dosierter Bestrahlung werden zu Heilzwecken benutzt. Bei Demonstrationen vermeide man es, die Hand längere Zeit den Strahlen auszusetzen. Näheres über die physiologischen Wirkungen findet man u. a. in: „Kienböck, „Radiotherapie“, Stuttgart 1907.

Auf sonstige technische Details, wie Betrieb der Röhre mit gleichgerichtetem Wechselstrom, Verstärkungsschirm für photographische Zwecke, Spezialrichtungen für Momentaufnahmen und kinematographische Aufnahmen kann hier nicht eingegangen werden.

§ 334. Physikalische Meßmethoden für Röntgenstrahlen; Energiemessung; Sättigungsstrom. Eine quantitative Vergleichung der Intensitäten von Röntgenstrahlen ist denselben Beschränkungen unterworfen wie diejenige von Lichtstrahlen; solange man es mit Strahlen gleicher Qualität zu tun hat, kann man genau wie bei einfarbigem Lichte jeden beliebigen Effekt der Strahlen benutzen, für welchen man den Zusammenhang zwischen der Größe des Effektes und der Strahlenintensität durch besondere Versuche — z. B. durch Entfernungsänderung — festgestellt hat; man kann z. B. die Helligkeit auf dem Leuchtschirm oder die photographische Wirkung zur Messung benutzen.

Im allgemeinen sind jedoch die Strahlen inhomogen (vgl. § 332, 9), und dann kann man genau wie bei der Vergleichung von Lichtintensitäten verschiedener Farbe nur solche Methoden benutzen, welche direkt oder indirekt die Energie der verschiedenartigen Strahlen zu vergleichen gestatten. Eine direkte Energiemessung durch Absorption der Strahlen und Bestimmung der erzeugten Wärme ist zwar möglich und zuerst von Dorn¹⁾ mittels eines mit absorbierenden Pt-Folien gefüllten Luftthermometers ausgeführt worden (siehe weiter unten § 335), doch ist die Methode wegen der Geringfügigkeit des Effektes nur bei verhältnismäßig intensiven Strahlen anwendbar. Eine indirekte Energiemessung auch für sehr schwache Strahlen ist möglich mittels der in § 331 besprochenen Eigenschaft der Strahlen, die Luft und andere Gase leitend zu machen. Wie in § 342 ff. noch näher zu erörtern, beruht dieser Vorgang auf der Bildung von „Ionen“ in dem bestrahlten Gase, d. h. von positiv und negativ geladenen Teilchen, die genau wie bei der Elektrolyse sich in einem elektrischen Felde in Bewegung setzen. Da aber diese Ionen nicht wie bei einem gewöhnlichen Elektrolyten unabhängig von dem hindurchgehenden Strome in einer zur abgeschiedenen Menge sehr großen Zahl fortwährend neu erzeugt werden, sondern durch die Röntgenstrahlen nur in verhältnismäßig geringer Zahl gebildet werden, so kann der zwischen irgend zwei Elektroden durch die Luft übergehende Strom mit steigender Spannung nicht über einen gewissen Grenzwert, den „Sättigungsstrom“ hinausgehen. Näheres hierüber siehe unten, § 344; hier genügt es, zu wissen, daß erfahrungsmäßig der Sättigungsstrom pro Volumeinheit des bestrahlten Gases, unabhängig von der Qualität der Strahlen, direkt proportional der in der Volumeinheit absorbierten Strahlenenergie ist²⁾. Kennt man also

¹⁾ Wied. Ann. **63**, 160 (1897).

²⁾ Angerer, Ann. d. Phys. (4) **21**, 87 (1906).

auch noch den Absorptionskoeffizienten des Gases, d. h. den in 1 cem absorbierten Bruchteil der auf 1 qcm fallenden Gesamtstrahlung, so kann man daraus die relative Gesamtenergie berechnen. Da die elektrische Methode je nach der Art des benutzten Elektrometers fast beliebige Steigerung der Empfindlichkeit gestattet, so läßt sie sich selbst zur Untersuchung sehr schwacher Strahlen verwenden. Die im folgenden erwähnten Untersuchungen sind, wenn nichts anderes bemerkt, nach der elektrischen Methode ausgeführt. Bezüglich der versuchstechnischen Einzelheiten muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden.

§ 335. Physikalische Eigenschaften der Röntgenstrahlen¹⁾; Energie; Emission. a) Energie der Röntgenstrahlen; niedrigste Emissionsspannung. Aus den Messungen Dorns²⁾ und späteren Messungen anderer Autoren folgt, daß die Strahlenenergie, die durch einen Entladungsschlag erzeugt wird, etwa 10^{-4} cal beträgt. Durch Vergleichung mit der gleichzeitig entwickelten Kathodenstrahlenenergie fand W. Wien³⁾, daß der „Nutzeffekt“ der Röntgenstrahlerzeugung, d. h. das Verhältnis der Energie der Röntgenstrahlen zu derjenigen der Kathodenstrahlen, etwa $\frac{1}{1000}$ ist (bei etwa 59 000 Volt Entladungsspannung). Der Nutzeffekt scheint nach Seitz⁴⁾ und Carter⁵⁾ etwa der Entladungsspannung proportional, der Absolutwert der Röntgenstrahlenenergie also proportional dem Quadrat der Spannung zu steigen, doch stimmen die bisherigen Messungen verschiedener Beobachter noch sehr wenig überein.

Wenn danach auch die Intensität der Strahlen mit abnehmender Spannung stark sinkt und gleichzeitig wegen der zunehmenden Weichheit es immer schwerer wird, sie außerhalb der Röhre überhaupt zu beobachten, so scheint doch eine untere Grenze für die Erzeugbarkeit der Röntgenstrahlen nicht zu existieren; so haben Wehnelt und Trenkle⁶⁾ noch bei 400 Volt und Dember⁷⁾ noch bei 65 Volt Röntgenstrahlen nachweisen können.

b) Einfluß des Materials der Antikathode. Die Menge der von verschiedenen Metallen bei hohen Potentialen emittierten Röntgenstrahlen steigt im allgemeinen mit dem Atomgewicht, wie aus photographischen Vergleichsmessungen von Kaufmann⁸⁾ und von Roiti⁹⁾ nach einer von Röntgen angegebenen Methode folgt. Quantitativ liegen die Verhältnisse insofern ziemlich kompliziert, als es sich bei der Emission um die Überlagerung zweier verschiedener Vorgänge handelt, nämlich erstens um eine

¹⁾ Die wesentlichen Fortschritte in der Erkenntnis der Röntgenstrahlen sind erst in den letzten Jahren gewonnen worden und sind naturgemäß in fortwährendem Flusse. Eine ausführliche Darstellung des Standes der Kenntnis gegen Ende des Jahres 1912 enthält die treffliche Monographie von R. Pohl, „Die Physik der Röntgenstrahlen“ (Braunschweig 1912), der auch ein Teil der folgenden Figuren entnommen ist. Ebenda auch ausführlichere Literaturangaben.

²⁾ l. c.

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 18, 991 (1905).

⁴⁾ Phys. Zeitschr. 7, 689 (1906).

⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) 21, 955 (1906).

⁶⁾ Ber. d. Phys.-med. Sozietät Erlangen (1905).

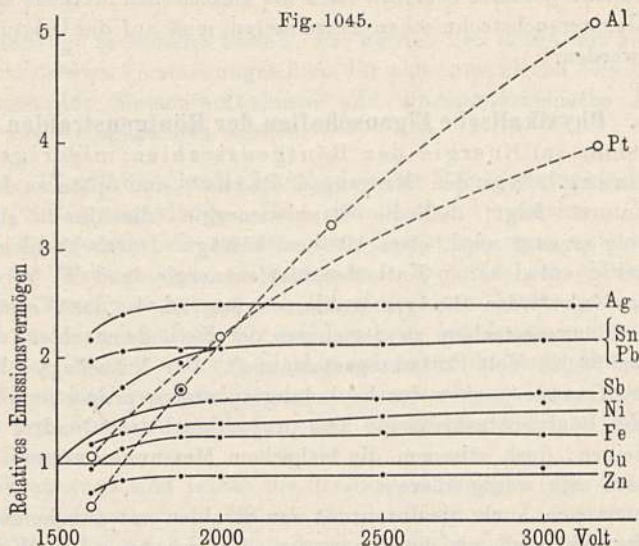
⁷⁾ Pohl, S. 9.

⁸⁾ Verh. d. Berl. Phys. Ges. 16, 116 (1897).

⁹⁾ Phil. Mag. (5) 45, 503 (1898).

direkt durch die Bremsung der aufprallenden Elektronen erzeugte sogenannte „Bremsstrahlung“ (siehe weiter unten, § 336), zweitens um eine ganz andere Entstehungsbedingungen aufweisende „Fluoreszenzstrahlung“ (siehe weiter unten, § 339).

Fig. 1045 gibt die Messungsergebnisse von Whiddington¹⁾ für sehr niedrige Potentiale, also sehr weiche Strahlen²⁾. Mit Ausnahme der beiden



Metalle Aluminium und Platin ist das relative Emissionsvermögen — dasjenige des Kupfers gleich eins gesetzt — unabhängig von der Spannung. Die Ausnahmestellung des Pt und Al rührt von der genannten Fluoreszenzstrahlung her, welche bei den anderen Metallen erst bei höheren Potentialen auftritt. Bei höheren Spannungen muß die Kurve für Al wieder sinken, da sie bei 50 000 bis 60 000 Volt nach Messungen Carters³⁾ weniger als die Hälfte derjenigen des Kupfers beträgt.

§ 336. Wiechert-Stokessche Theorie der Röntgenstrahlen⁴⁾.

Die heute wohl von den meisten Physikern angenommene Theorie der Röntgenstrahlen fußt auf der zuerst von Wiechert⁵⁾, Stokes⁶⁾ und J. J. Thomson⁷⁾ entwickelten Anschauung, daß ein Röntgenstrahl eine stoßartige elektromagnetische Störung sei, die sich bei einer plötzlichen Bremsung eines

¹⁾ Proc. Roy. Soc. **85** (A), 99 (1911).

²⁾ Die Zahlen sind jedenfalls noch zu korrigieren wegen der (unbekannten) Absorption der Röntgenstrahlen im Metall der Antikathode selbst; dieselbe dürfte bei diesen weichen Strahlen nicht ganz unbedeutend sein, so daß über das wahre Emissionsvermögen zunächst nichts ausgesagt werden kann.

³⁾ l. c.

⁴⁾ Die folgende Theorie bezieht sich nur auf die „Bremsstrahlung“ (vgl. § 335).

⁵⁾ Phys. Ökon. Ges. Königsberg (1896).

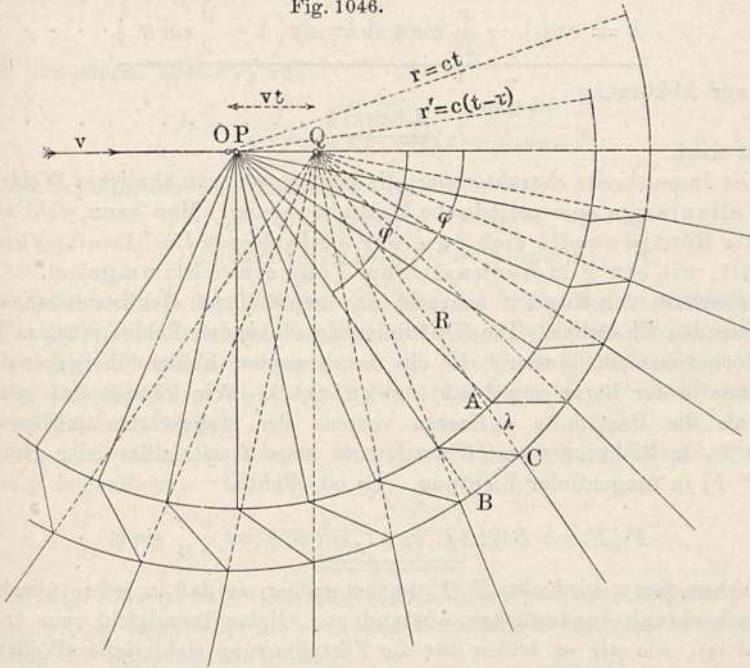
⁶⁾ Proc. Cambr. Soc. **9**, 215 (1896).

⁷⁾ Phil. Mag. (5) **45**, 172 (1898); ferner: „Die Korpuskulartheorie der Materie“. Braunschweig 1908.

Elektrons infolge der Trägheit der Kraftlinien (vgl. § 284) mit Lichtgeschwindigkeit nach allen Seiten ausbreite. Die Gleichungen für die Strahlung eines ungleichförmig bewegten Elektrons sind zuerst von Heaviside¹⁾ und M. Abraham²⁾ aufgestellt und dann von Sommerfeld³⁾ auf den Fall der Röntgenstrahlen angewendet worden.

Ein Elektron möge (Fig. 1046) mit der Geschwindigkeit v zur Zeit $t = 0$ bis zu einem Punkte O gelangt sein, wo es auf ein Hindernis trifft, durch

Fig. 1046.



welches es längs der sehr kleinen Strecke OP zur Ruhe gebracht wird. [Die Dauer des Bremsvorganges sei τ , dann ist die mittlere Geschwindigkeit längs OP gleich $v/2$ und

$$OP = v\tau/2 \dots \dots \dots (1)$$

nach einer Zeit t wäre das Elektron ohne die Bremsung bis zu einem Punkte Q gelangt, so daß

$$OQ = vt \dots \dots \dots (2)$$

Es sei t sehr groß gegen τ . Die Störung des vom Elektron mitgenommenen Feldes breitet sich von O aus allseitig mit der Lichtgeschwindigkeit c aus, ist also zur Zeit t bis zu einer Kugelfläche

$$r = ct \dots \dots \dots (3)$$

gelangt. Außerhalb dieser Fläche hat das Feld dieselbe Lage, als wenn das Elektron nach Q weitergeflogen wäre. Das Ende der Störung hat sich von P aus bis zu einer Kugel vom Radius

$$r' = c(t - \tau) \dots \dots \dots (4)$$

¹⁾ Electrician 1891. Electromagnetic Theory, Bd. 1.

²⁾ Lehrbuch d. Elektr., Bd. II.

³⁾ Phys. Zeitschr. 10, 969 (1909).

ausgebreitet, und die Dicke λ der zwischen den beiden Kugeln eingeschlossenen Störungsschicht wird als die

„Impulsbreite“

der Störung bezeichnet. Wegen der exzentrischen Lage der beiden Kugeln ist die Impulsbreite vom Winkel φ abhängig¹⁾, den die Fortpflanzungsrichtung der Störung mit der Richtung v bildet. Wie leicht zu sehen, beträgt die Impulsbreite:

$$\lambda = c\tau \left(1 - \frac{v}{2c} \cos \varphi\right) = c\tau \left(1 - \frac{\beta}{2} \cos \varphi\right) \dots \dots (5)$$

wenn zur Abkürzung

$$\beta = v/c \dots \dots \dots (6)$$

gesetzt wird.

Die Impulsbreite charakterisiert die Röntgenwelle in ähnlicher Weise, wie die Wellenlänge eine periodische Wellenbewegung. Man kann wohl sagen, daß die Röntgenwelle sich zu einer einfarbigen Lichtwelle ähnlich verhält, wie ein Pistolenknall zum Tone einer Stimmgabel.

Innerhalb der Kugel r' herrscht das gewöhnliche elektrostatische Feld des ruhenden Elektrons. Die Kraftlinien des ruhenden Feldes müssen durch die Störungsschicht hindurch in die des bewegten Feldes übergehen, sind also, wie in der Figur angedeutet, geknickt²⁾. Wir können das gestörte Feld als die Resultante auffassen erstens des ungestörten mitbewegten Feldes F_s in Richtung von $QC = R$ und eines Zusatzfeldes oder „Impulsfeldes“ F_i in tangentialer Richtung. Es ist offenbar:

$$F_i/F_s = BC/AC = vt \cdot \sin \varphi / \lambda = \frac{v}{c} \frac{r}{\lambda} \sin \varphi \dots \dots (7)$$

Mit wachsendem r wird also F_i/F_s immer größer, so daß in jedem überhaupt der Beobachtung zugänglichen Abstand von O das Impulsfeld rein transversal ist, wie wir es früher für die Fortpflanzung elektrischer Wellen gefunden haben. Da $F_s = e/R^2$, so folgt:

$$F_i = \frac{er}{R^2} \frac{v}{c} \frac{\sin \varphi}{\lambda} \dots \dots \dots (8)$$

oder da in erster Annäherung:

$$R = r - OQ \cos \varphi = r(1 - \beta \cos \varphi) \dots \dots \dots (9)$$

$$F_i = \frac{e}{r} \frac{v}{c} \frac{\sin \varphi}{\lambda (1 - \beta \cos \varphi)^2} = \frac{e}{r} \frac{v}{c^2 \tau} \cdot \frac{\sin \varphi}{(1 - \cos \varphi)^3} \text{ (Abraham, l. c.)} \dots (10)$$

und die Energiedichte in der Impulswelle wird, da die magnetische gleich der elektrischen Energie [vgl. § 279, Gl. (8)], gleich $F_i^2/4\pi$. Die auf 1 qem in Richtung φ auftreffende Energie J_φ erhält man durch Multiplikation von $F_i^2/4\pi$ mit der Impulsbreite λ :

$$J_\varphi = \frac{e^2}{4\pi r^2 c^3} \frac{v^2}{\tau} \frac{\sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^5} \dots \dots \dots (11)$$

Gl. (11) ist offenbar nicht völlig korrekt, weil der letzte Faktor im Nenner noch β enthält, sich also während des Bremsvorganges ändert. Eine korrekte

¹⁾ W. Wien, Ann. d. Phys. (4) 18, 999 (1905).

²⁾ Vgl. J. J. Thomson, l. c.

Gleichung für eine kleine Geschwindigkeitsänderung δv während der Zeit $\delta \tau$ erhält man durch eine der obigen ganz ähnliche Betrachtung zu:

$$\delta J_\varphi = \frac{e^2}{4\pi r^2 c^3} \cdot \frac{(\delta v)^2}{\delta \tau} \cdot \frac{\sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^5} \dots \dots \dots (12)$$

Schreibt man hierin $\delta v^2 = \delta v \cdot c \cdot \delta \beta$, so erhält man die Gesamtstrahlung während des ganzen Bremsvorganges bis zu $\beta = 0$ unter der Voraussetzung konstanter „Verzögerung“:

$$(\delta v / \delta \tau) = v / \tau \dots \dots \dots (13)$$

durch Summieren aller δJ_φ zu:

$$J_\varphi = \frac{e^2}{4\pi r^2 c^2} \left(\frac{v}{\tau}\right) \cdot \sum \frac{\sin^2 \varphi \delta \beta}{(1 - \beta \cos \varphi)^5} \dots \dots \dots (14)$$

Die Ausführung der Summation ergibt:

$$J_\varphi = \frac{e^2}{4\pi r^2 c^2} \left(\frac{v}{\tau}\right) \frac{\sin^2 \varphi}{4 \cos \varphi} \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \varphi)^4} - 1 \right] \dots \dots (15)$$

(wobei jetzt unter β der Wert von v/c vor der Bremsung zu verstehen ist).

Gl.(15) ist zuerst von Sommerfeld (l. c.) abgeleitet worden. Sie gilt, wie hier gleich bemerkt werde, genau so, wenn ein Elektron durch irgend welchen Beschleunigungsvorgang aus der Ruhe bis zur Geschwindigkeit $v = c\beta$ gebracht wird,

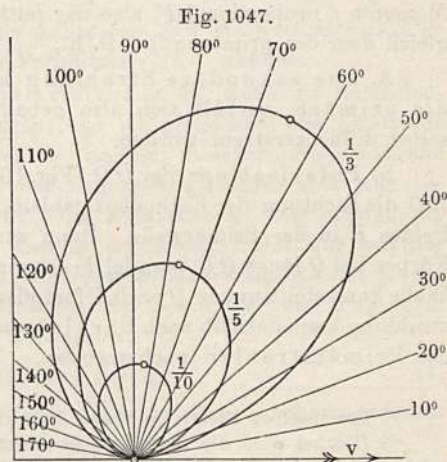
Die nach allen Richtungen im ganzen ausgestrahlte Energie wird für kleine β angenähert:

$$J = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{v^2}{\tau} \dots \dots \dots (16)$$

In Fig. 1047 ist nach Sommerfeld die Intensitätsverteilung für $\beta = v/c = 1/10, 1/5, 1/3$ dargestellt; die räumliche Verteilung erhält man hieraus durch Drehung der Figur um die v -Richtung als Achse. Die Intensität der Röntgenstrahlung ist danach in Richtung des erzeugenden Kathodenstrahles ($\varphi = 0$) und ebenso in der entgegengesetzten Richtung ($\varphi = 180^\circ$) Null. Sie hat ein Maximum, welches für sehr kleine Geschwindigkeiten senkrecht zur Kathodenstrahlrichtung ($\varphi = 90^\circ$) liegt und um so mehr nach kleinen φ hin verschoben wird, je größer die Geschwindigkeit des Elektrons.

Ganz ähnlich ist die Intensitätsverteilung nach Gl. (12), wenn das Elektron nicht völlig gebremst wird, sondern nur eine Geschwindigkeitsänderung δv erleidet, nur ist dann die Abhängigkeit vom Winkel φ eine etwas andere.

Wie oben gezeigt, liegt die elektrische Kraft der Störung in der durch die Richtung der Elektronenbewegung und die Blickrichtung definierten



Ebene; die Röntgenstrahlung, oder genauer gesagt, derjenige Anteil derselben, welcher aus Bremsstrahlung besteht, muß also polarisiert sein. Da jedoch die Elektronen im Metall mit zunehmender Eindringungstiefe immer mehr diffus verlaufen (vgl. § 317), also alle möglichen Verzögerungsrichtungen vorkommen, so wird man keine vollständige, sondern nur eine partielle Polarisation erwarten können, die mit wachsendem v , also wachsender Eindringungstiefe der Elektronen abnimmt.

Für den Bremsvorgang selbst müssen wir uns auf die Lenardschen Beobachtungen über Absorption der Kathodenstrahlen stützen (vgl. § 329); danach kann ein Elektron beim Durchfliegen eines Atoms entweder bloß mehr oder weniger aus seiner Bahn abgelenkt werden, oder aber beim Eindringen in einen „Dynamidenquerschnitt“ = πr^2 völlig gebremst werden. Bloß bei letzterem Vorgang ist eine merkliche Strahlung zu erwarten. Der Bremsweg (OP in Fig. 1048) ist also etwa von der Größe $r = v\tau/2$ [Gl. (1)]; die mittlere Impulsbreite (für $\varphi = 90^\circ$) ist $\lambda = c\tau$ [Gl. (5)], also ist

$$\lambda = \underline{\underline{2r \cdot c/v}} \dots \dots \dots (17)$$

§ 337. Theorie der Zerstreung und Absorption der Röntgenstrahlen. a) Zerstreung. Wenn Röntgenstrahlen durch einen Körper gehen, so wird ein Teil von ihnen diffus zerstreut (vgl. § 330, 8). J. J. Thomson¹⁾ hat eine Theorie dieses Vorganges entwickelt, die jedoch nur auf solche Fälle anwendbar ist, bei denen keine Fluoreszenzstrahlung auftritt. Die Grundannahme ist die, daß die in den durchstrahlten Atomen vorhandenen Elektronen von der einfallenden „Primärstrahlung“ zum Mitschwingen erregt werden und deshalb ihrerseits eine „Sekundärstrahlung“ aussenden. Da das von dem mitschwingenden Elektron ausgestrahlte Feld f in jedem Moment der Beschleunigung des Elektrons proportional ist (vgl. § 336), und letztere wiederum proportional dem Felde der einfallenden Strahlung, so ist in jedem Momente f proportional F , also der zeitliche Verlauf des sekundären Impulses gleich dem des primären²⁾. D. h.:

A. Die sekundäre Strahlung hat dieselben Eigenschaften wie die primäre, verhält sich also genau so, als wäre die primäre Strahlung selbst diffus zerstreut worden.

b) Polarisation: Sei OQ (Fig. 1048) die Richtung der Primärstrahlen, KO die Richtung der Kathodenstrahlen, also KO auch die Vorzugsrichtung des Feldes F in der Primärwelle. Dann wird ein Elektron in dem zerstreuen Körper bei Q längs QR parallel F schwingen und eine transversale sekundäre Welle kann sich nur von Q nach P fortpflanzen, nicht aber nach R . Die Sekundärstrahlung kann deshalb nach Barkla³⁾ dazu dienen, eine etwaige Polarisation der Primärstrahlen nachzuweisen. Wären diese unpolarisiert, also jede

¹⁾ Conduct. of Electr. in Gasen, 1. Aufl., § 138, 2. Aufl., § 161.

²⁾ Hierbei wird die Annahme gemacht, daß die während der Dauer des Impulses erfolgenden Abweichungen aus der Ruhelage zu klein sind, um intraatomare Richtkräfte zu entwickeln; denn wenn diese mitwirkten, oder anders ausgedrückt, wenn die Dauer des Impulses von der Ordnung der Eigenschwingungen des Elektrons wäre, so würde die zerstreute Strahlung abweichende Eigenschaften zeigen, was der Erfahrung (siehe § 338) widerspricht.

³⁾ Phil. Trans. 204, 467 (1905).

Schwingungsrichtung senkrecht zu OQ gleich wahrscheinlich, so würde ein Beobachter, der sich in der Ebene PQR im Kreise um Q herum bewegt, überall gleiche Intensität der Sekundärstrahlen finden. Ist aber etwa die Primärschwingung längs OK bevorzugt, so werden die Sekundärstrahlen ein Maximum in der zu OK senkrechten Richtung QP haben.

Es bestehe die Primärstrahlung aus einem unpolarisierten Anteil J_u und einem polarisierten J_p . Also $J = J_u + J_p$. Längs QP wird von J_u nur die längs OK schwingende Komponente zerstreut, im ganzen also halb so viel wie von J_p ; die in P beobachtete zerstreute Strahlung ist also proportional $J_u/2 + J_p$.

Längs QR pflanzt sich nur der parallel QP schwingende $J_u/2$ proportionale Anteil fort. Es ist also, wenn i_p und i_r die relativen Werte der zerstreuten Strahlen:

$$i_p \text{ proportional } J_u/2 + J_p \dots \dots \dots (1)$$

$$i_r \quad \quad \quad \quad J_u/2 \dots \dots \dots (2)$$

somit:

$$\frac{i_p - i_r}{i_p + i_r} = \frac{J_p}{J} = p \dots \dots \dots (3)$$

d. i. die relative Polarisation der Primärstrahlung. (Beobachtungen siehe unten, § 338.)

Dreht man die Röhre um OQ als Achse, so daß die Kathodenstrahlen längs $K'O$ verlaufen, so muß sich das Verhältnis i_p/i_r umkehren.

Ist die Primärstrahlung unpolarisiert (z. B. wenn die Kathodenstrahlen sich in Richtung OQ bewegen), so ist gleichwohl die zerstreute Strahlung nicht nach allen Richtungen des Raumes dieselbe, denn während z. B. längs der Primärrichtung OQ oder entgegen derselben sich jede beliebige von Q ausgehende Schwingung, die senkrecht zu OQ erfolgt, in gleicher Weise fortpflanzt, geschieht dies in der Ebene PQR nur mit der Hälfte, nämlich den Komponenten \perp zur Zerstreuungsrichtung. Ist φ der Winkel zwischen der Fortpflanzungsrichtung der Sekundär- und derjenigen der Primärstrahlen, so gilt nach J. J. Thomson:

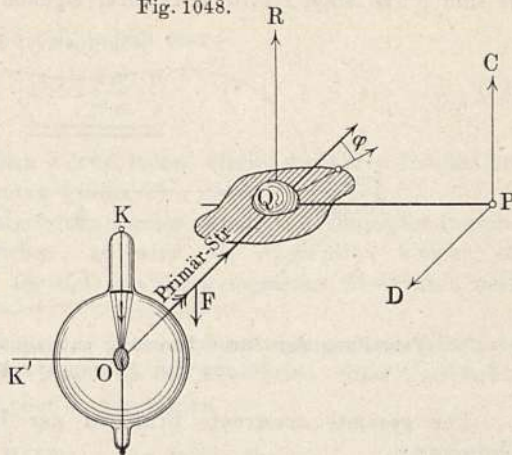
$$i_\varphi \text{ proportional } (1 + \cos^2 \varphi) \dots \dots \dots (4)$$

Diese Verteilung ist in Fig. 1048 durch die schraffierte Fläche angedeutet und in Fig. 1049 noch einmal im Maßstab gezeichnet.

Die Schwingungen in der nach QP sich fortpflanzenden Strahlung finden nur parallel QR statt, oder:

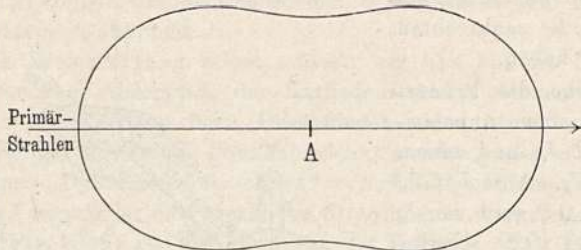
B. Die in einer Richtung senkrecht zur primären zerstreute Strahlung ist vollständig polarisiert.

Fig. 1048.



Bringt man nun nach *P* einen Körper, der auf die Sekundärstrahlen zerstreudend wirkt, so sind die so entstehenden „Tertiärstrahlen“ ebenfalls vollständig polarisiert. Sie haben eine Maximalintensität in Richtung *PD*, sie sind Null längs *PC*, d. h. in ihrer eigenen Schwingungsrichtung.

Fig. 1049.



Verteilung der durch Streuung entstehenden Sekundärstrahlung um den Ausgangspunkt *A*.

Der gesamte zerstreute Bruchteil der Primärstrahlung beträgt nach Thomson:

$$z = \frac{4 \pi N e^4}{3 m^2 c^4} \dots \dots \dots (5)$$

worin *N* die Zahl der schwingungsfähigen Elektronen im Kubikzentimeter. Aus (5) folgt:

C. z ist unabhängig von der Härte der Primärstrahlen.

c) Absorption¹⁾. Die von dem Röntgenimpuls in Bewegung gesetzten Elektronen des durchstrahlten Körpers haben jenem einen gewissen Energiebetrag entzogen, nämlich:

$$\delta J = N m w^2 / 2 \dots \dots \dots (6)$$

in jedem durchstrahlten Kubikzentimeter, wenn *m* die Masse des Elektrons, *w* die erlangte Geschwindigkeit ist. Von dieser Energie wird der durch Gl. (5) dargestellte Anteil als zerstreute Strahlung wieder ausgegeben, der Rest wird in Wärme (vgl. § 334 u. 335) oder in Fluoreszenzstrahlung (siehe unten § 339) verwandelt.

Ist *F* die mittlere elektrische Kraft in der Röntgenwelle, so erteilt sie in der Zeit τ dem Elektron die Geschwindigkeit:

$$w = e F \tau / m \dots \dots \dots (7)$$

also wird die Energie des Elektrons:

$$m w^2 / 2 = e^2 F^2 \tau^2 / 2 m \dots \dots \dots (8)$$

Nun ist $F^2 \lambda / 4 \pi = F^2 c \tau / 4 \pi = J$ die Intensität des primären Strahles, also:

$$m w^2 / 2 = J \cdot 2 \pi e^2 \tau / m c = J \cdot 2 \pi e^2 \lambda / m c^2 \dots \dots \dots (9)$$

Der Absorptionskoeffizient, d. h. der in einem Kubikzentimeter Materie absorbierte Bruchteil der einfallenden Strahlung wird also nach (6) und (9):

$$\mu = \delta J / J = \frac{2 \pi N e^2}{m c^2} \cdot \lambda \quad (e \text{ ist in cgs zu rechnen!}) \dots \dots (10)$$

¹⁾ Theorie von J. J. Thomson, Conduct. of Electr. in Gases, 2. Aufl., § 162.

Aus (10) folgt:

D. Die Absorption ist der Impulsbreite direkt oder nach Gl. (17), § 336 der Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen umgekehrt proportional.

Durch Division von (5) und (10) erhält man:

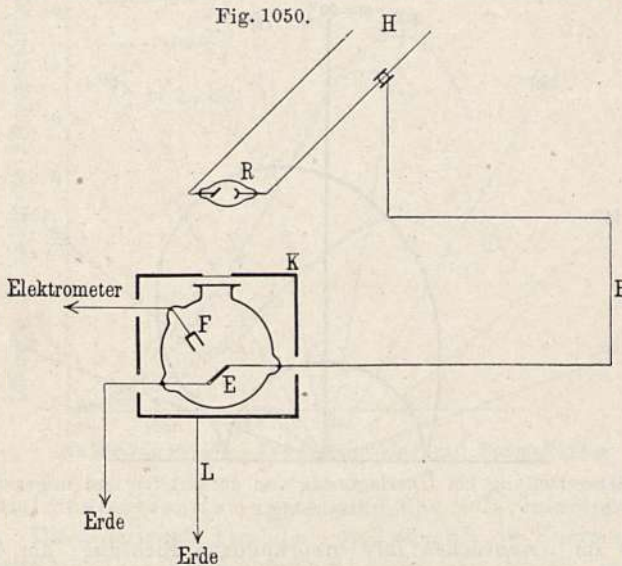
$$\lambda = \frac{2 e^2 \cdot \mu}{c^2 m \cdot \varepsilon} \dots \dots \dots (11)$$

Nach dieser Gleichung kann λ aus lauter direkt meßbaren Größen bestimmt werden (siehe weiter unten § 338, k).

Berücksichtigt man die Interferenz zweier aufeinander folgender Impulse von entgegengesetztem Vorzeichen, so wird die Absorption kleiner als nach Gl. (10), also λ größer, als sich aus der gemessenen Absorption nach Gl. (11) ergibt.

Ferner weisen die Vorgänge der Fluoreszenzstrahlung und selektiven Absorption (siehe § 339) darauf hin, daß die Absorption unter Umständen viel komplizierter verläuft, als oben angenommen.

§ 338. Experimentelle Prüfung der Bremstheorie. a) Geschwindigkeit. Theoretisch soll die Geschwindigkeit gleich derjenigen des Lichtes sein. Von diskutablen Messungen liegen nur die ausgedehnten Versuchs-



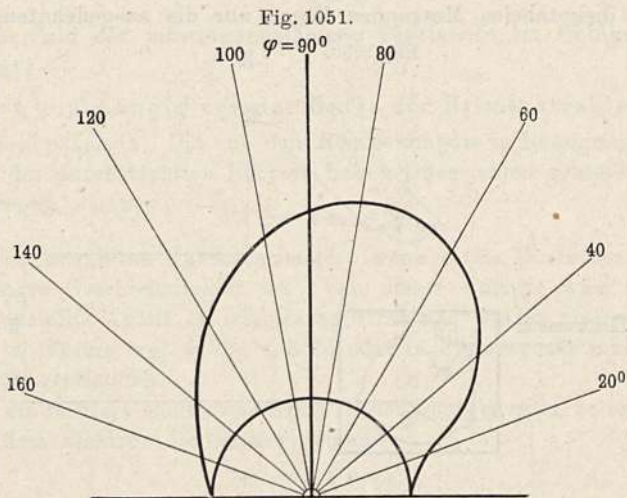
reihen von Marx¹⁾ vor. Marx erzeugte die Röntgenstrahlen mittels hochfrequenter Wechselströme, indem er die Röhre R (Fig. 1050) an das Ende eines Lecherschen Drahtsystems H (vgl. § 275) anschloß. Mit demselben Drahtsystem war eine in einem Vakuumrohr befindliche Metallelektrode E durch einen Draht B von variabler Länge elektrostatisch gekoppelt. Wenn die Röntgenstrahlen auf diese Elektrode fielen, so lösten sie an ihr Photo-

¹⁾ Ann. d. Phys. 33, 1305 (1910).

einen zum Auffangen derselben dienenden Faradayzylinder F erreichen, wenn zur Zeit des Auftreffens der Strahlen die Elektrode negatives Potential hatte. Da Emission der Strahlen und Potentialschwankungen der Elektrode durch dieselben Wellen erregt wurden, so hing die Phase der Platte E im Moment des Auftreffens der Strahlen von der Entfernung r , der Röhre R und von der Länge des Verbindungsdrahtes B ab. Wurde nun r vergrößert, so mußte auch B um denselben Betrag vergrößert werden, um wieder das Maximum der Wirkung am Faradayzylinder zu erhalten. Daraus folgt die Gleichheit der Strahlgeschwindigkeit mit derjenigen der elektrischen Wellen an dem Drahte, also der Lichtgeschwindigkeit.

b) Abhängigkeit der Impulsbreite von der Emissionsrichtung [vgl. § 336, Gl. (5)]. Messungen von Friedrich¹⁾ über die Absorption der in verschiedenen Richtungen emittierten Röntgenstrahlen ergaben eine schwächere Absorption, also im Sinne der Theorie [vgl. Gl. (10), § 337] eine kürzere Impulsbreite für Strahlen, die in Richtung der erzeugenden Kathodenstrahlen emittiert wurden, als für solche in entgegengesetzter Richtung. Ein quantitativer Vergleich ist bis jetzt nicht durchgeführt wegen der Schwierigkeiten, die durch die Überlagerung der Fluoreszenzstrahlung entstehen.

c) Räumliche Intensitätsverteilung der Gesamtstrahlung. Die in den vordersten Schichten der Antikathode absorbierten Kathodenstrahlen



Intensitätsverteilung bei Überlagerung von gerichteter und ungerichteter Strahlung.

haben noch im wesentlichen ihre ursprüngliche Richtung; die durch ihre Bremsung erzeugten Röntgenstrahlen müssen also die durch Gl. (15), § 336 und Fig. 1047 dargestellte Intensitätsverteilung haben. Über diese lagert sich aber ein Anteil solcher Strahlen, die von den bereits völlig diffusen Kathodenstrahlen aus tieferen Schichten erzeugt sind und deshalb völlig gleichmäßig nach allen Seiten emittiert werden²⁾. Die wirklich zu beob-

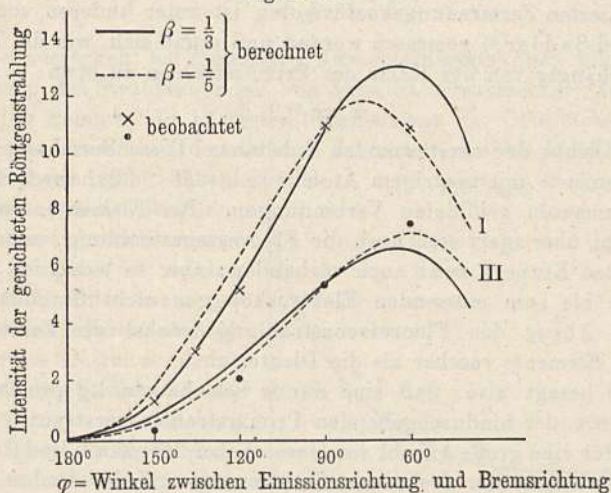
¹⁾ Dissert., München 1912; Ann. d. Phys. (4) **39**, 377 (1912).

²⁾ Wegen der Korrekturen für die Absorption der unter verschiedenem Winkel emittierten Strahlen in der Antikathode selbst muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden.

achtende Verteilung wird also aus einer Übereinanderlagerung der beiden Anteile bestehen, wie in Fig. 1051 angedeutet ist. Etwaige Fluoreszenzstrahlung würde sich zu dem zweiten Teile hinzuaddieren. Messungen von Friedrich¹⁾ ergaben ein deutliches Minimum für $\varphi = 0$, sowie ein Maximum für φ bei etwa 70 bis 80°, also ganz im Sinne der Theorie.

d) Polarisation der Primärstrahlen (vgl. Fig. 1048). Die von der Vorderfläche der in O befindlichen Antikathode emittierten Röntgenstrahlen schwingen in der Richtung OA der auftreffenden Kathodenstrahlen, die aus den tieferen Schichten kommenden schwingen in allen möglichen Richtungen. Ein in Q befindlicher Zerstreuungskörper, etwa eine Paraffinkugel, wird also, wie in § 337 gezeigt, nach P mehr Sekundärstrahlen aussenden als nach R , und Gl. (3) in § 337 stellt den Betrag der so gemessenen relativen Polarisation der Primärstrahlen dar. Daß eine solche tatsächlich beobachtbar ist, wurde von Haga²⁾, Barkla³⁾, Ham⁴⁾, Vegard⁵⁾ und Bassler⁶⁾ festgestellt. Die Polarisation betrug bei den weichsten Primärstrahlen etwa 20 Proz. und fiel mit steigender Spannung bis auf bloß 2 Proz. Dieses Verhalten entspricht der Theorie, da ja mit steigender Spannung der Anteil der aus tieferen Schichten kommenden, also infolge der Diffusion der Kathodenstrahlen weniger polarisierten Strahlen größer wird.

Fig. 1052.



e) Räumliche Intensitätsverteilung der polarisierten Primärstrahlung. Die polarisierte Strahlung muß offenbar die Sommerfeldsche Intensitätsverteilung (Fig. 1047) aufweisen; denkt man sich also in Fig. 1048 die Röhre um OK' gedreht, so muß sich die relative Polarisation ($J_p/J = p$) ändern; da der Anteil der unpolarisierten Strahlen ($J - J_p$) unverändert bleibt, so ist $J_p/(J - J_p) = p/(1 - p)$ ein Maß für die relative Verteilung der gerichteten Primärstrahlung; Fig. 1052 zeigt die Resultate einer von Sommerfeld⁷⁾ auf Grund der Basslerschen Beobachtungen ausgeführten

¹⁾ l. c. — ²⁾ Ann. d. Phys. (4) **23**, 439 (1907). — ³⁾ Phil. Trans. (A) **204**, 467 (1905). — ⁴⁾ Phys. Rev. **30**, 96 (1910). — ⁵⁾ Proc. Roy. Soc. **83**, 379 (1910). — ⁶⁾ Bassler, Ann. d. Phys. **28**, 808 (1909). — ⁷⁾ l. c.

Rechnung für $\beta = \frac{1}{5}$ und $\frac{1}{3}$, d. h. für die schnellsten und für die langsamsten der bei den Basslerschen Versuchen etwa in Betracht kommenden Elektronen. Die Kurven sind so gezeichnet, daß für $\varphi = 90^\circ$ Beobachtung und Rechnung übereinstimmen.

f) Räumliche Verteilung der zerstreuten Strahlen. Die in der Richtung der auftreffenden Kathodenstrahlen, also nach der Rückseite einer genügend dünnen Antikathode emittierten Primärstrahlen, sind unpolarisiert, und für die von einem getroffenen Körper in Q zerstreuten Strahlen gilt die Thomsonsche Verteilung [vgl. § 337, Gl. (4)]. Die vorliegenden Beobachtungen von Bragg und Glasson¹⁾, Barkla²⁾, Crowther³⁾, Owen⁴⁾ stimmen nicht völlig miteinander überein, doch scheint so viel sicher, daß für Zerstreuungsrichtungen zwischen 90 und 180° , also entgegengesetzt zu den einfallenden Primärstrahlen, die Thomsonsche Formel erfüllt ist, daß dagegen für Zerstreuungswinkel unter 90° die zerstreute Strahlung relativ zu groß erscheint.

Neueste Beobachtungen Crowthers⁵⁾ haben die Abhängigkeit der Abweichung von der Dicke des Zerstreuungskörpers und von der Härte der Strahlen zum Gegenstand. Ein theoretischer Erklärungsversuch von Webster⁶⁾, der die gegenseitigen Einwirkungen und die Interferenz der mitschwingenden Elektronen berücksichtigt, kann hier nur erwähnt werden.

g) Absolutwert der Zerstreuung. Die Größe des durch Gl. (5), § 337 definierten Zerstreuungskoeffizienten ist unter anderen von Barkla⁷⁾, Barkla und Sadler⁸⁾ gemessen worden und ergab sich, wie die Theorie verlangt, unabhängig von der Härte der Primärstrahlen zu etwa:

$$\varepsilon = 0,2 \cdot d \dots \dots \dots (1)$$

wo d die Dichte der zerstreuen Substanz. Diese Beziehung gilt jedoch nur für Elemente mit niedrigem Atomgewicht ($M < 32$), sowie für die aus solchen Elementen gebildeten Verbindungen. Bei Elementen mit höherem Atomgewicht überlagert sich noch die Fluoreszenzstrahlung, welche bei den erstgenannten Körpern zwar auch vorhanden; aber so weich ist, daß sie die Luftstrecke bis zum messenden Elektroskop gar nicht durchdringt. Aber auch nach Abzug der Fluoreszenzstrahlung wächst die Zerstreuung der schwereren Elemente rascher als die Dichte.

Gl. (1) besagt also, daß eine dünne Schicht von 1 g pro Quadratcentimeter 20 Proz. der hindurchgehenden Primärstrahlen zerstreut.

Auch für eine große Anzahl von Gasen haben Barkla⁹⁾ und Crowther¹⁰⁾ die Proportionalität der (relativen) Zerstreuung mit der Dichte festgestellt. Nur Wasserstoff gibt einen etwa doppelt so großen Wert, verhält sich hier also ähnlich abweichend, wie gegenüber den Kathodenstrahlen.

h) Polarisation der Sekundärstrahlung. Wie in § 337 gezeigt, soll eine senkrecht zur Richtung des Primärstrahles emittierte zerstreute Strahlung vollständig polarisiert sein; diese Polarisation muß sich an einem zweiten Zerstreuungskörper nachweisen lassen. Beobachtungen von Barkla¹¹⁾ ergaben eine zwar nicht vollständige, aber doch sehr starke Polarisation von

¹⁾ Phil. Mag. **17**, 855 (1909). — ²⁾ Ebenda **15**, 288 (1908). — ³⁾ Proc. Roy. Soc. **85**, 29 (1911). — ⁴⁾ Proc. Camb. Soc. **16**, 161 (1911). — ⁵⁾ Ebenda, S. 534. — ⁶⁾ Phil. Mag. (6) **25**, 234 (1913). — ⁷⁾ Ebenda **7**, 543 (1904). — ⁸⁾ Ebenda **17**, 739 (1909). — ⁹⁾ Ebenda **5**, 685 (1903). — ¹⁰⁾ Ebenda **14**, 653 (1907). — ¹¹⁾ Proc. Roy. Soc. **77**, 247 (1906).

etwa 54 Proz. Die Abweichung rührt zum Teil jedenfalls von den endlichen Öffnungswinkeln der in Betracht kommenden Strahlenbündel her.

i) Absorption. Nach Gl. (10), § 337 ist die Absorption μ proportional λ , also nach Gl. (17), § 336 auch proportional $1/v$, oder da v^2 proportional der Entladungsspannung E , auch μ proportional $1/\sqrt{E}$. Zur Messung geeignet sind bloß sehr weiche Strahlen und Absorptionskörper von sehr hohem Atomgewicht, weil nur dann die selektive „Fluoreszenzabsorption“ (siehe unten § 339) vermieden ist.

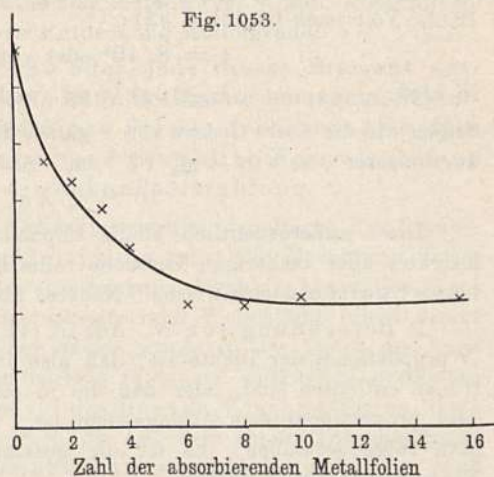
Die folgende Tabelle enthält die Resultate von Ham¹⁾, welche eine gute Bestätigung der Theorie zu sein scheinen.

Spannung E Volt	Absorption μ in Blei cm^{-1}	$\mu \cdot \sqrt{E}$	δ Proz.
14 300	1144	137 000	— 0,5
15 600	1116	139 200	+ 1,5
17 500	1029	136 000	— 1,2
21 000	911	132 000	— 4,1
24 800	909	143 200	+ 4,0
26 000	860	138 500	+ 0,5
	Mittel:	137 700	

Eine Schwierigkeit bei derartigen Absorptionsmessungen bildet die Zusammensetzung des Strahlenbündels aus Anteilen verschiedener Absorbierbarkeit. Offenbar kommen die härtesten Strahlen von der Oberfläche der Antikathode, die weicheren aus den tieferen Schichten, wo die Elektronen schon geringere Geschwindigkeit haben.

Schaltet man nun in den Strahlengang absorbierende Schirme in wachsender Zahl ein, so werden die weicheren Strahlen mehr geschwächt als die härteren, und für jeden folgenden Schirm erscheint das übrigbleibende Strahlenbündel härter, d. h. weniger absorbierbar; erst bei genügend großer Schirmzahl wird die Absorption konstant. Die nebenstehende Fig. 1053 zeigt dieses Verhalten deutlich nach Versuchen von Seitz²⁾. Ordinate ist die nach Passieren von n Metallfolien durch die $(n+1)$ te erzeugte relative Absorption. Die schließlich eintretende konstante Absorption entspricht offenbar den härtesten vorhandenen Strahlen, also der ursprünglichen Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. Obige Tabelle von Ham bezieht sich auf diese „Grenzabsorption“.

Fig. 1053.



¹⁾ Phys. Rev. **30**, 96 (1910).

²⁾ Ann. d. Phys. (4) **27**, 301 (1908).

Daß im Einklang mit der Theorie die zerstreuten Strahlen (von Körpern niederen Atomgewichts) dieselbe Absorbierbarkeit haben, wie die Primärstrahlen, folgt unter anderem aus Messungen von Barkla¹⁾ und Crowther²⁾; die Sekundärstrahlung wurde um den gleichen Betrag geschwächt, wenn eine Metallfolie in den Weg der Primärstrahlen oder in den der Sekundärstrahlen gehalten wurde. Wegen der oben erwähnten Heterogenität der Primärstrahlen ist damit zugleich auch die Unabhängigkeit der Zerstreuung von der Natur der Primärstrahlen erwiesen. Bei diesen Messungen darf jedoch der Zerstreuungskörper selbst nur sehr dünn sein, weil sonst seine eigene Absorption die weicheren Strahlen abfängt, so daß die zerstreute Strahlung härter erscheint.

Daß die Absorption ein Vorgang innerhalb der einzelnen Atome ist, folgt aus dem schon von Röntgen angedeuteten, von Benoist³⁾ exakt untersuchten additiven Gesetz, wonach die Absorption irgend einer Verbindung sich aus derjenigen der Bestandteile nach der Mischungsregel berechnen läßt.

k) Impulsbreite. Nimmt man an, daß die Beziehung (1) $z = 0,2 \cdot d$ auch für Blei gilt⁴⁾, so erhält man aus § 337, Gl. (11) für 18000 Voltstrahlen ($\mu = 1000$):

$$\lambda \geq \frac{2e^2 \cdot \mu}{mc \cdot z} = 2e \cdot \frac{e}{mc} \cdot \frac{1000}{0,2 \cdot 11,4}$$

Es ist $e/mc = 1,8 \cdot 10^7$ (vgl. § 321) und $e = 4,7 \cdot 10^{-10}$ (siehe unten, § 351), woraus sich ergibt:

$$\lambda \geq 1,2 \cdot 10^{10} \text{ cm.}$$

Eine andere Berechnungsmöglichkeit ergibt Gl. (17), § 336. Setzen wir die untere Grenze der Bremsstrecke r gleich oder wenigstens von der Ordnung des Lenardschen „Dynamidenradius“, also etwa gleich 10^{-11} cm, ferner für 18000 Volt nach Gl. (3), § 321:

$$v = 8 \cdot 10^9 \text{ oder rund } v = 10^{10},$$

so wird:

$$\lambda \geq 2rc/v = \text{rund } 0,6 \cdot 10^{10} \text{ cm.}$$

Setzen wir die obere Grenze von r gleich der Größenordnung der „Molekulardurchmesser“, so wird $\lambda \leq 10^{-7}$ cm. Also ist:

$$10^{-11} < \lambda < 10^{-7} \dots \dots \dots (2)$$

Diese außerordentlich kleine Impulsbreite erklärt durchaus die Erfolglosigkeit aller bisherigen Versuche, eine Beugung der Röntgenstrahlen an feinen Spalten nachzuweisen. Näheres über Interferenzversuche siehe § 341.

1) Berechnung von N . Aus Gl. (1), sowie aus Gl. (5), § 337 folgt, daß N proportional der Dichte ist, daß also in gleichen Massen gleichviel Elektronen enthalten sind, oder daß die in jedem Atom enthaltene Elektronenzahl proportional dem Atomgewicht ist. Den Proportionalitätsfaktor erhält man folgendermaßen: Es ist die gesamte Ladung der mitschwingenden Elektronen pro Gramm:

$$Q = \frac{Ne}{d} = \frac{z \cdot 3m^2c^4}{4\pi e^3} = \frac{0,2 \cdot 3}{4\pi e} \cdot \frac{c^2}{(e/mc)^2}$$

¹⁾ Phil. Mag. (6) 7, 543, 812 (1906); Jahrb. d. Radioakt. 5, 246 (1908).

²⁾ Phil. Mag. (6) 14, 653 (1907).

³⁾ Journ. de phys. (3) 10, 653 (1901).

⁴⁾ Die oben erwähnte Abweichung von Gl. (1) läßt λ kleiner werden.

Die elektrolytische Ladung pro Gramm eines einwertigen Körpers vom Äquivalentgewicht M ist:

$$Q' = \frac{9650}{M} \text{ CGS} = \frac{9650 \cdot c}{M} \text{ cgs.}$$

Da Q' einem einzelnen Elektron pro Atom entspricht, so ist Q/Q' gleich der Zahl der schwingungsfähigen Elektronen im einzelnen Atom; diese ergibt sich also proportional M . Den Zahlenfaktor findet man etwa gleich 1, so daß wir erhalten:

Die Zahl der schwingungsfähigen, d. h. von Röntgenimpulsen in Bewegung gesetzten Elektronen im Atom ist etwa gleich dem Atomgewicht. (Für Elemente mit $M < 32$.)

Für die Absorption würde nach § 337, Gl. (10) ebenfalls Proportionalität mit der Dichte folgen, solange keine Fluoreszenz hinzukommt.

Leider scheinen bisher keine brauchbaren Messungen — ähnlich den obigen Hams an Blei für weichste Strahlen — an anderen Körpern vorzuliegen.

§ 339. Die Fluoreszenzstrahlung. Die Entdeckung eines fluoreszenzartigen Vorganges bei der Emission von Sekundärstrahlen seitens eines von Röntgenstrahlen durchstrahlten Körpers ist den Arbeiten Barklas¹⁾ und seiner Mitarbeiter zu verdanken. Durch diese Untersuchungen wurden viele frühere schwer deutbare Beobachtungen erst verständlich, wie etwa die bei der Konstruktion der Härtemesser benutzte auswählende Absorption, ferner die ebenfalls schon von Röntgen bemerkte besonders starke Sekundärstrahlung (scheinbare „diffuse Reflexion“) bestimmter Metalle [vgl. § 330, Abschnitt 8]. Die Grundtatsache der Barklaschen Entdeckung ist folgende:

A. Jedes chemische Element oder jede dieses Element enthaltende Verbindung strahlt eine **ganz bestimmte homogene Sekundärstrahlung** aus, wenn es von einer Primärstrahlung getroffen wird, die härter, d. h. in einer passend gewählten Normalsubstanz weniger absorbierbar ist, als die Sekundärstrahlung.

Als Normalsubstanz für die Charakterisierung der Härte der Primär- und Sekundärstrahlung dient das Aluminium (über die Bedeutung dieser Wahl siehe weiter unten). Diese Charakterisierung durch die Absorption dient als vorläufiges Maß, solange die Impulsbreite oder Wellenlänge nicht direkt gemessen werden kann; in ähnlicher Weise wurde in der Optik die Lage einer Spektrallinie durch die Brechbarkeit in einem willkürlich gewählten Normalprisma, also etwa die Lage auf der Bunsen-Kirchhoffschen Skala definiert, solange die Wellenlängen, d. h. die Lagen in einem Gitterspektrum, nicht gemessen waren. Da die Brechbarkeit hier nicht benutzbar, so muß die Absorption als Charakteristikum dienen.

Schreibt man der weniger absorbierbaren Strahlung die kürzere Impulsbreite oder Wellenlänge — denn bei der Sekundärstrahlung handelt es sich vielleicht um periodische Vorgänge — zu, so erkennt man die enge

¹⁾ Berichte Barklas und Literaturangaben in „Jahrb. d. Radioaktivität“ 5, 246 (1908); 7, 1 (1910); 8, 471 (1911); die Originalarbeiten meist in Phil. Mag. und Proc. Camb. Soc. 1906 bis 1912.

Analogie des obigen Satzes A mit der Stokesschen Regel, wonach ein durch Licht erregbarer Körper nur dann fluoresziert, wenn das erregende Licht eine kürzere Wellenlänge hat als das erregte. Und wie das Fluoreszenzlicht seine Lage im Spektrum nicht ändert bei Änderung der Farbe des erregenden Lichtes, so lange nur obige Bedingung erfüllt ist, so bleibt auch die sekundäre Röntgenstrahlung dieselbe, unabhängig von der Härte der Primärstrahlung, solange diese nicht unter den zur Erregung nötigen minimalen Härtegrad sinkt. Wegen dieser Analogie schlägt Barkla für die Sekundärstrahlung den Namen

„Fluoreszenzstrahlung“

vor.

Zum Verständnis des Folgenden führen wir gleich noch eine weitere wichtige Eigenschaft der Fluoreszenzstrahlung an:

B. Die Härte der Fluoreszenzstrahlung und damit auch die minimal nötige Härte der erregenden Strahlung nimmt mit wachsendem Atomgewicht des Strahlers sehr rasch zu. Außerdem wächst auch, aber in viel geringerem Maße, die Emissionsfähigkeit der Elemente für die Fluoreszenzstrahlung mit dem Atomgewicht.

Setzt man die in einer dünnen Schicht δx aus der Einheit der Primärstrahlen erzeugte Menge von Fluoreszenzstrahlen gleich $x\delta x$, so hat nach Messungen von Sadler¹⁾ x folgende Werte:

Metall	Atomgewicht	Emissionskoeffizient x
Cr	52,5	50,5
Fe	56,0	137
Co	58,6	227
Ni	58,7	288
Cu	63,2	390

Deshalb ist die Fluoreszenzstrahlung am leichtesten an Körpern von mittlerem Atomgewicht (etwa 50 bis 70) zu beobachten; bei leichteren Elementen wird die ohnedies sehr schwache Strahlung schon in der emittierenden Substanz selbst sowie in der Luft absorbiert; bei den schwersten Elementen ist sie schon so wenig absorbierbar, daß weder ihre elektrischen noch ihre Leuchtwirkungen sehr kräftig sind. (Über eine hier bemerkbare zweite Art von Fluoreszenzstrahlung siehe weiter unten.) Bei den in § 330 beschriebenen Versuchen mit Holz, Paraffin usw. ist also nur die direkt zerstreute Primärstrahlung beobachtbar. Von dieser unterscheidet sich die Fluoreszenzstrahlung außer durch ihre konstante Härte auch durch das Fehlen jeglicher Polarisation, sowie durch ihre gleichmäßige Emission nach allen Seiten.

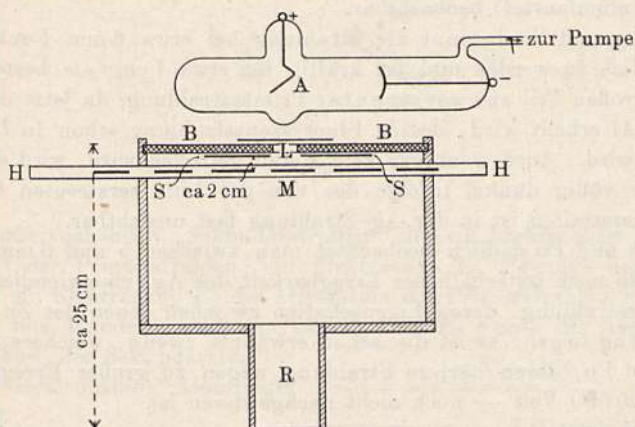
Versuch: Fig. 1054a zeigt eine Anordnung zur Demonstration der Fluoreszenzstrahlung mittlerer Härte. Die Primärstrahlen werden, da sie ziemlich weich und dabei möglichst intensiv sein müssen, von einer zylindrischen Röntgenröhre geliefert, die an der der Antikathode A gegenüber-

¹⁾ Phil. Mag. 18, 107 (1909), 22, 447 (1911).

liegenden Stelle möglichst dünn aufgeblasen ist¹⁾ (Fig. 1054a); die Röhre steht unter Zwischenschaltung eines Hahnes mit einer Luftpumpe in Verbindung und wird mit einem mittelgroßen Induktorium mit rasch wirkendem Unterbrecher — Wehnelt oder Deprez — so betrieben, daß die Antikathode rotglühend wird.

Die Strahlen fallen durch das mit schwarzem Papier überklebte Loch *L* in der Bleiwand *BB* in das Innere eines im übrigen aus Holz bestehenden Kastens und treffen auf den Sekundärstrahler *M*; die von diesem emittierten

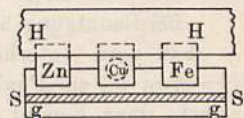
Fig. 1054 a.



Sekundärstrahlen treffen auf einen Leuchtschirm *SS*, der auf die Innenseite der Bleiwand geklebt ist und einen Ausschnitt besitzt, der etwas größer ist als *L*, so daß er nirgends von direkten Strahlen getroffen wird. Wenn man zur Beobachtung das Auge dicht an die Öffnung des Papprohres *R* drückt, so schadet eine schwache Erhellung des Zimmers nichts.

Die Sekundärstrahler bestehen aus Blechstücken von etwa 1,5 zu 3 cm, die in gleichen Abständen auf einer verschiebbaren Holzleiste *HH* (Fig. 1054 b) befestigt sind; man wähle etwa die Metalle: Al, Fe, Cu, Zn, Ag, Sn, Pt, Pb.

Fig. 1054 b.



Pumpt man, während der Induktor in Gang ist, die Röhre langsam aus, so bemerkt man eine Aufhellung des Schirmes durch die Metalle Fe, Cu, Zn bei etwa 12000 Volt oder etwa 3 bis 4 mm Parallelfunkenstrecke. Al gibt bei dieser Spannung nichts, die schwereren Metalle auch nichts. Bei weiterem Pumpen nimmt die Lichtintensität rapide zu und wird bei etwa 5 bis 6 mm Funkenstrecke recht hell. Ein auf den Leuchtschirm geklebter Glimmerstreifen *G* von etwa 0,05 mm Dicke erscheint in der Strahlung des Fe fast schwarz, in der des Cu etwas heller, in der des Zn grau; die Absorption der Fluoreszenzstrahlung nimmt also mit wachsendem Atomgewicht der emittierenden Substanz rasch ab. Ein viel dickeres Glimmerblatt im Gang der Primärstrahlen gibt kaum eine merkliche Verdunkelung; die Fluoreszenzstrahlung ist also weicher als die Primärstrahlung (Analogon zur Stokesschen Regel). Die Kontrastwirkung des Glimmer-

¹⁾ Noch besser wäre eine Röhre aus Lithiumglas.

streifens erscheint unabhängig von der Härte der Röhre; die Qualität der Fluoreszenzstrahlung hängt also nur von der Natur des strahlenden Körpers ab. Dieselbe Wirkung, wie von Cu, Fe usw., erhält man auch von ihren Salzen; der Emissionsvorgang findet also in den Atomen der betreffenden Elemente selbst statt.

Für leichtere Elemente, etwa für Ca, würde man ein Optimum schon bei etwa 1,5 mm Funkenstrecke erhalten; dann sind aber die Primärstrahlen noch so weich, daß sie in genügender Menge die Glaswand nicht durchdringen. Deshalb sind diese Strahlen nur mit besonders konstruierten Röhren (mit Aluminiumfenster) beobachtbar.

Für Ag und Sn beginnt die Strahlung bei etwa 6 mm Funkenstrecke eben merklich zu werden und ist kräftig bei etwa 1 cm; sie besteht jedoch zu einem großen Teil aus zerstreuter Primärstrahlung, da jetzt der Schirm auch vom Al erhellt wird, dessen Fluoreszenzstrahlung schon in Luft völlig absorbiert wird. Auch wenn gar kein Metall getroffen wird, wird der Schirm nicht mehr völlig dunkel infolge der von der Luft zerstreuten Strahlung. Der Glimmerstreifen ist in der Ag-Strahlung fast unsichtbar.

Bei Pt und Pb endlich beobachtet man zwischen 5 und 6 mm Funkenstrecke, also noch unterhalb der Erregbarkeit des Ag, eine ziemlich kräftige Fluoreszenzstrahlung, deren Eigenschaften zwischen denen der Zn- und der Ag-Strahlung liegen; es ist die schon erwähnte zweite, weichere Strahlung des Pt und Pb, deren härtere Strahlung wegen zu großer Erregungshärte — über 100 000 Volt — noch nicht nachgewiesen ist.

Wie Barkla zeigte, handelt es sich hier um einen Spezialfall einer allgemeineren Tatsache, nämlich:

C. Die Elemente senden nicht bloß eine, sondern zwei — oder noch mehr — Arten von Sekundärstrahlung aus, die sich durch ihre Härte unterscheiden. Bei den leichteren Elementen beobachtet man bloß die härtere, bei den schwersten bloß die weichere, nur bei einigen wenigen ist es gelungen, beide Arten zu beobachten (siehe weiter unten Fig. 1058).

Für die Emission einer Röntgenröhre folgt aus dem Obigen:

Bei Benutzung einer Antikathode aus Platin — technische Röntgenröhre — hat man unterhalb einer Entladungsspannung von etwa 16 000 Volt (= etwa 0,5 cm Funkenstrecke) reine Bremsstrahlung von der Antikathode selbst; dazu kommt etwaige Fluoreszenzstrahlung der Röhrenwand. Oberhalb der genannten Spannung kommt die weichere von beiden Fluoreszenzstrahlungen des Platins hinzu, die ja von der Bremsstrahlung in der Antikathode selbst ebenso erregt wird, wie außerhalb der Röhre.

Will man also möglichst reine und nicht zu weiche Bremsstrahlung großer Intensität erzeugen, z. B. für die in § 338 beschriebenen Polarisations- und Zerstreuungsmessungen, so muß man eine Antikathode von niederem Atomgewicht, etwa Aluminium oder Kohle, nehmen, deren Fluoreszenzstrahlung so weich ist, daß sie die Rohrwand nicht zu durchdringen vermag.

Zur quantitativen Untersuchung der Abhängigkeit zwischen den Eigenschaften der Fluoreszenzstrahlung und denen der Primärstrahlung ist die Inhomogenität der letzteren (vgl. Fig. 1053), wenn sie von einer Röntgenröhre selbst herrührt, störend. Deshalb wandte Barkla den Kunstgriff an, als

Primärstrahlung die homogene Fluoreszenzstrahlung einer Reihe von Elementen (A, Fig. 1055) zu benutzen, die er den Strahlen einer genügend harten Röhre R aussetzte. In den Gang dieser homogenen Strahlung I (Fig. 1055), die im folgenden als „homogene Primärstrahlung“ bezeichnet werde, brachte er dann

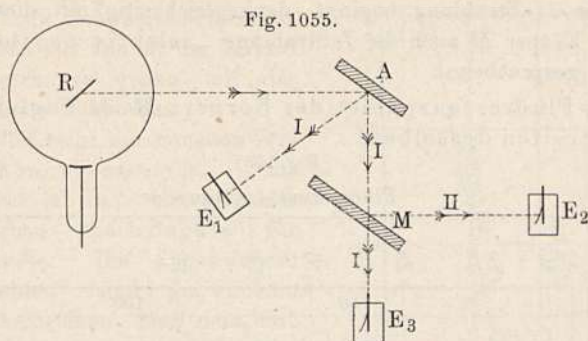


Fig. 1055.

den zu untersuchenden „Sekundärstrahler“ M; ein Elektroskop E_1 maß die Intensität der Primärstrahlen, ein Elektroskop E_2 diejenige der Sekundärstrahlen, ein Elektroskop E_3 die Absorption der Primärstrahlen im Sekundärstrahler; mit Aluminiumschirmen vor E_1 oder E_2 wurde die Absorption der Primär- bzw. der Sekundärstrahlen in der „Normalsubstanz“ Aluminium bestimmt.

Fig. 1056.

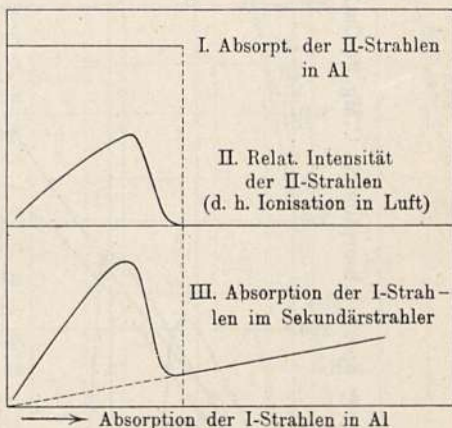
Fig. 1056¹⁾ zeigt schematisch die Resultate:

Abszisse ist die spezifische Absorption der Primärstrahlung in Aluminium, d. h. der Quotient aus Absorptionskoeffizient (vgl. § 337) durch Dichte des Aluminiums [abgekürzt: $(\mu/d)_{Al}$]. Ordinaten sind:

1. Kurve I. Die spezifische Absorption der II-Strahlung von M. Die Kurve ist eine Parallele zur Abszissenachse, oder die Absorption ist unabhängig von derjenigen der I-Strahlung. Die Ordinatenhöhe ist gleich der Länge der Grenzabszisse, bei welcher die II-Strahlung beginnt, also die Absorption der letzteren gleich derjenigen der weichsten, noch eben erregenden Strahlung.

2. Kurve II. Die relative Intensität²⁾ der II-Strahlung. Sie nimmt mit wachsender Härte der I-Strahlung von dem Grenzwert erst rasch zu, dann allmählich wieder ab.

3. Kurve III. Selektive Absorption des Sekundärstrahlers. Die Kurve stellt die spezifische Absorption des Sekundärstrahlers für die Primärstrahlung dar; solange diese weich ist und keine II-Strahlen erregt, ist die



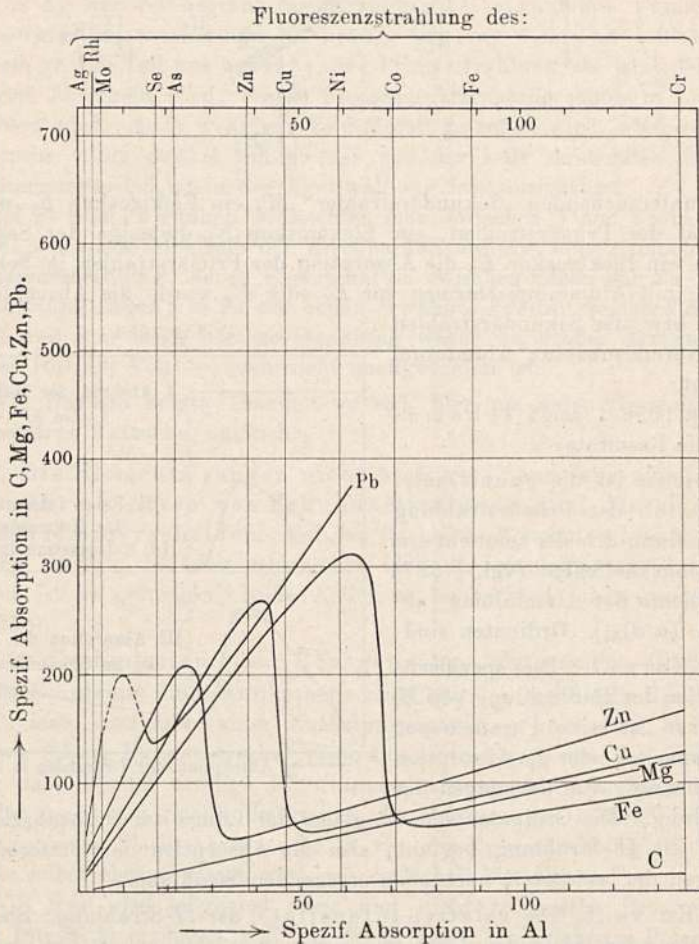
¹⁾ Nach Barkla, Jahrb. d. Radioakt. 7, 1 (1910).

²⁾ D. h. das Verhältnis der Sättigungsströme in E_2 und E_1 .

Absorption derjenigen des Aluminiums proportional, d. h. zwei Bleche aus M einerseits und Aluminium andererseits von solcher Dicke, daß sie eine bestimmte Strahlung gleich stark absorbieren, haben diese Eigenschaft auch für jede andere Strahlung; dies hört jedoch auf gültig zu sein, wenn die Emission der II -Strahlung beginnt, denn gleichzeitig mit dieser Emission beginnt der Körper M auch die I -Strahlung „selektiv zu absorbieren“, oder optisch gesprochen:

D. Das Fluoreszenzgebiet des Körpers M ist zugleich ein Absorptionsstreifen desselben.

Fig. 1057.



Auch hierin besteht offenbar eine vollkommene Analogie mit der Fluoreszenz des Lichtes, eine Analogie, die auch ohne weiteres aus dem Energiegesetz folgt, da ja die Energie der emittierten II -Strahlung nur der absorbierten I -Strahlung entstammen kann. Denkt man sich den rechten Teil der Kurve III bis zum Nullpunkt fortgesetzt — punktierte Kurve — so kann man die Differenz beider Teile als denjenigen Bruchteil der Absorption betrachten, der auf Rechnung der Umwandlung in II -Strahlung geschieht. Der Rest bis zur punktierten Kurve

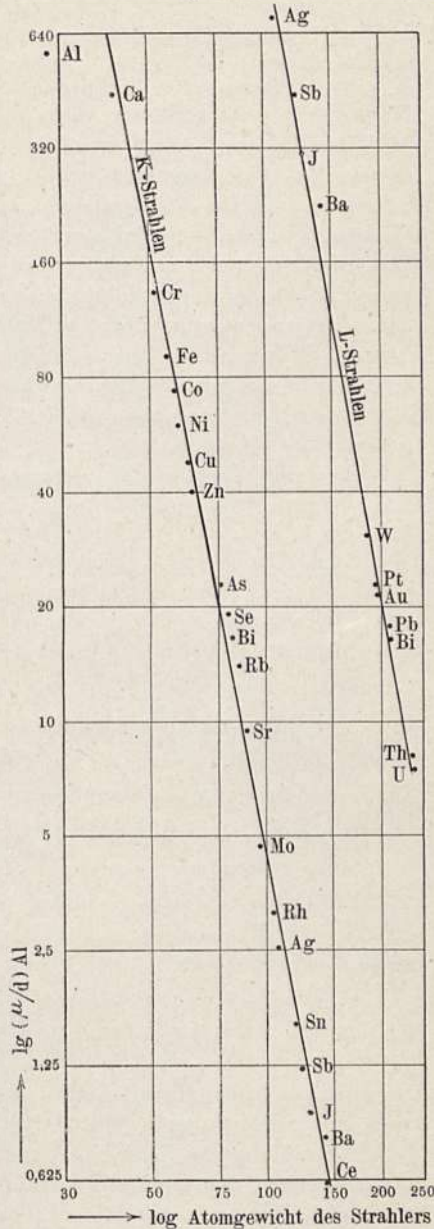
ist entweder Absorption im Sinne der in § 337 entwickelten Theorie, oder aber er rührt von der zweiten weicheren Fluoreszenzstrahlung des Körpers *M* her, deren Beginn weiter rechts zu suchen ist (siehe Fig. 1058) und die sich deshalb hier nur noch schwach bemerkbar macht. Jedenfalls stimmt der Verlauf der Differenzkurve genau mit der Emissionskurve II überein.

Fig. 1057 zeigt den genauen Verlauf der Absorptionskurven — die nach obigem ja auch ein Bild der Emission geben — nach Barkla¹⁾ für einige Metalle. Die angewandten „Primärstrahlen“ sind am oberen Rande beigeschrieben. Man sieht, daß die Emission irgend eines Metalles, etwa des Zinks, bei einer gleichartigen Primärstrahlung, also ebenfalls derjenigen des Zinks, eben beginnt. Ein Element mit niedrigerem Atomgewicht, z. B. Cu, erregt die Zinkstrahlung nicht, ein solches mit gleichem oder höherem, z. B. As, erregt sie. Aus dem regelmäßigen Folgen der Elemente mit steigendem Atomgewicht von rechts nach links erkennt man gleichzeitig die rasche Abnahme der spezifischen Absorption mit steigendem Atomgewicht. (Näheres hierüber weiter unten.)

Die Kurve für Pb — und ähnlich auch die hier nicht mitgezeichneten für Pt und Au — scheint eine Ausnahme zu bilden, da die Erregung des Pb offenbar schon beim Se beginnt; es handelt sich hier um die zweite, weichere Strahlung des Pb (vgl. Satz C).

Die Kurven zeigen auch, warum gerade Aluminium als Normalsubstanz geeignet ist. Ebenso, wie man als Prismensubstanz für einen Spektralapparat keinen Körper nehmen wird, der, wie etwa Fuchsin, innerhalb des sichtbaren Gebietes einen Absorptionsstreifen und damit anomale Dispersion besitzt, so wird man auch hier keinen Körper als Normalsubstanz gebrauchen können, der, wie etwa Zink, gerade innerhalb des interessierenden Gebietes eine Stelle auswählender Absorption

Fig. 1058.



¹⁾ Jahrb. d. Radioakt. 7, 1 (1910). Die Bleikurve nach Chapman, Proc. Cambr. Soc. 16, 399 (1912).

besitzt, so daß einer bestimmten Absorption im Zink unter Umständen drei ganz verschiedene Strahlenarten entsprechen können.

Für Aluminium liegt der Absorptionsstreifen weit rechts, bei etwa 580¹⁾, so daß für alle härteren Strahlen Al als Vergleichssubstanz brauchbar ist.

Nach neuesten Versuchen von Barkla und Collin²⁾ unterscheiden sich die einzelnen Kurven der Fig. 1057 nur durch den Maßstab. Verändert man also diesen so, daß die Abszissen für den Beginn der Fluoreszenz, sowie die Ordinaten für das Maximum derselben zusammenfallen, so erhält man für alle Metalle dieselbe Kurve.

Der Zusammenhang zwischen dem Atomgewicht des Strahlers und der spezifischen Absorption seiner Strahlung ist in Fig. 1058 dargestellt; für die Abszissen und für die Ordinaten ist logarithmischer Maßstab gewählt, d. h. die Längen sind gleich den Logarithmen der angeschriebenen Zahlen gemacht. Die von Calcium bis Cerium reichende gerade Linie stellt den Zusammenhang für die härtere oder nach Barklas Bezeichnung die „K-Strahlung“ dar. Die andere von Silber bis Uran reichende Gerade gilt für die weichere oder L-Strahlung. Beide Strahlengattungen am gleichen Strahler sind bis jetzt für Silber bis Baryum beobachtet worden. Völlig außerhalb der Reihe liegt Aluminium, weil ja die Al-Strahlung schon jenseits des Absorptionsgebietes des Al selbst liegt.

Aus der von Owen³⁾ gefundenen Geradlinigkeit der logarithmischen Kurve folgt:

$$\log(\mu/d) = \log c - k \cdot \log M \dots \dots \dots (1)$$

M ist das Atomgewicht, k ist die Neigung der Geraden, welche sich gleich etwa 5 ergibt. Auch für andere Absorptionsmittel fand Owen dasselbe Gesetz; die Geraden sind einander parallel, also k dasselbe, nur c hängt vom absorbierenden Körper ab. Statt (1) kann auch geschrieben werden:

$$\mu/d = c/M^5 \dots \dots \dots (1')$$

Für Aluminium als absorbierende Substanz ist:

$$c = 4,5 \cdot 10^{10} \text{ für die K-Strahlung}$$

und

$$c = 1350 \cdot 10^{10} \text{ für die L-Strahlung.}$$

Betrachten wir $\log(\mu/d)$ als Maß für die Wellenlänge der Fluoreszenzstrahlung, so können wir zusammenfassend sagen:

E. Alle Elemente senden (mindestens) zwei „Spektrallinien“ homogener Fluoreszenzstrahlung aus, deren Abstand für alle Elemente derselbe ist, nämlich etwa gleich $\log 1350/4,5 = \log 300$ ⁴⁾.

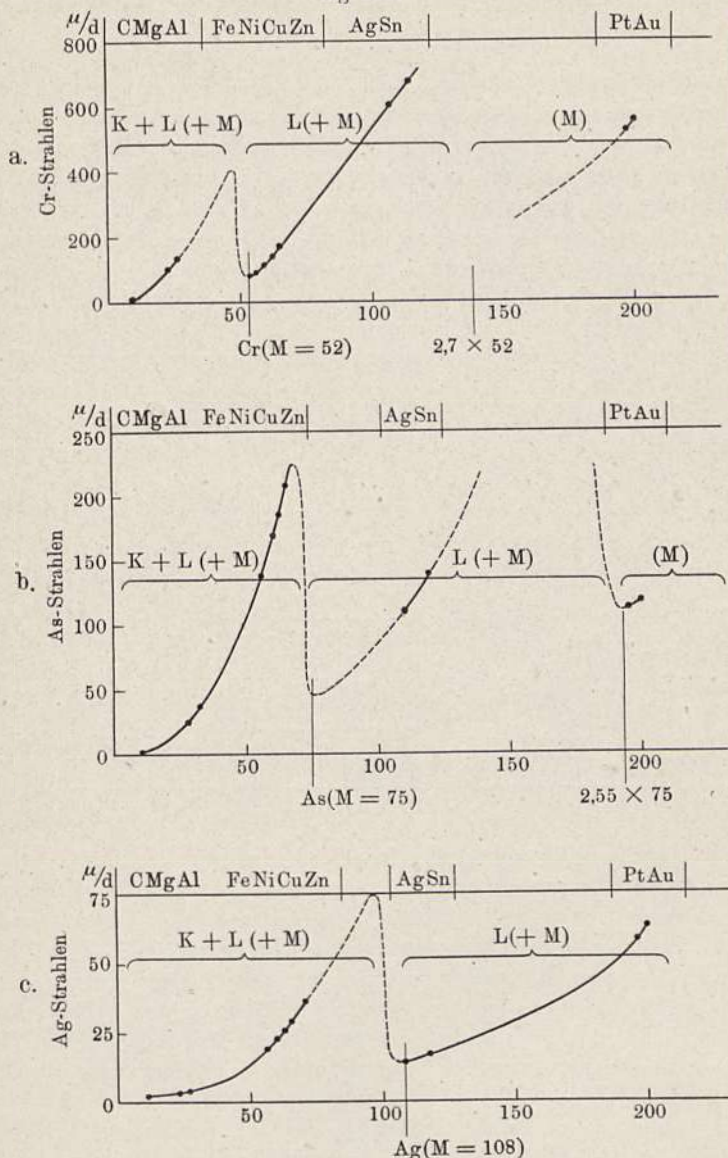
F. Die L-Strahlung eines Elementes hat die Eigenschaften der K-Strahlung eines Elementes von etwa 2,7 mal kleinerem Atomgewicht.

Für die Abhängigkeit der Konstante c vom Atomgewicht existieren keine so einfachen Beziehungen; Fig. 1059 a bis c zeigt nach Barkla⁵⁾ die Absorption der K-Strahlung des Cr, des As und Ag als Funktion des Atomgewichts der absorbierenden Substanz. Wie durch die punktierten Ergänzungen der beobachteten Kurven angedeutet ist, besteht die Absorption aus mehreren sich

¹⁾ D. h. schon eine Al-Folie von 1/580 g pro cm² würde die Al-Strahlung auf $1/e = 1/2,72$ schwächen. — ²⁾ Phil. Mag. (6) 23, 987 (1912). — ³⁾ Proc. Roy. Soc. 86, 426 (1912); ferner W. Kaufmann, Phys. Zeitschr. 15, 386 (1913). — ⁴⁾ D. h. die L-Strahlung wird etwa 300 mal stärker absorbiert als die K-Strahlung. — ⁵⁾ Jahrb. d. Radioakt. 7, 1 (1910).

addierenden Teilen, nämlich für alle Elemente, deren M kleiner als dasjenige des Strahlers aus der für die K - und die L -Strahlung verbrauchten Energie; für die Elemente mit gleichem oder höherem Atomgewicht bis zu demjenigen, dessen L -Strahlung gleiche Härte wie die betrachtete K -Strahlung hat, also

Fig. 1059.



etwa $M' = 2,7 M$, rührt die Absorption von dem Energieverbrauch für die L -Strahlung her; der ähnliche Anstieg auch jenseits dieses Gebietes läßt Barklä noch eine dritte, eine M -Strahlung, hypothetisch annehmen. Sollte sich diese Annahme als richtig bewähren, so würden die Betrachtungen über die Absorption in § 337 gegenstandslos werden.

Whiddington¹⁾ fand einen sehr einfachen Zusammenhang zwischen der Emission von Fluoreszenzstrahlung und der minimalen dazu nötigen Geschwindigkeit v_0 der die Primärstrahlen erzeugenden Kathodenstrahlen, nämlich:

$$v_0 = 10^8 \cdot M^2) \dots \dots \dots (2)$$

oder wegen Gl. (3), § 321 für den unteren Grenzwert der Elektrodenspannung:

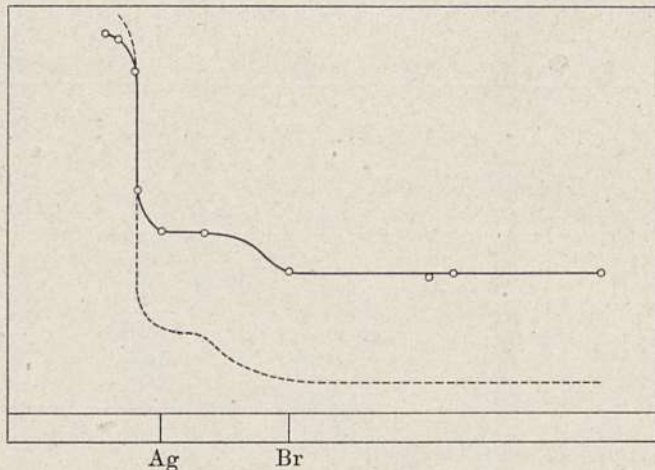
$$E_0 = 2,83 \cdot M^2 (\text{Volt}) \dots \dots \dots (3)$$

Für Silber erhält man so $E_0 = 2,83 \cdot 108^2 = 33\,000$ Volt.

Für Aluminium würde man etwa 2100 Volt erhalten, doch verhält sich dieses anomal und gibt schon von 1200 Volt an eine Fluoreszenzstrahlung von größerer Härte als die zugehörige Bremsstrahlung. Eine ähnliche Abweichung fand Whiddington beim Platin (vgl. auch Fig. 1045).

Die Intensität der Fluoreszenzstrahlung pro Einheit des Kathodenstrahlstromes steigt nach Whiddington zunächst proportional ($v^4 - v_0^4$) an, um dann später wieder zu sinken.

Fig. 1060.



Auch für die photographische Wirksamkeit der Röntgenstrahlen ist die selektive Absorption von Bedeutung. Fig. 1060 zeigt nach Messungen von Barkla und Martyn²⁾ in der ausgezogenen Kurve das Verhältnis zwischen photographischer Wirksamkeit und Ionisation in Luft (d. h. Absorption in Luft als Normalkörper), in der punktierten Kurve den entsprechenden Verlauf für die Absorption im Bromsilber. Beide Kurven zeigen plötzliche und ganz einander entsprechende Anstiege an den Stellen, die der maximalen Erregung der Eigenstrahlung des Silbers und des Broms entsprechen⁴⁾.

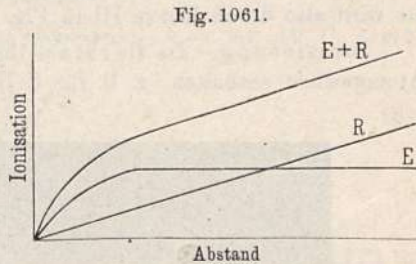
Wir schließen mit einer Erklärung der Härtemesser (vgl. § 333). Seien etwa Ag und Al die beiden Metalle des Apparates. Dann folgt aus

¹⁾ Proc. Roy. Soc. 85, 323 (1911). — ²⁾ Dies gilt für die *K*-Strahlung; für die *L*-Strahlung ist entsprechend zu setzen $v = 10^8 M/2,7$. — ³⁾ Phil. Mag. (6) 25, 296 (1913). — ⁴⁾ Es scheint demnach nicht ausgeschlossen, durch Beimischung indifferenten Körper von passendem Atomgewicht zur photographischen Schicht die Platten für Strahlen bestimmter Härte zu sensibilisieren.

der Geradlinigkeit der Kurven in Fig. 1057, daß bei zunehmender Elektroden-
spannung die Nummer in der Härteskala konstant bleibt, bis bei etwa
33 000 Volt die Emission der K -Strahlung des Silbers und damit zugleich
eine vermehrte Absorption desselben beginnt. Es wird also jetzt die Dicke
der Aluminiumschicht, welche gleiche Absorption besitzt wie das Silber, be-
ginnen anzusteigen. Wegen der Inhomogenität der Primärstrahlung wird
dieser Übergang nicht plötzlich, sondern allmählich erfolgen. Das Gebiet
scheinbarer konstanter Härte, d. h. konstanten Absorptionsverhältnisses, kommt
für die technisch gebrauchten Röhren nicht in Betracht, weil diese stets mit
höheren Spannungen arbeiten.

**§ 340. Sekundäre Elektronenstrahlen; Mechanismus der Ionisie-
rung; Berechnung von λ .** Eine von Röntgenstrahlen getroffene Metall-
platte sendet nach Sagnac¹⁾ außer der bereits beschriebenen zerstreuten
und fluoreszierenden Strahlung noch eine sehr leicht in wenigen Millimetern
Luft absorbierbare Sekundärstrahlung aus.

Der Nachweis gelingt leicht mittels des Sättigungsstromes in einem Kondensator, dessen Platten von den Primärstrahlen getroffen werden. Bestehen die Platten aus einem Metall von mittlerem Atomgewicht, z. B. Zink, so erhält man für die Abhängigkeit des Stromes vom Abstand an Stelle der theoretischen Geraden R (Fig. 1061) die anfangs gekrümmte Kurve $E+R$, die sich leicht in die beiden Summanden R (Röntgenstrahlen) und E (Sekundärstrahlen) zerlegen läßt. Bedeckt man nämlich die Zinkplatten mit Papier oder einer dünnen Schicht von Wasser, Öl und ähnlichem, so erhält man die Gerade R . Die Differenz, also die Kurve E rührt offenbar von Sekundärstrahlen her, die vom Zink emittiert, aber schon in einer dünnen Luftschicht völlig absorbiert werden. Die Wirkung der Bedeckung der Platten rührt daher, daß Körper von niedrigem Atomgewicht wie Wasser oder Papier diese Sekundärstrahlen nicht emittieren, wohl aber die vom Metall ausgesandten völlig absorbieren.



Dorn²⁾ zeigte, daß diese Sekundärstrahlen im Magnetfeld ablenkbar sind und daß sie offenbar aus Elektronen bestehen, die von den Röntgenstrahlen aus dem Metall in ähnlicher Weise ausgelöst werden, wie die Photokathodenstrahlen (vgl. § 327) durch das Licht, jedoch mit Anfangsgeschwindigkeiten ähnlich denjenigen der Kathodenstrahlen in Entladungsröhren.

Messungen Bestelmeyers³⁾ ergaben für e/m den Wert $1,72 \cdot 10^7$ CGS, also in guter Übereinstimmung mit dem Kathodenstrahlwert.

Für die Geschwindigkeit liegen eine große Reihe von noch wenig übereinstimmenden Messungen vor⁴⁾, die jedoch so viel zeigen, daß stets eine scharf bestimmbare Maximalgeschwindigkeit v_m vorhanden, die von dem emittierenden Metall unabhängig ist, aber mit der Härte der Röntgenstrahlen wächst. Dagegen ist die Menge der emittierten Elektronen vom getroffenen Körper stark abhängig.

¹⁾ Compt. rend. 1897 bis 1900; l'éclair élect. (5) **14**, 466, 509, 547 (1898); historisches Referat, Phys. Zeitschr. **7**, 41 (1904). — ²⁾ Abh. d. Naturf. Ges. Halle (1900); Lorentz-Festschrift, Haag (1900). — ³⁾ Ann. d. Phys. (4) **22**, 429 (1907). — ⁴⁾ Literatur bei Pohl, Röntgenstrahlen.

Neuere Messungen Whiddingtons¹⁾, welcher als Primärstrahlung die Fluoreszenzstrahlung von Fe, Zn und Sn benutzte, ergaben nach einer allerdings ziemlich indirekten Methode $v_m = 10^8 M$, wo M das Atomgewicht des die Fluoreszenzstrahlung liefernden Metalles, also denselben Wert, wie er vom gleichen Verfasser früher (vgl. § 339) für die zur Erzeugung von Fluoreszenzstrahlung im Metalle M nötige Kathodenstrahlgeschwindigkeit gefunden wurde.

Ein im hochgradigen Vakuum befindliches Elektroskop ladet sich nach J. J. Thomson²⁾ auf ein hohes positives Potential, wenn es von Röntgenstrahlen getroffen wird; dieses Potential mißt offenbar die Geschwindigkeit v_m der austretenden Elektronen (vgl. auch § 327). Laub³⁾ benutzte diese Methode zur Messung von v_m und fand an Pt wie an Al $v_m = 24\,000$ bis $25\,000$ Volt, wenn die Röhre mit maximal $35\,000$ Volt betrieben wurde, also wenigstens ungefähre Übereinstimmung mit dem oben genannten Resultat Whiddingtons.

Die Menge der emittierten Elektronen hängt von der Härte der Primärstrahlen und der Natur des Sekundärstrahlers, wie Sadler⁴⁾ gezeigt hat, in genau derselben Weise ab, wie die Absorption und die Fluoreszenzstrahlung, sie wird also durch Kurve III in Fig. 1056 dargestellt.

Ionisierung. Da Barkla⁵⁾ für Gase, welche ein Element von hohem Atomgewicht enthalten, z. B. für C_2H_5Br , $SnCl_2$, CH_3J , auch für die Ioni-

Fig. 1062.



sation einen ähnlichen Verlauf gefunden hat, wie Kurve III in Fig. 1056, so lag die Frage nahe, ob nicht überhaupt die Auslösung der Elektronen aus den durchstrahlten Atomen in allen Fällen der primäre Vorgang bei der Gasionisierung sei und erst die abfliegenden Elektronen genau wie Kathodenstrahlen ionisierend auf die übrigen Gasmolekeln wirken? Diese Anschauung des Ionisierungsmechanismus wird durch neuere, ganz direkte Versuche von C. T. R. Wilson⁶⁾ als richtig erwiesen, welchem es gelang mittels eines von J. J. Thomson erdachten, später (§ 350) noch näher zu beschreibenden Ver-

¹⁾ Proc. Roy. Soc. **86**, 370 (1912).

²⁾ Proc. Cambr. Soc. **12**, 312 (1903). Dieses Verfahren ist auch für Demonstrationen geeignet.

³⁾ Ann. d. Phys. **26**, 712 (1908).

⁴⁾ Phil. Mag. **22**, 447 (1911).

⁵⁾ Proc. Cambr. Soc. **15**, 257 (1909); Jahrb. d. Radioakt. **7**, 1 (1910).

⁶⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 285 (1911); Jahrb. d. Radioakt. **10**, 34 (1913).

fahrens, die Gasionen durch Kondensation von Nebeltröpfchen an ihnen im Moment ihrer Entstehung sichtbar zu machen und zu photographieren. Fig. 1062 zeigt in etwa $2^{1/2}$ -facher Vergrößerung die Verteilung der Ionen, die von einem Röntgenstrahlenbündel von etwa 2 mm Durchmesser in Luft erzeugt wurden. Das Bündel selbst zeichnet sich gar nicht ab, sondern bildet bloß den Ausgangsort zahlreicher unregelmäßig verschlungener Elektronenbahnen, längs welcher die Ionisation — durch Stoß, vgl. § 328 — stattgefunden hat.

Berechnung von λ^1). Eine allerdings sehr weitgehende Extrapolation der für Photokathodenstrahlen gefundenen Gesetzmäßigkeiten auf die Elektronenemission durch Röntgenstrahlen gestattet eine Schätzung der Impulsbreite oder Wellenlänge λ der Fluoreszenzstrahlung, welche die Elektronen auslöst.

Nehmen wir die Gl (1) in § 327 auch hier als gültig an und vernachlässigen λ/λ_0 neben 1, so wird die Energie der Elektronen:

$$mv^2/2 = hc/\lambda \dots \dots \dots (1)$$

oder:

$$\lambda = \frac{2hc^2}{e} \cdot \left(\frac{e}{mc}\right) \frac{1}{v^2} \dots \dots \dots (2)$$

Setzt man $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ (Plancksche Konstante), $e = 4,6 \cdot 10^{-10}$, $e/mc = 1,76 \cdot 10^7$ und $v = 10^8 \cdot M$, so wird:

$$\lambda = \frac{45 \cdot 10^{-62}}{M^2} \dots \dots \dots (3)$$

dies gibt z. B. für Silber ($M = 108$):

$$\lambda = 4 \cdot 10^{-9} \text{ cm,}$$

für Platin etwa den vierten Teil, also $\lambda \approx 10^{-9}$ cm. Da ferner [vgl. Gl. (1') in § 339 die Absorption in Aluminium μ prop. M^{-5} , so erhält man an Stelle des willkürlichen „Aluminiumspektrums“ ein „Normalspektrum“, indem man setzt:

$$\lambda \text{ prop. } (\mu/d)^{2/5} \dots \dots \dots (4)$$

§ 341. Interferenz- und Beugung; Spiegelung. Die in den früheren Paragraphen angegebenen Schätzungen der Impulsbreite ergaben Werte zwischen etwa 10^{-8} und 10^{-11} cm.

Die mehrfach ausgeführten Versuche, eine Beugung der Röntgenstrahlen an Spalten³⁾ nachzuweisen, widersprechen diesen Schätzungen nicht, insofern, als eine Beugung, wenn überhaupt vorhanden, jedenfalls auf Impulsbreiten von weniger als etwa 10^{-8} cm führt.

Die genauesten Beugungsversuche sind von Walter und Pohl⁴⁾ ausgeführt und die erhaltenen Photographien von P. P. Koch⁵⁾ photometrisch ausgemessen worden. Sommerfeld⁶⁾ hat dann die Messungsergebnisse mit den von ihm entwickelten theoretischen Formeln⁷⁾ verglichen und gefunden, daß die beobachtete Intensitätsverteilung am besten mit derjenigen berechneten übereinstimmt, die einer Impulsbreite von etwa

$$\lambda = 4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$$

¹⁾ W. Wien, Gött. Nachr. S. 598 (1901); Stark, Phys. Zeitschr. 8, 881 (1907).

— ²⁾ Barkla und Martyn, Phil. Mag. (6) 25, 296 (1913). — ³⁾ Literatur bei Pohl, Kap. 2. — ⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 29, 331 (1909). — ⁵⁾ Ebenda 38, 507 (1912).

— ⁶⁾ Ebenda 38, 473 (1912). — ⁷⁾ Phys. Zeitschr. 2, 55 (1900).

entspricht. Immerhin handelt es sich hierbei um Erscheinungen, die an der Grenze des Beobachtbaren stehen.

Dagegen haben neuerdings Friedrich und Knipping¹⁾ auf Veranlassung von Laue¹⁾ Interferenzerscheinungen von überraschender Schärfe mittels eines sehr einfachen Verfahrens erhalten. Die Moleküle eines Kristalles haben gegenseitige Abstände von etwa 10^{-8} cm. Eine einzelne ebene Molekülschicht in einem Kristall muß sich also einer Welle von der Länge 10^{-8} bis 10^{-9} cm gegenüber etwa so verhalten, wie zwei gekreuzte Beugungsgitter von etwa 1/500 mm Strichabstand gegenüber sichtbarem Licht. Eine Röntgenwelle, die eine solche Schicht senkrecht durchsetzt, muß auf einer in einigem Abstand davon getroffenen photographischen Platte ein System von scharfen „Interferenzpunkten“ erzeugen. Eine Kristallplatte von endlicher Dicke stellt ein System von in regelmäßigen Abständen hintereinander stehenden Gittern dar, deren Gesamtwirkung von Laue berechnet worden ist.

Die Versuchsanordnung bestand also einfach aus einer Röntgenröhre, aus deren Strahlen durch ein Bleidiaphragma ein sehr schmales Bündel ausgeblendet wurde, das zuerst die Kristallplatte durchsetzte und dann auf die photographische Platte fiel. Fig. 1063 und 1064 (Tafel) zeigen die Resultate für einen ZnS-Kristall, und zwar Fig. 1063 für Strahlen, die senkrecht zur Würfelfläche, und Fig. 1064 für Strahlen, die senkrecht zur Oktaederfläche hindurchgingen.

Aus der Lage der Interferenzpunkte berechnet Laue fünf verschiedene Wellenlängen von

$$1,27 \text{ bis } 4,8 \times 10^{-9} \text{ cm.}$$

Aus den zahlreichen im Anschluß an obige Untersuchung erschienenen neuesten Arbeiten seien folgende Resultate erwähnt:

1. Bei sehr schiefer Einfall findet an Kristallflächen eine „reguläre Spiegelung“ statt²⁾.

2. Die den Interferenzpunkten — z. B. der Fig. 1063 — entsprechenden gebeugten Strahlen liegen auf Kreis Kegeln³⁾, welche den direkten Strahl mit enthalten und deren Achse stets eine kristallographisch mögliche Kante — Molekülreihe — ist.

3. Kleinkristallinische Körper, wie Wachs und Paraffin, ergeben ein System von Beugungsringen⁴⁾, ähnlich wie eine behauchte Glasplatte beim Durchgang von sichtbarem Licht.

Von den theoretischen Ergebnissen⁵⁾ sei erwähnt, daß durch die Interferenz der hintereinander liegenden Molekülgitter auch aus einem kontinuierlichen Spektrum bestimmte Wellenlängen verstärkt, andere vernichtet werden, so daß selbst unperiodische Impulse die Figuren erzeugen können. Auf das Vorherrschen dieser oder jener Impulsbreite oder Wellenlänge könnte nur durch Diskussion der Intensitäten der einzelnen Flecke geschlossen werden. (Optische Analogie: Die Lippmannschen Farbenphotographien, vgl. Bd. II, § 344.)

¹⁾ Münch. Ber. S. 303 und 363 (1912). — ²⁾ Bragg, Nature **90**, 410 (1912); Phys. Zeitschr. **14**, 472 (1913); Barkla und Martyn, ebend. 647 (1913); Hupka und Steinhaus, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 162 u. 164 (1913); Hupka, ebend. S. 369 (1913); Mandelstam u. Rohmann, Phys. Zeitschr. **14**, 220 (1913). — ³⁾ G. Wulff, Phys. Zeitschr. **14**, 217 (1913); Herweg, ebend. **14**, 419 (1913). — ⁴⁾ Friedrich, ebend. **14**, 317 (1913). — ⁵⁾ G. Wulff, l. c.; Herweg, l. c.; Ewald, Phys. Zeitschr. **14**, 465 (1913).

Fig. 1063.

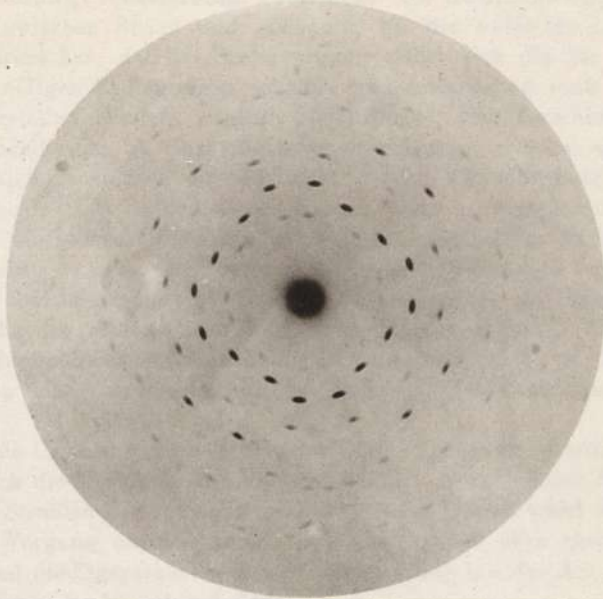
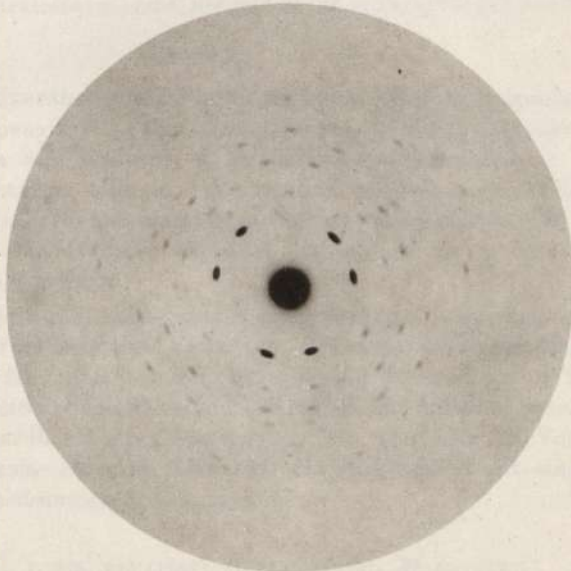


Fig. 1064.



C. Theorie der Gasionen.

§ 342. Einleitung; ionisierende Ursachen. Die Kompliziertheit des Zusammenhanges zwischen Strom und Spannung bei der selbständigen Strömung rührt davon her, daß der Stromvorgang selbst sich die für sein Zustandekommen nötigen Bedingungen schaffen und unterhalten muß. Im Sinne der Ionenvorstellung besteht nämlich der Strom in einer Verschiebung von Ionen; diese sind aber im Gase nicht von vornherein, wie bei einem Elektrolyten vorhanden, sondern müssen durch die im Entladungsvorgang wirksamen Agenzien — z. B. Kathoden- und Kanalstrahlen — erst geschaffen werden. Ein viel einfacheres und dem der flüssigen Elektrolyte ähnliches Verhalten ist offenbar zu erwarten, wenn irgend eine unabhängige äußere Ursache das Gas ionisiert und eine bestimmte Ionenmenge pro Sekunde erzeugt, auf welche das elektrische Feld bloß verschiebend wirkt. Da die Verschiebungsgeschwindigkeit nur vom Felde abhängig sein wird, so kann man das Auftreten eines Stromes schon bei beliebig kleinen elektrischen Feldern erwarten.

Als ionisierende Ursachen kommen in erster Linie in Betracht: Chemische Prozesse, namentlich die Verbrennung, Röntgenstrahlen, ultraviolettes Licht, Kathodenstrahlen, Strahlen der radioaktiven Substanzen. Soweit nicht durch den ionisierenden Vorgang das Gas sonst noch physikalisch oder chemisch verändert wird, sind die Eigenschaften der gebildeten Ionen von der Art ihrer Erzeugung unabhängig (siehe unten § 346).

Von den genannten Prozessen ist derjenige der Ionisation durch Flammengase weitaus am längsten bekannt (vgl. § 298); an ihm ist auch zuerst die Ionentheorie durch Giese¹⁾ entwickelt worden. Die Flammengase eignen sich wegen der sehr einfachen Versuchstechnik besonders zur Ausführung qualitativer Demonstrationsversuche, die im folgenden Paragraphen beschrieben werden sollen.

§ 343. Grundversuche mit Flammgasen. Zu den folgenden Versuchen gehört als Inventar: 1. Ein Bunsenbrenner, 2. ein Paraffinklotz zum isolierten Aufstellen des Brenners, 3. ein Blättchenelektrometer, 4. einige Stücke Messingdrahtnetz, teils in Form ebener Scheiben von 5 bis 7 cm Durchmesser, teils in Form von einseitig geschlossenen Zylindern. Die Drahtnetze sind an steife Drahtstücke angelötet, mit denen sie in Holtzschen Fußklemmen befestigt werden.

Versuch I (Fig. 1065). Das geladene Drahtnetz *N* wird von den hindurchstreichenden Flammgasen entladen. Die Geschwindigkeit der Entladung hängt von der Größe²⁾ und Entfernung der Flamme ab. Wird die Flamme durch eine untergelegte Paraffinplatte isoliert und mit einer Spannungsquelle verbunden, z. B. mit einer Lichtleitung von 110 oder 220 Volt oder mit einer Elektrisiermaschine, so ladet sich das Elektroskop auf eine etwa gleich hohe und gleichsinnige Spannung auf.

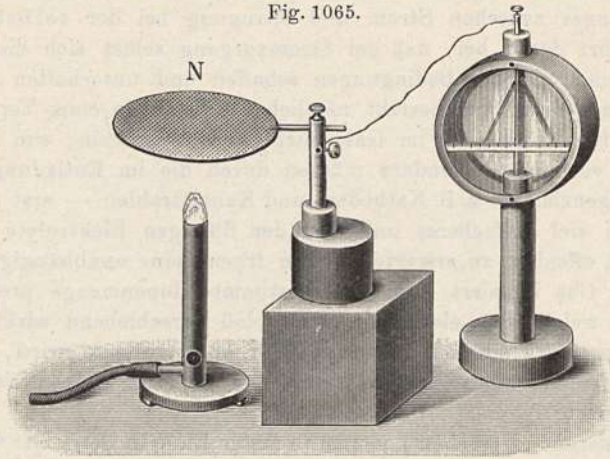
¹⁾ Wied. Ann. 17, 1, 236, 519 (1882); 37, 576 (1889); 38, 403 (1889).

²⁾ Die Flamme ist sehr klein zu stellen.

Diese Versuche beweisen zunächst bloß das Vorhandensein einer Leitfähigkeit der von der Flamme aufsteigenden Gase.

Versuch II. Ladung und Entladung finden auch statt, wenn die Flamme und das senkrecht gestellte Drahtnetz sich nebeneinander befinden,

Fig. 1065.



wenn also gar keine Verbindung durch die leitenden Flammengase statthat. Ist jetzt etwa auch die Luft zwischen Netz und Flamme ein Leiter im gewöhnlichen Sinne geworden? Die Antwort gibt folgender Versuch.

Versuch III (Fig. 1066). Flamme *F* und Netz *N* stehen in etwa 10 cm Abstand nebeneinander. Zwischen beiden befindet sich eine mit dem Elektro-

Fig. 1066.

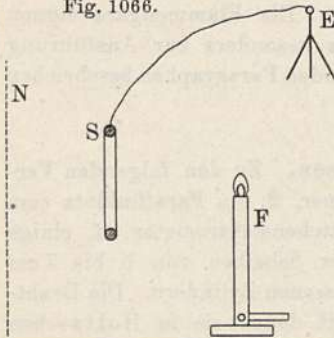
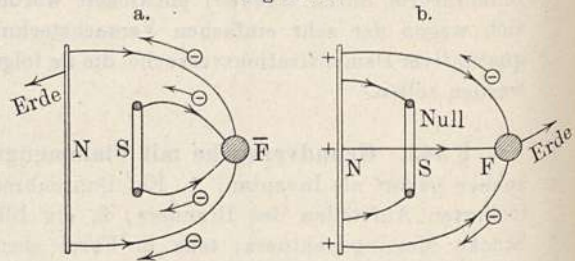


Fig. 1067.



meter *E* verbundene „Sonde“ *S*, die aus einem Draht ring von etwa 5 cm Durchmesser besteht. Fall 1: Das Netz ist geerdet, die Flamme + oder — geladen. Das Elektrometer ladet sich auf ein Potential, das zwischen demjenigen der Flamme und demjenigen des Netzes liegt. Fall 2: Die Flamme ist geerdet, das Netz ist + oder — geladen. Das Elektrometer ladet sich nicht.

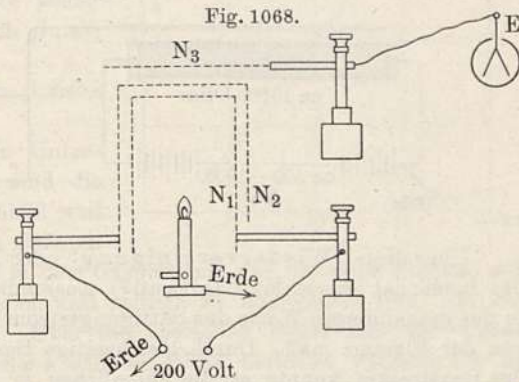
In den Fig. 1067 a und b ist der Kraftlinienverlauf für die beiden Fälle schematisch dargestellt. Man sieht, daß eine Leitung zur Sonde nur eintritt im Sinne eines Potentialausgleichs zwischen Flamme und Sonde, nicht aber zwischen Netz und Sonde. Das Gas in dem Zwischenraume ist also kein Leiter im gewöhnlichen Sinne; eine Erklärung findet man dagegen

leicht, wenn man annimmt, daß die Flamme eine gewisse Zahl von „Ladungsträgern“¹⁾ oder „Ionen“ enthält, die von einem elektrischen Felde aus der Flamme herausgezogen werden und sich auch in der unveränderten Luft den elektrischen Kräften folgend bewegen können. Die Ionen werden sich also längs der Kraftlinien verschieben und nur dann eine Ladungsänderung der Sonde bewirken, wenn Kraftlinien die Flamme und die Sonde verbinden. In den Fig. 1067 a und b ist die Wanderungsrichtung der aus der Flamme herausgezogenen negativen Ionen angedeutet. Der Strom wird also in dem hier betrachteten Falle nur durch Ionen einer Art geleitet.

Einen analogen Fall bei der Elektrolyse von Lösungen würde man haben, wenn man eine konzentrierte Salzlösung und reinstes Wasser übereinander schichtete und eine Elektrode in die Lösung, die andere in das Wasser eintauchte.

Versuch IV. Da die aufsteigenden Gase nur eine endliche Zahl von Ionen enthalten, und außerhalb der Flamme sich keine neuen bilden, so muß es möglich sein, den Gasen durch ein genügend starkes Feld die Ionen so vollständig zu entziehen, daß sie wieder nichtleitend werden. Fig. 1068 zeigt die Anordnung:

Die Flammengase streichen durch zwei zylindrische Netze N_1 und N_2 von etwa 0,5 cm Abstand hindurch, ehe sie das mit dem Elektrometer verbundene ebene Netz N_3 treffen. Die Flamme und N_2 sind dauernd geerdet, N_1 kann mit dem +- oder -- Pol einer Elektrisiermaschine oder auch einer Lichtleitung von etwa 200 Volt verbunden werden. Die Entladung des Elektroskops hört sofort völlig auf, wenn die Spannung an N_1 gelegt wird.



Auch ohne Feld ist die Entladungsgeschwindigkeit durch die Zwischenschaltung der Netze bedeutend vermindert und kann durch Einschaltung weiterer Netze fast ganz zerstört werden; die Ionen gelangen offenbar auch ohne Feld, durch bloße „Diffusion“, an die Netzoberfläche und verlieren dort ihre Ladung.

Versuch V: „Sättigungsstrom“. Die Entladungsgeschwindigkeit eines von Flammengasen getroffenen Leiters steigt zwar mit zunehmendem Felde, aber nicht proportional demselben, sondern nur bis zu einem gewissen Grenzwert, dem sogenannten Sättigungsstrom. Die Existenz desselben folgt aus der begrenzten Anzahl der pro Sekunde erzeugten oder durch den Gasstrom in das Kraftfeld eintretenden Ionen. Ist diese Zahl gleich Q und ist e die Ladung eines Ions, so ist der größtmögliche Wert des Stromes:

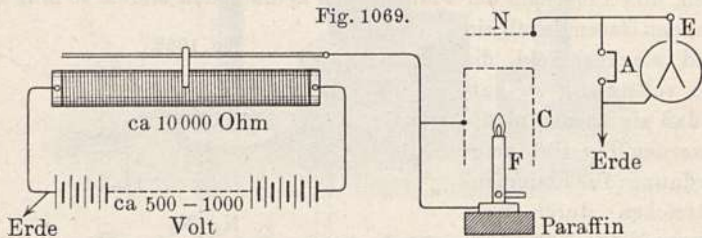
$$J_m = Q \cdot e \dots \dots \dots (1)$$

Fig. 1069 (a. f. S.) zeigt eine Schaltung zum Nachweis des Sättigungsstromes. Mittels eines Schiebewiderstandes von etwa 10 000 Ohm kann der isolierten

¹⁾ Lenard sowie seine Schüler wenden die Bezeichnung „Träger“ an; die Bezeichnung „Ionen“ ist aber sonst allgemein verbreitet.

Flamme¹⁾ *F* nebst übergestülptem Drahtzylinder *C* eine zwischen Null und etwa 500 bis 1000 Volt variable Spannung gegeben werden. Die Stärke des zwischen *C* und dem Netz *N* fließenden Stromes mißt man durch den reziproken Wert der Zeit, welche nach Aufheben des Erdkontaktes *A* nötig ist, um das Elektrometer *E* auf einen bestimmten Wert²⁾ aufzuladen. Man erhält Kurven ähnlich den weiter unten in Fig. 1072 dargestellten; der Strom steigt anfangs proportional der angelegten Spannung *E*, es gilt also das Ohmsche Gesetz; dann aber steigt der Strom immer langsamer und wird fast oder völlig konstant.

Die Stärke des Sättigungsstromes nimmt mit zunehmender Entfernung von der Flamme ab. Die Ionen verschwinden also von selbst wieder, was offenbar davon herrührt, daß bei einem zufälligen Zusammenstoßen zweier entgegengesetzt geladener Ionen diese sich neutralisieren.



Über diese „Wiedervereinigung“ oder „Molisierung“ (nach Stark) der Ionen hat zuerst Mc Clelland³⁾ messende Versuche gemacht, indem er in der geschilderten Weise den Sättigungsstrom in verschiedenen Entfernungen von der Flamme maß. Durch gleichzeitige Bestimmung der Geschwindigkeit des Gasstromes konnte er die räumlichen in zeitliche Abstände umrechnen und erhielt folgendes Gesetz für die Ionendichte *n* zur Zeit *t*:

$$1/n = 1/N + \beta t \dots \dots \dots (2)$$

wobei *N* den Wert zur Zeit *t* = 0 und β eine den betreffenden Gasionen eigentümliche Konstante, den „Vereinigungskoeffizient“ bedeutet. Trägt man also den $1/n$ proportionalen reziproken Wert des Sättigungsstromes als Ordinate, *t* als Abszisse auf, so muß man eine gerade Linie erhalten. Fig. 1070 zeigt die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung.

Statt Gl. (2) läßt sich auch schreiben:

$$\delta n / \delta t = -\beta n^2 \dots \dots \dots (3)$$

oder in Worten:

Die Zahl der pro Sekunde und Kubikzentimeter verschwindenden Ionenpaare ist proportional dem Quadrate der Ionendichte.

Die Gleichwertigkeit von Gl. (2) und (3) ergibt sich wie folgt:

Statt Gl. (3) schreibe:

$$-\delta n / n^2 = \beta \cdot \delta t;$$

nun ist $-\delta n / n^2 = \delta(1/n)$; denn:

¹⁾ Die Flamme ist recht klein zu machen.

²⁾ Die gewählte Voltzahl an *E* muß klein gegen die an *C* angelegte Spannung sein.

³⁾ Phil. Mag. (5) 46, 29 (1898).

$$d(1/n) = 1/(n + \delta n) - 1/n = -\delta n/(n + \delta n) \cdot n = -\delta n/n^2,$$

weil im Nenner δn neben n verschwindet. Also ist:

$$d(1/n) = \beta \delta t$$

oder durch Summierung aller Änderungen:

$$1/n - 1/N = \beta t,$$

was mit Gl. (2) identisch.

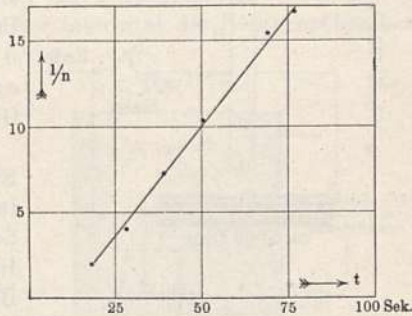
Gl. (3) läßt sich molekulartheoretisch leicht ableiten: Die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelnes Ion mit einem solchen von entgegengesetztem Vorzeichen zusammenstoße, ist proportional der Anzahl n_2 der letzteren. Die Anzahl der überhaupt vorkommenden Stöße ist proportional dem Produkt dieser Wahrscheinlichkeit mit der Zahl n_1 der Ionen erster Art. Die Stoßzahl und damit auch die dieser proportionale Vereinigungszahl wird also proportional $n_1 \cdot n_2$, oder wenn die Dichte beider Ionenarten dieselbe ist, gleich $\beta \cdot n^2$; was zu beweisen war.

Über den Zahlenwert von β siehe § 349.

Für die quantitativen Untersuchungen allgemeinerer Art sind die Flammengase ungeeignet, einmal weil man es stets mit strömendem Gase zu

tu tun hat, dann aber auch, weil in dem Gasgemisch, das von einer Flamme aufsteigt, die Verhältnisse räumlich und zeitlich zu kompliziert sind, um sich völlig überblicken zu lassen. Über die speziellen Ergebnisse der Untersuchung innerhalb der Flamme soll in § 353 berichtet werden; für die allgemeine Untersuchung der Ionenbewegung benutzen wir im folgenden die ionisierenden Strahlen, insbesondere die Röntgenstrahlen.

Fig. 1070.



§ 344. Sättigungsstrom; Ionisierungsarbeit. In einem von beliebigen Leitern begrenzten gasförmigen Dielektrikum mögen pro Sekunde Q Ionenpaare durch irgend einen Vorgang erzeugt werden. Dann werden bei genügend großer Feldstärke alle Ionen ohne Wiedervereinigung das Feld durchlaufen und der Strom wird [vgl. § 343, Gl. (1)]:

$$J_m = Q \cdot e \dots \dots \dots (1)$$

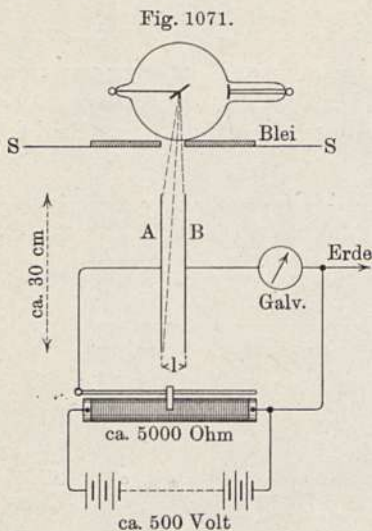
Ist speziell eine Strahlung, z. B. Röntgenstrahlen, die ionisierende Ursache, so ist Q und damit auch J_m der Strahlung proportional, d. h.:

A. Ionisierende Strahlungen lassen sich durch die relativen Werte der von ihnen in irgend einem Dielektrikum erzeugten Sättigungsströme messen (vgl. § 334).

Nicht immer ist der Sättigungsstrom praktisch erreichbar; da der Strom proportional der Ionenzahl n , die Wiedervereinigung aber proportional n^2 wächst, so macht sich ihr Einfluß relativ um so stärker bemerkbar, je stärker die Strahlung ist, und um so höhere Feldstärken werden nötig, um nicht über einen gewissen Prozentsatz von der Sättigung entfernt zu bleiben. Ferner wächst die Möglichkeit einer Wiedervereinigung mit der Zeit, welche die Ionen im Felde zubringen. Bei gleichzeitiger Verdoppelung des Abstandes

und der Potentialdifferenz zweier Kondensatorplatten, also gleichbleibender Feldstärke, wird man doch weiter von der Sättigung entfernt sein, als bei einfachem Abstand.

Versuch I. Das ionisierte Gas sei Luft zwischen den beiden ebenen Platten *A* und *B* eines Kondensators (Fig. 1071); als Ionisator dient eine ziemlich weiche Röntgenröhre (2 bis 3 cm Funkenstrecke), die mit einem raschen konstant wirkenden Unterbrecher oder noch besser mittels einer mehrplattigen Influenzmaschine betrieben wird.

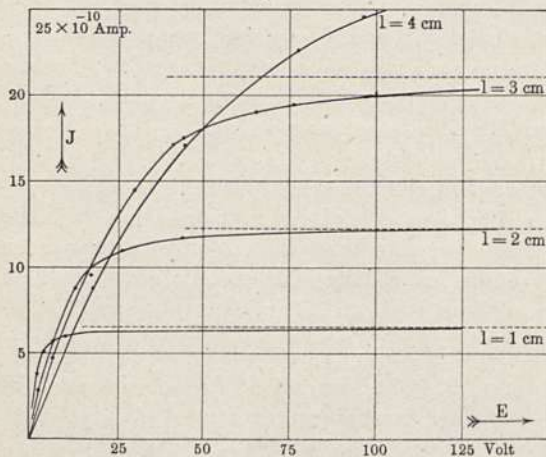


Die Kondensatorplatten sind behufs Absorption weicher Sekundärstrahlen mit Papier überzogen. *A* ist mit einer zwischen 0 und etwa 500 Volt variierbaren Spannung, *B* durch ein hochempfindliches Galvanometer¹⁾ zur Erde verbunden.

Zur Abschirmung elektrostatischer Einwirkungen seitens der Röhre und des Induktoriums dient ein großer geerdeter Schirm *S* aus Blech oder Drähtgewebe, zur Beschirmung der Rückseite von *B* ein Bleidiaphragma. Man überzeuge sich, daß die angelegte Spannung allein oder die

Strahlen allein keinen Ausschlag des Galvanometers erzeugen, sondern nur beide zusammen.

Fig. 1072.



Man erhält mit der Anordnung Kurven ähnlich den unten in Fig. 1072 abgebildeten.

Zur Erklärung sei bemerkt: Nimmt man an, daß nur die in dem Raum $\pi r^2 l$ zwischen den Platten erzeugten Ionen zu dem gemessenen Strom beitragen, nimmt man ferner die Wirkung der primären Röntgenstrahlen im ganzen Raum

als konstant an und zwar gleich q Ionen pro Kubikzentimeter und Sekunde, so wird der Sättigungsstrom:

$$J_m = \pi r^2 l q e^2 \dots \dots \dots (2)$$

d. h. dem Plattenabstand proportional.

¹⁾ Spulengalvanometer mit etwa 10 000 Ohm Widerstand, Empfindlichkeit etwa 10^{-9} Amp. Statt des Galvanometers kann natürlich auch die in Fig. 1069 skizzierte elektrometrische Anordnung dienen, doch ist dann wegen der höheren Empfindlichkeit die Strahlung entsprechend schwächer zu nehmen.

²⁾ J. J. Thomson und Rutherford, Phil. Mag. (5) 42, 382 (1896).

Wir haben hier also die merkwürdige Tatsache, daß bei genügend hoher Spannung der Strom mit der Länge des Leiters wächst, während bei einem gewöhnlichen Leiter gerade das Umgekehrte der Fall ist. Bei niedriger Spannung fällt auch hier der Strom mit wachsendem Abstand, wie in Fig. 1072 erkennbar.

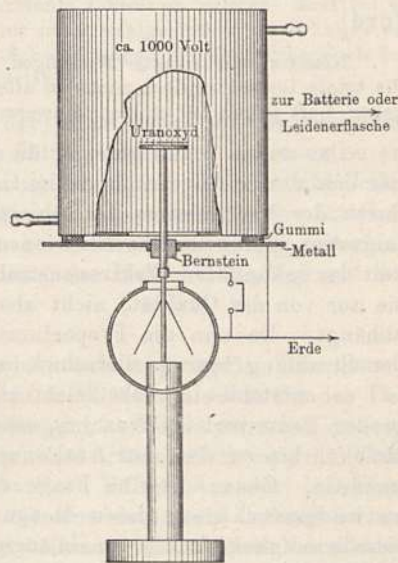
Die mit der oben beschriebenen Anordnung erhaltenen Kurven erscheinen verzerrt durch die Wirkung der nicht völlig unterdrückten Sekundärstrahlen (keine exakte Proportionalität zwischen J_m und l), sowie durch die Ionen, welche längs der die Rückseite von B treffenden Kraftlinien erzeugt werden (keine vollständige Sättigung). Die Kurven der Fig. 1072 sind von H. Seemann¹⁾ unter exakteren Versuchsbedingungen aufgenommen worden. Die noch übrig bleibenden Abweichungen von der Proportionalität zwischen J_m und l rühren nur von Schwankungen in der Intensität der Röntgenröhre her.

Über die Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Natur und dem Druck des Gases liegen eine Reihe von Untersuchungen²⁾ vor, deren Resultate hier nur kurz mitgeteilt werden können:

Der Sättigungsstrom in einer dünnen Gasschicht ist dem Gasdruck proportional; da dasselbe auch für die Absorption der ionisierenden Strahlen gilt, so folgt, daß in einem gegebenen Gase der Sättigungsstrom proportional der absorbierten Strahlmenge ist. Ist das Produkt aus Gasdruck \times Schichtdicke so groß, oder die Absorbierbarkeit der Strahlen eine solche, daß alle Strahlen in dem Gase absorbiert werden, so kann weitere Vergrößerung des Druckes oder der Schichtdicke den Sättigungsstrom nicht mehr verstärken und man erhält in diesem maximalen Sättigungsstrom ein Maß für die gesamte absorbierte Strahlungsmenge.

Versuch II. Benutzt man z. B. die Strahlung von auf einer Blechplatte in dünner Schicht aufgebrachtem Uranoxyd (siehe weiter unten Kap. XIV) in der in Fig. 1073 skizzierten Anordnung³⁾, so erhält man einen von den Gefäßdimensionen unabhängigen Sättigungsstrom, als dessen Maß die Ladungsgeschwindigkeit des Elektrometers dient. Bedingung ist bloß, daß die Spannung für die Sättigung ausreicht, und daß das Gefäß größer ist als die größte Strecke, welche die Strahlen im Gase zurücklegen können. Für die hier in Frage kommenden α -Strahlen des Urans beträgt diese Strecke in

Fig. 1073.



¹⁾ Dissert., Königsberg 1912. Ann. d. Phys. (4) **38**, 781 (1912).

²⁾ Rutherford, Phil. Mag. (5) **43**, 241 (1897); **47**, 109 (1899); Rutherford und Mc Clung, Phil. Trans. (A) **196**, 25 (1901); McLennan, Proc. Roy. Soc. **66**, 375 (1900); Naturw. Rundsch. **15**, 507 (1900); Rothé, Compt. rend. **147**, 785 (1908).

³⁾ Die Konstruktion des Bodens verhütet ein direktes „Überkriechen“ der Ladung vom Gefäß zum Blättchenträger.

Luft etwa 2,9 cm. Es betrage der Radius des Gefäßes etwa 10 cm, dann erhält man auch in Leuchtgas und selbstverständlich auch in den schwereren Gasen CO_2 .CO usw. vollständige Absorption. Die angelegte Spannung betrage etwa 1000 bis 2000 Volt. Der Versuch ergibt das wichtige Resultat:

B. Bei völliger Absorption der Strahlen ist der [Sättigungsstrom in allen Gasen etwa derselbe.

Dieser Satz gilt in gleicher Weise für Röntgenstrahlen, Kathodenstrahlen, sowie für die Strahlen der radioaktiven Körper.

Da also einer bestimmten absorbierten Energiemenge einer bestimmten Strahlenart in jedem Gase die gleiche Ionenzahl entspricht, so liegt der Schluß nahe, daß es auch in jedem Gase derselbe Bruchteil der absorbierten Energie sei, der zur Erzeugung der Ionen verbraucht wird; mit anderen Worten:

C. Die Ionisierungsarbeit ist für alle Gase dieselbe (Rutherford)

Neueste sehr exakte Messungen von Barkla und Philpot¹⁾ ergaben, daß die totale Ionisation doch nicht in allen Gasen exakt gleich ist; die Unterschiede gegen Luft gehen bei einigen schweren Gasen (z. B. $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$) bis zu 50 Proz.

Da, wie in § 340 gezeigt, die Röntgenstrahlen nur indirekt ionisieren, nämlich durch die von ihnen im Gase ausgelösten Elektronen, so wird dadurch der Mechanismus der Ionisation durch Röntgenstrahlen auf den der Ionisation durch rasche Elektronen zurückgeführt. Von der Geschwindigkeit der sekundären Elektronenstrahlen haben wir gesehen (vgl. § 340), daß sie nur von der Qualität, nicht aber von der Intensität der Röntgenstrahlen abhängt. Da nun die Proportionalität zwischen Ionisation und Intensität der Strahlung bis zu allerschwächsten Röntgenstrahlen noch nachgewiesen ist, so entsteht ein nicht leicht zu lösendes Problem, wie die über einen großen Raum verteilte Strahlungsenergie dazu kommt, sich in einem einzelnen Molekül bis zu dem zur Auslösung eines Elektrons nötigen Betrag anzusammeln. Genau dieselbe Frage entsteht bei der Auslösung von Photokathodenstrahlen, deren Menge der Lichtintensität proportional, deren Geschwindigkeit von ihr unabhängig ist (vgl. § 327). Eine vollkommen befriedigende Lösung des Problems liegt zurzeit noch nicht vor. Schwierigkeiten ähnlicher Art treten übrigens überall auf, wo es sich um die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie handelt²⁾.

Es mag noch bemerkt werden, daß jedenfalls selbst bei allerstärksten Ionisationen doch die Zahl der Ionen im Vergleich zu der der nichtionisierten Molekeln eine verschwindend geringe ist.

Nimmt man einen Gasraum von 1 Liter Inhalt, so enthält dieser etwa 4400 Coulomb an elektrolytischen Valenzladungen. Ein Sättigungsstrom von 10^{-8} Amp. pro Liter

¹⁾ Phil. Mag. (6) 25, 832 (1913).

²⁾ Auf die neueren Versuche, der Schwierigkeiten durch die Annahme einer räumlich diskontinuierlichen Struktur der Strahlung (nach Stark) oder einer Kumulation der absorbierten Energie bis zu einem der Wellenlänge umgekehrt proportionalen Betrage (Planck, Einstein) Herr zu werden, kann hier nur hingewiesen werden. Man vergleiche die neuere Literatur zur „Lichtquantenhypothese“, z. B.: Rapport du Congrès Solvay, Brüssel 1912 (Paris, Gauthier-Villars). Ferner E. Marx, Ann. d. Phys. (4) 41, 161 (1913).

kann schon als ziemlich stark bezeichnet werden¹⁾. Zu dessen Unterhaltung brauchte aber von dem Gase nur der $1/(4400 \cdot 10^9)$, also rund der 400milliardenste Teil pro Sekunde ionisiert zu werden.

Der Kathodenstrahlstrom in der Röhre betrage etwa 1 Milliamp.; wenn jedes gebremste Elektron einen Röntgenimpuls erzeugt und wenn man die Ladung eines Ions gleich derjenigen eines Elektrons setzt, so würde demnach erst auf $10^{-3}/10^{-8} = 100\,000$ Röntgenimpulse ein Ion erzeugt werden. Nun geschieht die Ionisierung durch sekundäre Kathodenstrahlen, von denen jeder eine große Anzahl, mindestens ein paar hundert Ionen erzeugt. Somit kommt ein direkt ausgelöstes Elektron erst auf etwa 10 Millionen Röntgenimpulse. Vielleicht kommt es also nur darauf an, daß zufällig eine genügende Anzahl von gleichgerichteten Impulsen so rasch aufeinander folgt, daß sich ihre Wirkungen auf ein Atom genügend verstärken können, um ein Elektron auszutreiben. Man berücksichtige noch, daß die Ladung eines Elektrons etwa $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb beträgt, daß also einem Strom von 1 Milliamp. etwa 10^{16} Röntgenimpulse pro Sekunde und 10^9 sekundäre Elektronen im Kondensator entsprechen. Bei diesen ungeheuren Zahlen muß selbst für die unwahrscheinlichsten Kombinationen schwacher Einzelimpulse zu starker Gesamtwirkung eine verhältnismäßig große Wahrscheinlichkeit herauskommen, so daß eine anscheinend zeitlich und räumlich konstante Ionisation erfolgt. Erst bei so großen Entfernungen von der Röhre, daß nur noch wenige Ionen pro Sekunde erzeugt werden, wären dann gewisse zeitliche Schwankungen der Ionisation auch bei ganz gleichmäßig arbeitender Röhre zu erwarten²⁾.

In flüssigen oder festen Elektrolyten ist wegen der viel geringeren Ionenbeweglichkeit eine Andeutung eines Sättigungsstromes nur dann zu erwarten, wenn die Ionisation äußerst gering ist, wenn die Flüssigkeit also fast isolierend ist. Für solche sind die gleichen Erscheinungen wie für Gase sowohl bei spontaner Ionisation als auch bei der durch Strahlung erzeugten nachgewiesen worden. Am genauesten sind das Hexan³⁾ (C_6H_{14}) und das Selen⁴⁾ untersucht worden.

§ 345. Allgemeine Theorie der Ionenbewegung⁵⁾. Die genaue Berechnung der Charakteristik eines ionisierten Gases ist selbst für den Fall eines ebenen Plattenkondensators und für gleichmäßige Ionisation äußerst kompliziert. Durch die Verschiebung der Ionen tritt nämlich an jeder Elektrode eine Verarmung an Ionen des gleichartigen Vorzeichens ein. Der Überschuß an entgegengesetzten Ionen bedeutet eine elektrische Ladung der anliegenden Gasschicht und damit eine Veränderung des elektrischen Feldes, das nun nicht mehr räumlich konstant ist. Wir stellen im folgenden zunächst die Grundgleichungen auf und zwar in strenger Form bis auf die Vernachlässigung der auch ohne Feld eintretenden Ionenbewegung, d. h. der „Diffusion“ (siehe unten § 348). Für einige Spezialfälle werden dann teils strenge, teils angenäherte Lösungen gegeben.

Wir betrachten das gleichförmig ionisierte Feld eines ebenen Plattenkondensators (Fig. 1074) von der Länge l ; da alle Größen nur längs der

¹⁾ Die Zahlen sind wirklichen Beobachtungen entnommen (H. Seemann, l. c.).

²⁾ Über „Schweidlersche Schwankungen“ siehe weiter unten Kap. XIV.

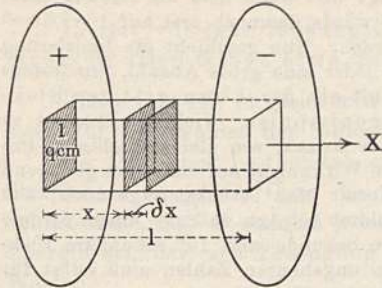
³⁾ Literatur: Jaffé, Ann. (4) **32**, 148 (1910); van der Bijl, ebenda (4) **39**, 170 (1912); Becker, ebenda (4) **12**, 124 (1903); H. Becquérél, Compt. rend. **136**, 1173 (1903).

⁴⁾ Kämpf, Phys. Zeitschr. **13**, 689 (1912).

⁵⁾ J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **47**, 253 (1899). Referat: Kaufmann, Phys. Zeitschr. **1**, 23 (1899). Ferner: J. J. Thomson, Conduct. of electr. in Gases. II Edit., Cambridge 1906.

Feldrichtung variabel sein können, so machen wir diese zur x -Richtung eines Koordinatensystems mit der positiven Platte als xy -Ebene und greifen aus dem Dielektrikum eine Säule von dem Querschnitt 1 cm^2 und der Länge l heraus.

Fig. 1074.



Es bedeute:
 q die pro Sekunde und Kubikzentimeter erzeugte Zahl von Ionenpaaren,
 n_1, n_2 die räumliche Konzentration der +- bzw. der -- Ionen,
 $\beta n_1 n_2$ die Zahl der pro Kubikzentimeter und Sekunde durch Vereinigung verschwindenden Ionenpaare,
 X die elektrische Feldstärke,
 j die Stromdichte,

k_1, k_2 die „Beweglichkeit“ der +- bzw. der -- Ionen, d. h. die Geschwindigkeit im Felde Eins.

Dann ist:

$$j = k_1 n_1 X e + k_2 n_2 X e = j_1 + j_2 \dots \dots \dots (1)$$

In eine Schicht von der Dicke δx wandern von links +- Ionen hinein im Betrage $k_1 n_1 X$. Rechts kann sowohl n_1 als auch X einen etwas anderen Wert haben, also wandern hinaus $k_1 [n_1 X + \delta(n_1 X)]$. Der Überschuss an hinauswandernden Ionen muß im stationären Zustande kompensiert werden durch einen Überschuss an erzeugten über sich vereinigende Ionen im Betrage $(q - \beta n_1 n_2) \delta x$. Also:

$$(q - \beta n_1 n_2) = k_1 \delta(n_1 X) / \delta x \dots \dots \dots (2)$$

und ähnlich:

$$(q - \beta n_1 n_2) = -k_2 \delta(n_2 X) / \delta x \dots \dots \dots (3)$$

Wenn im Raume δx die Konzentration beider Ionenarten verschieden ist, so ist $e(n_1 - n_2) \delta x$ die Ladung des Raumes, also nach dem Gauss'schen Satze (vgl. § 28):

$$4 \pi e(n_1 - n_2) \delta x = (X + \delta X) - X$$

oder:

$$\delta X / \delta x = 4 \pi e(n_1 - n_2) \dots \dots \dots (4)$$

Da durch jeden Querschnitt nicht mehr +- Ionen wandern können, als links davon, und nicht mehr -- Ionen, als rechts davon erzeugt sind, so muß:

$$n_1 = 0 \text{ für } x = 0, \quad n_2 = 0 \text{ für } x = l \dots \dots \dots (5)$$

sein. Die Gl. (2), (3), (4), (5) genügen theoretisch zur Bestimmung von X, n_1, n_2 im ganzen Kondensator und damit auch zur Bestimmung der Potentialdifferenz E und des Stromes j , d. h. der „Charakteristik“ des Gases in ihrer Abhängigkeit von der Ionisation q und den „Ionenkonstanten“ k_1, k_2, β . Die strenge rechnerische Durchführung dieses Problems ist Mie¹⁾ und R. Seeliger²⁾ gelungen; über die von ihnen errechneten Kurven siehe unten Abschnitt IV.

Wir wenden uns zunächst zu Spezialfällen.

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 13, 857 (1904).

²⁾ Dissert., München 1910; Ann. 33, 319 (1910).

I. Sehr schwaches Feld, sehr schwacher Strom. Mit Ausnahme der den Elektroden unmittelbar anliegenden Schichten wird überall wegen der Kleinheit von $\delta X/\delta x$ in Gl. (4) $n_1 = n_2 = n$ gesetzt werden können; aus Gl. (2) und (3) wird dann $q - \beta n^2 = 0$ oder

$$n = \sqrt{q/\beta} \dots \dots \dots (6)$$

Die Stromdichte bei sehr schwachem Felde wird also:

$$j_i = en(k_1 + k_2)X = e\sqrt{q/\beta} \cdot (k_1 + k_2)X = \underline{\alpha \cdot X} \dots \dots (7)$$

Wir bezeichnen j_i als den „Initialstrom“ und

$$\alpha = e\sqrt{q/\beta} \cdot (k_1 + k_2) \dots \dots \dots (8)$$

als die „Initialleitfähigkeit“.

Für sehr schwache Felder gilt also das Ohmsche Gesetz (vgl. Fig. 1072), aber der Strom ist nicht der Ionisationsgeschwindigkeit q , sondern der Wurzel daraus, also auch der Wurzel aus der etwaigen ionisierenden Strahlung proportional.

II. Sehr starkes Feld. Wenn in Gl. (2) X wächst, so erreicht $(n_1 x)$ offenbar einen Extremwert, wenn $\beta n_1 n_2$ sehr klein wird; also wird schließlich:

$$q \delta x = k_1 \delta (n_1 x) \dots \dots \dots (9)$$

Wir summieren dies über die ganze Strecke l . Dann erhalten wir links ql . Rechts erhalten wir $k_1 [(n_1 x)_l - (n_1 x)_0]$.

Nun ist für $x = 0$, $n_1 = 0$, also $(n_1 x)_0 = 0$, ferner für $x = l$, $n_2 = 0$, also $k_1 (n_1 x)_l = j/e$ nach Gl. (1). Also $ql = j/e$ oder:

$$qel = j_m \text{ („Sättigungsstrom“) } \dots \dots \dots (10)$$

III. Stromstoß. Nachdem eine gleichmäßige Ionisation während einer gewissen Zeit gewirkt und eine Ionendichte $n = \sqrt{q/\beta}$ [Gl. (6)] erzeugt hat, werde ein starkes Feld plötzlich an die eine Elektrode angelegt, welches alle Ionen her austreibt. Die auf der anderen Elektrode pro Quadratcentimeter angesammelte Ladung beträgt dann:

$$Q = nle = le\sqrt{q/\beta} \dots \dots \dots (11)$$

IV. Charakteristik. Eine angenäherte Charakteristik haben J. J. Thomson und Rutherford¹⁾ berechnet, indem sie im ganzen Kondensator $n_1 = n_2 = n$, also $X = \text{const}$ setzten und statt k_1 und k_2 eine mittlere Beweglichkeit $k = (k_1 + k_2)/2$ einführten. Dann wird der im ganzen Raume im Mittel entstehende Ionenüberschuß: $l(q - \beta n^2)$. Die Zahl der vom Strome weggeführten Ionen beträgt j/e ; also:

$$l(q - \beta n^2) = j/e \dots \dots \dots (12)$$

Gl. (1) geht über in:

$$2knX = j/e \text{ oder } n = j/2keX \dots \dots \dots (13)$$

Dies in Gl. (12) eingesetzt gibt:

$$q - j/el = \frac{\beta j^2}{4k^2 e^2 X^2} \dots \dots \dots (14)$$

¹⁾ Phil. Mag. (5) 42, 382 (1896).

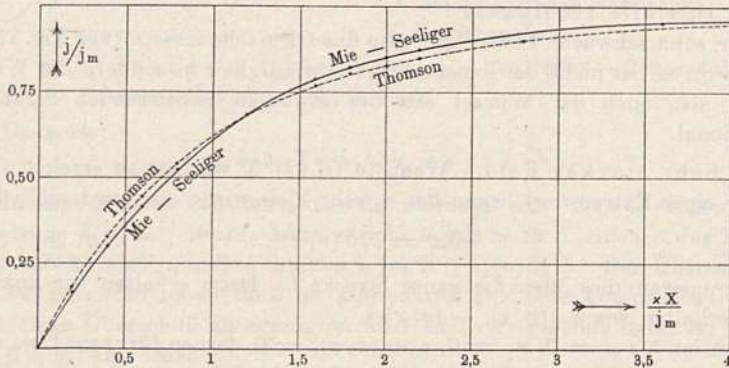
Gl. (14) geht für sehr große X in $j = j_m = qel$, für sehr kleine x in $j = j_i = 2ke\sqrt{q/\beta}$ über. Die Kurve stimmt also in ihrer Anfangsneigung und im Maximalwert mit der strengen Lösung überein.

Führt man $qel = j_m$ und $2ke\sqrt{q/\beta} = \alpha$ in Gl. (14) ein, so erhält man die Gleichung der Charakteristik in der übersichtlicheren Form:

$$\frac{j/j_m}{\sqrt{1 - j/j_m}} = \frac{\alpha}{j_m} \cdot X \dots \dots \dots (15)$$

Fig. 1075 enthält gestrichelt die Thomson-Rutherfordsche Kurve [Gl. (15)], ausgezogen die oben erwähnte Mie-Seeligersche Kurve; die von

Fig. 1075.



Seemann¹⁾ beobachteten Punkte fallen bis $j/j_m = 0,8$ praktisch genau mit der Mie-Seeligerschen Kurve zusammen; für $j/j_m > 0,85$ liegen sie zwischen beiden Kurven; der Grund für diese Abweichung ist unbekannt.

Für $j/j_m > 0,7$ läßt sich nach Mie angenähert schreiben:

$$C_1 \sqrt{\frac{j/j_m}{1 - j/j_m}} = \frac{k}{j_m} \cdot X \dots \dots \dots (16)$$

wobei $C_1 = 0,828$ für Luft. Für $j/j_m < 0,6$ dagegen wird:

$$j/j_m + C_2 (j/j_m)^2 = \frac{k}{j_m} X \dots \dots \dots (16a)$$

wobei $C_2 = 1,057$ für Luft.

V. Feldverlauf bei Sättigungsstrom. Wenn in Gl. (2) und (3) das Glied $\beta n_1 n_2$ vernachlässigt werden darf, so läßt sich der Feldverlauf leicht berechnen: es wird $q \delta x = k_1 \delta (n_1 x)$ oder durch Addition von $0 (n_1 = 0)$ bis x :

$$qx = k_1 n_1 X \dots \dots \dots (17)$$

und ähnlich aus Gl. (3):

$$q(l - x) = k_2 n_2 X \dots \dots \dots (18)$$

Setzt man die Werte für n_1 und n_2 aus Gl. (17) und (18) in Gl. (4) ein, und setzt $qe = j_m/l$, so wird:

$$X \cdot \frac{\delta X}{\delta x} = \frac{\delta (X^2/2)}{\delta x} = \frac{4 \pi j_m}{l} \left(\frac{x}{k_1} - \frac{l - x}{k_2} \right) \dots \dots \dots (19)$$

¹⁾ Vgl. Fig. 1072.

Es gibt also zwischen den Platten einen durch die Gleichung:

$$x_0/k_1 = (l - x_0)/k_2 \dots \dots \dots (20)$$

bestimmten Punkt x_0 , für welchen $\delta X/\delta x = 0$ wird, also X ein Maximum oder Minimum hat. Da für $x > x_0$ die rechte Seite von Gl. (19) positiv wird, so nimmt X mit wachsendem x jenseits x_0 zu, es liegt also ein Minimum vor.

Macht man jetzt den Punkt x_0 zum Nullpunkt, nennt also den Abstand von diesem Punkte z , so ist:

$$z = x - x_0 \quad \text{und} \quad \delta z = \delta x \dots \dots \dots (21)$$

und man erhält durch Einsetzen in Gl. (19) unter Berücksichtigung von Gl. (20):

$$X \delta X = \frac{4 \pi j_m}{l} \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) \cdot z \delta z \dots \dots \dots (22)$$

oder, da $2 X \delta X = \delta (X^2)$ und $2 z \delta z = \delta (z^2)$, durch Addition aller Änderungen von $z = 0$ ab:

$$(X^2 - X_0^2) = \frac{4 \pi j_m}{l} \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) \cdot z^2 \dots \dots \dots (23)$$

Trägt man also X^2 als Funktion von x auf, so erhält man eine Parabel, deren Scheitel im Punkte x_0 liegt. Fig. 1076 a stellt den Verlauf von X_0^2 , Fig. 1076 b den Verlauf des Potentials V dar. Die Lage des Punktes x_0 ist so gewählt, wie es einem Verhältnis $k_2/k_1 = 1,35$ für Luft (siehe Tabelle, S. 1122) entspricht. Die gestrichelte Gerade stellt den Verlauf des Potentials V für das nichtionisierte Gas dar. E ist die Potentialdifferenz der Platten.

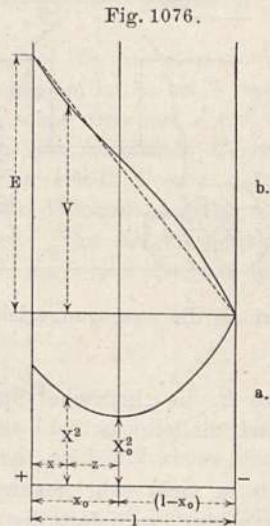


Fig. 1076.

Derartige Veränderungen des Potentialverlaufs in durch Röntgenstrahlen ionisierten Gasen sind zuerst von Child¹⁾ und von Zeleny²⁾ beobachtet worden. Eine quantitative Prüfung hat bis jetzt bloß Guggenheimer³⁾ versucht, welcher die Proportionalität von $\delta X^2/\delta x$ bzw. der Differenz $(X_1^2 - X_2^2)$ für zwei Punkte x_1 und x_2 mit der Stärke des Sättigungsstromes j_m bestätigte.

Aus Gl. (23) folgt noch das für spätere Betrachtungen wichtige Resultat, daß mit wachsendem E wegen der Konstanz von j_m einfach die Parabel sich parallel nach oben verschiebt, so daß die prozentualen Unterschiede im Gefälle X und damit auch die Krümmung der Kurve (b) sich verringern.

§ 346. Ermittlung der Beweglichkeit; Zahlenwerte. Zur Bestimmung der „Beweglichkeiten“ k_1 und k_2 sind eine große Zahl von Methoden erdacht und angewandt worden⁴⁾, von denen hier nur einige besprochen werden können.

¹⁾ Wied. Ann. **65**, 152 (1898). — ²⁾ Phil. Mag. (5) **46**, 120 (1898). — ³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **1**, 272 (1899). — ⁴⁾ Ausführliches Referat: Franck, Jahrb. d. Radioakt. **9**, 235 (1912).

Eine von Rutherford¹⁾ angewandte historisch älteste Messungsreihe basiert auf den Gleichungen des § 345. An einem ionisierten Luftvolum wird möglichst rasch hintereinander j_i , j_m und Q bestimmt. Dann erhält man aus Gl. (7), (10) und (11) in § 345:

$$(k_1 + k_2) = \alpha l / Q = \frac{j_i \cdot l}{X \cdot Q} \dots \dots \dots (1)$$

Ferner:

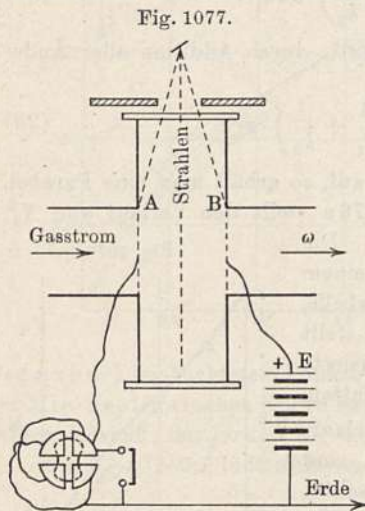
$$\beta / e = \alpha = j_m l / Q^2 \dots \dots \dots (2)$$

α ist der „elektrisch gemessene“ Vereinigungskoeffizient, d. h. der Koeffizient der Gleichung $-\delta n / \delta t = \alpha n^2$, wenn man n nicht durch die Ionenzahl, sondern durch die elektrische Ladung der Ionen mißt.

Für $(k_1 + k_2)$ erhielt Rutherford Zahlenwerte gleich einigen Zentimetern pro Sekunde für 1 Volt/cm (Zahlentabellen siehe S. 1122). α ist von Seemann (l. c.) nach Gl. (2) bestimmt worden

(siehe § 349).

Eine Methode zur getrennten Bestimmung beider Beweglichkeiten bzw. ihres Verhältnisses hat zuerst Zeleny²⁾ angegeben: Durch zwei in der Mitte aus Drahtnetz bestehende Kondensatorplatten A und B wird ein Luft- (oder Gas-)strom in Richtung AB mit der Geschwindigkeit w getrieben, während durch eine seitlich aufgestellte Röntgenröhre das Gas zwischen A und B ionisiert wird (Fig. 1077). B sei auf die Spannung $+E$ geladen; dann wird A , das mit einem Quadrantelektrometer verbunden und anfangs geerdet ist, eine Ladung nur annehmen, wenn die Geschwindigkeit $k_1 E / l$, welche das Feld den $+$ -Ionen erteilt, gleich oder größer



ist als die entgegengerichtete Gasgeschwindigkeit w , also:

$$k_1 = w l / E_1 \dots \dots \dots (3)$$

wo E_1 die „kritische“ Spannung, oberhalb derer eine Ladung von A beginnt; und ähnlich:

$$k_2 = w l / E_2 \dots \dots \dots (4)$$

Da w nicht sehr genau bestimmbar und auch nicht im ganzen Querschnitt konstant, so liefert die Methode genau nur k_1 / k_2 , indem diejenigen Spannungen E_1 / E_2 bestimmt werden, für welche gleiche Ladungsgeschwindigkeit des Kondensators statthat. Dann ist:

$$k_1 / k_2 = E_2 / E_1 \dots \dots \dots (5)$$

Zeleny fand bei den meisten Gasen eine größere Beweglichkeit des $-$ -Ions, z. B. $k_2 / k_1 = 1,37$ für Luft; damit stimmen die Befunde am Potentialverlauf im ruhenden Gase überein (vgl. Fig. 1076), welche den Wendepunkt der Potentialkurve stets näher an der Anode, das größere Gefälle also an der Kathodenseite ergaben.

¹⁾ Phil. Mag. (5) 44, 422 (1897). — ²⁾ Ebenda (5) 46, 120 (1898).

Für Präzisionsmessungen dient eine von Rutherford¹⁾ erdachte, von Franck²⁾ und Franck und Pohl³⁾ modifizierte Methode, die in Fig. 1078 schematisch dargestellt ist: Zwischen dem Drahtnetz *A* und der Platte *B* werden Ionen erzeugt. Durch ein schwaches Feld von einigen Volt werden entweder + - oder -- Ionen in den Meßkondensator *AC* getrieben, welcher mit einer Wechselspannung $e = \mathcal{E} \cdot \sin(2\pi t/T)$ verbunden ist [vgl. § 256, Gl. (2)]. Also ist das Feld zwischen *A* und *C*:

$$X = e/l = \mathcal{E}/l \cdot \sin(2\pi t/T) \dots \dots \dots (6)$$

Solange *X* gleiche Richtung hat mit dem Felde zwischen *B* und *A*, werden die durch *A* tretenden Ionen nach *C* hingetrieben. Wenn *X* seine Richtung

Fig. 1078.

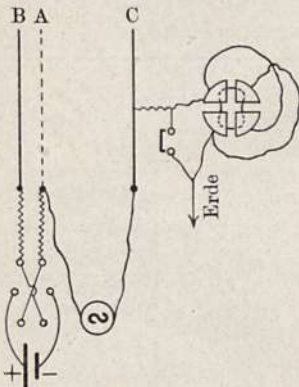
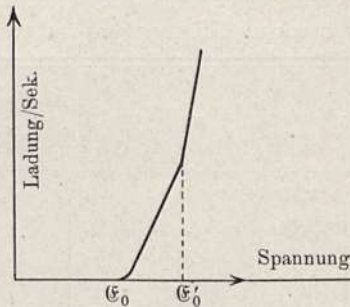


Fig. 1079.



umkehrt, so werden die aus dem Ionisationsraum kommenden Ionen bei *A* festgehalten und die schon zwischen *A* und *C*

befindlichen kehren nach *A* zurück. Erhöht man die Amplitude \mathcal{E} der Wechselspannung langsam, von Null anfangend, so erhält *C* erst dann eine Ladung, wenn während einer Halbschwingung der Wechselspannung die Ionen mindestens den Weg *AC* zurückgelegt haben. Nun ist der arithmetische Mittelwert von *X* [vgl. § 255, Gl. (42)]: $X_m = 2\mathcal{E}/l\pi$, also die während der Zeit $T/2$ zurückgelegte Strecke:

$$l = k \cdot \frac{T}{2} \cdot \frac{2\mathcal{E}}{\pi l} \quad \text{oder} \quad k = \frac{l^2 \pi}{T \mathcal{E}_0} \dots \dots \dots (7)$$

wo \mathcal{E}_0 der kritische Spannungswert, bei welchem eine Ladung von *C* beginnt (Fig. 1079): Die Methode bietet besonders den Vorteil, auch auf kleine Gas-mengen und bei beliebigen Drucken anwendbar zu sein.

Zeigt die Kurve außer bei \mathcal{E}_0 noch weitere Knicke, z. B. bei \mathcal{E}' in Fig. 1079, so deutet dies auf die Existenz mehrerer Ionenarten mit verschiedener Beweglichkeit.

Die Tabelle⁴⁾ (a. f. S., oben) enthält einige Zahlenwerte für die nach verschiedenen Methoden gemessenen Beweglichkeiten der Luft (cm²/Volt-Sek):

Die Übereinstimmung der Zahlen, namentlich für die + - Ionen, kann als Beweis für die Richtigkeit der ganzen Anschauung, sowie für die Gleichzeitigkeit der auf verschiedene Weise erzeugten + - Ionen dienen. Die größeren

¹⁾ Proc. Cambr. Soc. 9, 401 (1898). — ²⁾ Ann. d. Phys. (4) 21, 972 (1906). — ³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 69 (1907). — ⁴⁾ Nach Franck, l. c.
Müller-Pouillet-Pfaundler. IV. 71

+ - Ionen	- - Ionen	Meßmethode	Ionisator	Beobachter
1,36	1,87	Luftstrom	Röntgenstrahlen	Zeleny (l. c)
1,32	1,80	Elektrisch. Wind	Spitzenstrom	Chattock (s. § 356)
1,37	1,80	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rutherfords} \\ \text{Wechselstrom-} \\ \text{methode} \end{array} \right\}$	α -Strahlen ¹⁾	Franck u. Pohl (l. c.)
—	[2,06]		$\left\{ \begin{array}{l} \text{Photokathoden-} \\ \text{strahlen} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Kovarik}^2) \text{ und} \\ \text{Rutherford (l. c.)} \end{array} \right\}$
—	[1,4]			
1,39	—		Glühendes Metall ³⁾	Todd ⁴⁾
1,36	1,82			

Abweichungen bei den —-Ionen sind zum Teil sicher reeller Natur. Näheres hierüber siehe weiter unten.

Für eine Reihe verschiedener Gase in getrocknetem Zustande, bei Atmosphärendruck und Zimmertemperatur, sind folgende Werte erhalten worden⁵⁾:

Gas	+ - Ionen	- - Ionen	Molekulargewicht M	Mittlere Weglänge $l \cdot 10^6$ (cm)	$\frac{+}{-} \cdot \frac{M}{l \cdot 10^6}$	Beobachter
Luft	1,35	1,82	—	—	—	(Mittelwert)
H_2	6,70	7,95	2	16,3	[0,52]	Zeleny ⁶⁾
	6,02	7,68				Franck u. Pohl ⁷⁾
	5,4	7,43				Chattock ⁸⁾
	5,91	8,26				Rothgiesser ⁹⁾
O_2	1,36	1,80	32	9,1	0,83	Zeleny ⁶⁾
	1,30	1,85				Chattock ⁸⁾
	1,29	1,79				Franck ¹⁰⁾
N_2	1,27	120,4 (rein)	28	8,61	0,78	"
	1,27	1,84 (schwach verunreinigt)				"
CO_2	0,76	0,81	44	5,6	0,97	Zeleny ⁶⁾
	0,83	0,92				Chattock ⁸⁾
	0,86	0,90				Langevin ¹⁰⁾
	0,81	0,85				Wellisch (l. c)
	0,76	0,99				Rothgiesser ⁹⁾
CO	1,1	1,14	28	8,2	0,71	"
Ar	1,37	206,3 (rein)	40	8,8	0,98	Franck ¹¹⁾
	1,37	1,70 (schwach verunreinigt)				
He	5,09	etwa 500 (rein)	4	25,1	[0,41]	Franck u. Gehlhoff
	5,09	6,31 (schwach verunreinigt)				Franck u. Pohl ¹²⁾
N_2O	0,82	0,90	44	5,4	1,01	Wellisch (l. c)
NH_3	0,74	0,80	17	6,2	[0,49]	"
SO_2	etwa 0,5	—	64	4,1	0,98	Rutherford ¹³⁾

Über die Bedeutung der sechsten Spalte siehe § 347.

¹⁾ Siehe Kap. XIV. — ²⁾ Phys. Rev. **30**, 415 (1910). — ³⁾ Siehe § 352. — ⁴⁾ Le Radium **8**, 113 (1911). — ⁵⁾ Nach Franck, l. c. — ⁶⁾ Phil. Trans. **195** (A), 193 (1900). — ⁷⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 69 (1907). — ⁸⁾ Phil. Mag. (5) **48**, 401 (1899); ebenda (6) **1**, 79 (1901). — ⁹⁾ Dissert. Freiburg, 1913. — ¹⁰⁾ Ann. Chim. et Phys. (7) **28**, 495 (1903). — ¹¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 613 (1910). — ¹²⁾ Ebenda **9**, 194 (1907). — ¹³⁾ Phil. Mag. (5) **44**, 422 (1897).

§ 347. Molekulartheorie der Ionenbewegung¹⁾. Nach der kinetischen Gastheorie sind die Molekeln eines Gases in fortwährender unregelmäßiger Bewegung. Die Ionen nehmen an dieser Bewegung Teil; wenn ein elektrisches Feld einwirkt, so kommt zu dieser Molekularbewegung der Ionen noch eine Verschiebung, indem zwischen zwei Zusammenstößen mit einer Gasmolekel das Ion jedesmal einen gewissen Antrieb in der Feldrichtung erhält, vermöge dessen trotz der in Wirklichkeit ganz unregelmäßig zickzackförmigen Bahn doch schließlich eine Verschiebung in der Feldrichtung resultiert. Ist u die mittlere Molekulargeschwindigkeit der Ionen, l ihre „freie Weglänge“, so ist $\tau = l/u$ die Zeitdauer zwischen zwei Stößen. Ist e die Ladung, m die Masse eines Ions, so ist e/m die Beschleunigung im Felde Eins und $\tau \cdot e/m = le/um$ die in der Feldrichtung erlangte Geschwindigkeitskomponente am Schluß der freien Wegstrecke. Nimmt man zunächst an, daß diese Geschwindigkeitskomponente bei den Zusammenstößen im Durchschnitt jedesmal ganz vernichtet wird, so ist $le/2um$ die mittlere Geschwindigkeit des Ions in der Feldrichtung im Felde Eins, also die Beweglichkeit:

$$k = le/2um \dots \dots \dots (1)$$

Da nicht alle Ionen genau gleiche Weglängen und gleiches u haben, sondern beides nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen variiert, so kommt noch ein Zahlenfaktor hinzu, den wir a nennen wollen und für welchen verschiedene Autoren etwas abweichende Werte angegeben haben. Schreiben wir also:

$$k = a \cdot le/um \dots \dots \dots (2)$$

so ist nach Riecke²⁾ $a = 2/3$, nach Langevin³⁾ $a = 1$.

Eine exaktere Durchrechnung unter Berücksichtigung des nach jedem Stoß noch durchschnittlich bleibenden Restes der Verschiebungsgeschwindigkeit führte Lenard⁴⁾ zu der verbesserten Gleichung:

$$k = \frac{le}{2mu} \cdot \frac{2m + M}{M} \dots \dots \dots (3)$$

wobei M die Masse einer Gasmolekel. Dagegen findet Langevin⁵⁾:

$$k = \frac{le}{mu} \cdot 0,575 \sqrt{\frac{M+m}{M}}$$

oder:

$$k = \frac{0,575 le}{u \sqrt{m}} \sqrt{\frac{1}{m} + \frac{1}{M}} \dots \dots \dots (3a)$$

Dem Folgenden werde Gl. (3a) zugrunde gelegt.

Aus der Gastheorie folgt, daß:

$$Nmu^2 = 3PV = 3P_0 V_0 \Theta / \Theta_0 = 3R\Theta.$$

¹⁾ Vgl. Bd. III, Kap. XII.

²⁾ Wied. Ann. **66**, 376 (1898).

³⁾ Thèses de doctorat, Paris 1902.

⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) **3**, 313 (1900); ferner auch: Ann. (4) **40**, 393; **41**, 53 (1913); die dort entwickelte Theorie kann, da während der Korrektur erschienen, hier leider nicht mehr nach Gebühr gewürdigt werden.

⁵⁾ Ann. Chim. et Phys. (5) **8**, 245 (1905); siehe auch Reinganum, Phys. Zeitschr. **12**, 575 und 666 (1911).

Hierin bedeutet: N die Zahl der Gasmoleküle in einem Mol, d. h. in so viel Grammen, als das Molekulargewicht angibt. V oder V_0 das Volumen eines Mol beim Drucke P oder P_0 (in Dyn/cm²) und der absoluten Temperatur Θ oder Θ_0 . Es ist $P_0 V_0 / \Theta_0 = R$ die sogenannte „Gaskonstante“ (vgl. Bd. III, § 28); ihr Wert ist $R = 83,2 \cdot 10^6$ Erg/Grad. Also ist:

$$u\sqrt{m} = \sqrt{3R\Theta/N} \quad \text{und} \quad k = \frac{0,575le}{\sqrt{3R\Theta/N}} \sqrt{\frac{1}{m} + \frac{1}{N}},$$

oder nach passender Erweiterung mit N :

$$k = \frac{leN}{2\sqrt{3R\Theta}} \cdot \sqrt{\frac{1}{m'} + \frac{1}{M'}} \dots \dots \dots (4)$$

wenn $M' = MN$ und $m' = mN$ das chemische Molekulargewicht (Sauerstoff = 16) bedeutet. Endlich ist noch $eN = 9650$ CGS die zur Ausscheidung eines Mol-Äquivalents nötige Elektrizitätsmenge, wenn wir die Annahme machen, daß e gleich der elektrolytischen Valenzladung sei¹⁾ (Bestätigung siehe § 348).

Setzt man in Gl. (4) sämtliche Zahlenwerte ein, so wird schließlich:

$$k = 0,304 \cdot \frac{l}{\sqrt{\Theta}} \sqrt{\frac{1}{m'} + \frac{1}{N'}} \dots \dots \dots (5)$$

(für $X = 1$ CGS/cm; also 10^8 mal größer für 1 Volt/cm).

Wir prüfen die Theorie zunächst an den **+ - Ionen**:

Nimmt man zunächst einmal an, daß das +-Ion ein einfaches Gasmolekül sei, von welchem ein Elektron abgetrennt ist, so wird $m' = M'$ und der letzte Faktor wird gleich $\sqrt{2}/\sqrt{M'}$, so daß:

$$\underline{k_{\text{Volt}} \cdot \sqrt{M'} / l} = 10^8 \cdot 0,304 \cdot \sqrt{2} / \sqrt{\Theta} = \underline{2,55 \cdot 10^6} \dots \dots (6)$$

für $\Theta = 290$ (d. i. Zimmertemperatur), d. h.: Das Produkt $k\sqrt{M'}/l$ muß für alle +-Ionen dasselbe sein. Die angenäherte Beziehung $k\sqrt{M'} = \text{const}$ wurde von Kaufmann²⁾ empirisch gefunden. Die Beobachtung ergibt im Mittel (vgl. Tabelle, S. 1122) etwa $0,9 \cdot 10^6$, also eine etwa dreimal kleinere Beweglichkeit. Man hat verschiedene Erklärungen für diese Abweichungen zu geben versucht:

a) Die Ionen umgeben sich bald nach ihrer Entstehung mit einer Anhäufung von Molekeln („Komplexbildung“, englisch „Clusters“), wodurch m' vergrößert wird; im Maximum kann $1/m'$ gegen $1/M'$ verschwinden, wodurch k im Verhältnis $\sqrt{2}$ verkleinert, also die Konstante $k\sqrt{M'}/l = 1,8 \cdot 10^6$ wird. Die noch restierende Abweichung erklärt sich durch die mit wachsender Molekulargröße erfolgende Abnahme von l . Da mit wachsendem m' schließlich k sich nur noch durch Änderung von l ändert, so folgt in Übereinstim-

¹⁾ Die Lenardsche Gleichung gibt einen etwa doppelt so großen Wert. —
²⁾ Phys. Zeitschr. 1, 22 (1899).

nung mit der Beobachtung¹⁾, daß Ionen fremder Herkunft in einem anderen Gase etwa dieselbe Beweglichkeit haben, wie die Ionen des Gases selbst.

b) Durch die elektrischen Ladungen der Ionen wird eine Anziehung auch auf neutrale Molekeln ausgeübt; dadurch werden die Zusammenstöße vermehrt, die Weglänge also verkleinert.

Unter dieser Annahme ist die Theorie von Wellisch²⁾, Langevin³⁾ und Reinganum⁴⁾ weiter durchgeführt worden. Wegen der recht komplizierten Resultate sei auf die Originalarbeit verwiesen; die Durchrechnung zeigt, daß die Kräfte bekannter Art nicht völlig zur Erklärung ausreichen.

Man muß also entweder noch unbekannte Kraftwirkungen oder sehr starke Komplexbildung annehmen.

In der Tabelle auf S. 1122 finden sich die stärksten Abweichungen einmal bei den Gasen mit extrem großem und daher wohl am stärksten durch Komplexbildung veränderlichem l (H_2 und He), dann aber auch bei dem stark wasseranziehenden NH_3 (siehe unten § 350).

Abhängigkeit der Beweglichkeit von Druck, Temperatur, Feldstärke und Alter. Die Weglänge l ist umgekehrt proportional der Molekülzahl, also direkt proportional Θ/p , somit ist:

$$k \text{ proportional } \sqrt{\Theta/p} \dots \dots \dots (7)$$

Daß k dem Druck umgekehrt proportional sei, wurde von sehr vielen Beobachtern bestätigt [Rutherford⁵⁾, Langevin⁶⁾, Kovarik⁷⁾, Wellisch⁸⁾, Lattey⁹⁾], und zwar zwischen etwa 75 Atm. und einigen Millimetern Hg-Säule; nur bei sehr geringen Drucken wurde eine plötzlich einsetzende Zunahme von $k \cdot p$ bemerkt; folgende Tabelle nach Todd¹⁰⁾ enthält die unteren Grenzdrücke für konstantes $k \cdot p$:

Gas	Grenzdruck mm	Relative Dichte beim Grenzdruck
H_2	12,0	1,0
CH_4	1,75	1,16
Luft	1,0	1,06
CO_2	0,7	1,25
SO_2	0,45	1,28

Die Dichte beim Grenzdruck ist, worauf Franck¹¹⁾ hinweist, für alle Gase etwa dieselbe. Unterhalb des Grenzdruckes ist offenbar die Zahl der

¹⁾ Blanc, Bull. Soc. fr. d. Phys. **2**, 156 (1908) beobachtete in CO_2 erzeugte Ionen in Luft. Rutherford, Phil. Mag. (6) **5**, Jan. 1903 und Franck, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 397 (1909) beobachteten die Beweglichkeit radioaktiver Atome ($M > 200$) in Luft, N_2 und H_2 . Beobachtungen von Wellisch, Proc. Roy. Soc. **82** (A), 500 (1909) über Mischungen von Methyljodid und H_2 scheinen dem Verfasser nicht einwandfrei; denn wenn auch die ionisierenden Röntgenstrahlen praktisch nur in dem Methyljodid absorbiert werden, so werden doch wegen der indirekten Ionisierungsweise der Röntgenstrahlen (vgl. § 340) die Ionen meist im Wasserstoff erzeugt. Neueste Messungen über Beweglichkeit in Gasgemischen siehe Rothgiesser, Dissert. Freiburg 1913. — ²⁾ Phil. Trans. **209** (A), 240 (1909). — ³⁾ l. c. — ⁴⁾ l. c. — ⁵⁾ Proc. Cambr. Soc. **9**, 401 (1898). — ⁶⁾ Thèses, Paris 1902. — ⁷⁾ Phys. Rev. **30**, 415 (1910); Proc. Roy. Soc. **86**, 154 (1911). — ⁸⁾ l. c. — ⁹⁾ Proc. Roy. Soc. **84**, 173 (1910). — ¹⁰⁾ Phil. Mag. (6) **22**, 791 (1911). — ¹¹⁾ Referat, l. c.

Molekülstöße bzw. die Aufenthaltsdauer im Felde schon zu klein, um Komplexbildung zu ermöglichen, so daß die größere Beweglichkeit des einfachen Moleküliions entsteht. Im gleichen Sinne wirken auch sehr starke Felder. Endlich ergibt sich die Beweglichkeit stark vergrößert, wenn man k möglichst unmittelbar nach der Erzeugung des Ions mißt. So fand Altberg¹⁾ bei CO_2 : $k_+ = 5,7$ (statt 0,76).

Franck und Hertz²⁾ haben neuerdings eine Methode zur direkten Messung der Weglänge angegeben und für H -Ionen bei $p = 1 \text{ mm}$ $l = 0,0157 \text{ cm}$ gefunden; daraus berechnet sich für $p = 760 \text{ mm}$, $l = 27 \cdot 10^{-6}$, während die Gastheorie für das H_+ -Atom $l = 16,3 \cdot 10^{-6}$ lieferte. Die Versuchsanordnung war so getroffen, daß eine Komplexbildung nicht stattfinden konnte.

Für die Temperaturabhängigkeit ist noch zu berücksichtigen, daß der — scheinbare — Molekularquerschnitt, welchem $1/l$ proportional ist, ebenfalls von der Temperatur abhängt und dadurch noch eine weitere Temperaturfunktion zu $\sqrt{\Theta/p}$ hinzukommt. Über die Form dieser Korrektur vergleiche Reinganum (l. c.).

Beobachtungen von Phillips³⁾ ergaben zwischen etwa $\Theta = 200$ und $\Theta = 400^\circ$ Proportionalität zwischen k und Θ (nicht $\sqrt{\Theta}$).

Komplizierter liegen die Verhältnisse beim negativen Ion; dieses entsteht jedenfalls zunächst als freies Elektron, muß also, solange es in diesem Zustande ist, eine bedeutend größere Beweglichkeit besitzen, denn wegen der Kleinheit von m' kann man dann in Gl. (4) das zweite Glied unter der Wurzel vernachlässigen und die Wurzel wird etwa $\sqrt{M'/m'}$ mal [nach der Lenard-schen Gl. (3): $1/3 \sqrt{M'/m'}$ mal] größer als für das komplexe $-$ -Ion.

Nun ist $m' = 1/1760$; ferner ist für ein Elektron — von geringer, aber gegen diejenige der Molekeln immer noch großer Geschwindigkeit, vgl. § 329 — die Weglänge $4 \cdot \sqrt{2}$ mal größer als für eine Molekel; also wird für He ($M' = 4$):

$$k_-/k_+ = 4 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{4 \cdot 1760} = 475 \text{ (bzw. 158 nach Lenard),}$$

während die Beobachtung (vgl. Tabelle S. 1122) etwa 100 ergibt. Ähnlich für N_2 :

$$k_-/k_+ = 4 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{28 \cdot 1760} = 1260 \text{ (bzw. 420 gegen 95 beobachtet).}$$

Eine Erklärung durch Annahme bloß zeitweiliger Anlagerung der Elektronen an Gasteilchen findet sich bei Lenard⁴⁾.

Daß die Beobachtung freier Elektronen gerade in den chemisch trägen Gasen N_2 , Ar, He am leichtesten gelingt, ist wohl kaum ein Zufall und weist darauf hin, daß bei der Vereinigung zwischen Molekül und Elektron Kräfte elektrochemischer Art mitspielen; damit stimmt auch die Tatsache, daß unter den Beimengungen, welche das Auftreten freier Elektronen verhindern, namentlich die stark elektronegativen Gase O und Cl schon in ganz geringen Spuren

¹⁾ Ann. (4) 37, 849 (1912). — ²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 596 (1912). — ³⁾ Proc. Roy. Soc. 78, 167 (1906). — ⁴⁾ Ann. de Phys. (4) 40, 393; 41, 53 (1913).

wirken¹⁾; ferner wird das Elektron durch Spuren leicht kondensierbarer Dämpfe, z. B. H_2O , gefesselt, weil es die Kondensation befördert (siehe § 350).

Bei anderen Gasen (Luft, CO_2 , H_2) macht sich das Auftreten freier Elektronen, bei sehr niederen Drucken p und großen Feldstärken X , durch einen plötzlichen enormen Anstieg von $k \cdot p$ bemerkbar. Nach Beobachtungen von Lattey²⁾ und von Lattey und Tizard³⁾ findet der Anstieg bei einem bestimmten Wert von X/p statt, also bei einem bestimmten Wert von $X \cdot l$, das ist die auf eine Weglänge entfallende Potentialdifferenz. Diese ist aber das Maß für die erreichte Energie des Elektrons unmittelbar vor dem Stoß; wenn die Energie einen gewissen Betrag überschreitet, so sind offenbar die Molekularkräfte nicht mehr imstande, das Elektron festzuhalten⁴⁾. Der kritische Wert von X/p beträgt⁵⁾:

etwa 0,025	für H_2 ,
„ 0,09	„ Luft,
„ 0,18	„ CO_2 .

Die kritische Potentialdifferenz pro Weglänge berechnet sich zu etwa 3 bis 8 zehntausendstel Volt, die Stoßgeschwindigkeit des Elektrons zu etwa 10 km/sec, also viel größer als die Molekulargeschwindigkeit, die für Wasserstoff etwa 2 km/sec beträgt.

Nach Duane⁶⁾ läßt sich die Elektronennatur der abnorm raschen — Ionen auch durch die Einwirkung eines Magnetfeldes auf den Strom nachweisen.

§ 348. Diffusion der Ionen; Valenzladung. Wenn sich Ionen in einem Gefäße ohne Einwirkung eines elektrischen Feldes befinden, so verschwinden sie mit der Zeit teils durch Wiedervereinigung, teils durch Diffusion an die Wände, wo sie festgehalten bzw. entladen werden. Da die Vereinigung proportional n^2 und der Größe des Volumens, der Diffusionsverlust aber proportional n und der Größe der Gefäßoberfläche ist, so kann man durch passende Wahl — geringe Konzentration und große Oberfläche — dahin wirken, daß die Diffusionswirkung überwiegt. Townsend⁷⁾ maß die Ionendiffusion, indem er ein ionisiertes Gas durch eine große Anzahl parallelgeschalteter Kapillarröhren hindurchtrieb und die Konzentration vor und hinter den Röhren bestimmte. Die folgende Tabelle enthält die von ihm gefundenen Zahlen:

	D_+	D_-
Luft	0,0274	0,042
O_2	0,025	0,040
CO_2	0,023	0,026
H_2	0,123	0,190

D ist theoretisch definiert als die Anzahl der durch ein Quadratcentimeter pro Sekunde hindurchwandernden Ionen, wenn die Konzentrations-

¹⁾ Franck, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 613 (1910). — ²⁾ Proc. Roy. Soc. **84**, 173 (1910). — ³⁾ Ebenda **86**, 349 (1912). — ⁴⁾ Über die „Reflexion“ von Elektronen an Gasmolekeln siehe Franck und Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 373 (1913). — ⁵⁾ x in Volt/cm, p in mm. — ⁶⁾ Compt. rend. **153**, 336 (1911). — ⁷⁾ Proc. Roy. Soc. **65**, 192 (1899).

differenz pro Zentimeter gleich Eins ist. Andererseits ist diese Anzahl aber gleich dem Produkte aus Wanderungsgeschwindigkeit v und Konzentration n , also:

$$vn = D \dots \dots \dots (1)$$

Man kann sich diese Verschiebung vorstellen als die Wirkung einer konstanten, auf die Ionen wirkenden Kraft F , welche gleich der der Konzentrationsdifferenz Eins entsprechenden Differenz der Partialdrucke der Ionen ist. Sind in einem Kubikzentimeter eines Gases von Atmosphärendruck, also $p_0 = 10^6 \text{ Dyn/cm}^2$, N Molekeln enthalten, so üben n Ionen pro Kubikzentimeter einen Druck

$$p = p_0 n/N \dots \dots \dots (2)$$

aus, und der Konzentrationsdifferenz Eins entspricht die Druckdifferenz $p_0/N = F$. Auf ein einzelnes Ion wirkt also die Kraft F/n , welche diesem eine Geschwindigkeit

$$v = u \cdot F/n = u p_0 / N n \dots \dots \dots (3)$$

erteilt, wo u die „absolute“ Beweglichkeit, d. h. die Verschiebungsgeschwindigkeit für ein Dyn pro Ion ist. Aus Gl. (1) und (3) folgt:

$$D = u \cdot p_0 / N \dots \dots \dots (4)$$

Nun läßt sich u aus der „elektrischen Beweglichkeit“ k berechnen; denn diese entspricht einer Kraft von 1 Volt/cm $= 10^8 \text{ CGS/cm}$ auf eine Ladung e , also $10^8 \cdot e$ Dynen. Also ist:

$$u = k / 10^8 e \dots \dots \dots (5)$$

Aus Gl. (4) und (5) folgt, wenn man noch für p_0 seinen Zahlenwert einsetzt:

$$k/D = 100 Ne \dots \dots \dots (6)$$

Nimmt man an, daß e gleich der elektrochemischen Valenzladung sei, so ist Ne diejenige Elektrizitätsmenge, die nötig ist, um 1 ccm eines einwertigen einatomigen Gases elektrolytisch auszuscheiden, das sind aber 0,433 CGS; dann müßte also $k/D = 43$ sein.

Mit Hilfe der auf S. 1122 angegebenen Werte von k erhält man im Mittel k_+/D gleich 47 und $k_-/D = 41$, so daß unsere Annahme bestätigt wird, nämlich:

Die Gasionen haben — im allgemeinen — dieselbe Ladung wie einwertige elektrolytische Ionen.

Die etwas größere Abweichung für die $+$ -Ionen im Sinne eines zu großen k oder zu kleinen D ist auch bei späteren Messungen von Townsend¹⁾, sowie von Franck und Westphal²⁾ wiedergefunden und in dem Sinne gedeutet worden, daß ein gewisser Bruchteil, nämlich etwa 9 Proz., der durch Röntgenstrahlen erzeugten $+$ -Ionen die Ladung $2e$ besitze; auffällig erscheint allerdings der Befund der letztgenannten Autoren, daß die anomalen Ionen die halbe Diffusionskonstante, aber die gleiche Beweglichkeit wie die normalen besitzen. Die Molekulartheorie läßt umgekehrt eine der Ladung proportionale Beweglichkeit, aber unabhängige Diffusion erwarten.

Die größere Diffusionsgeschwindigkeit der $-$ -Ionen bewirkt, daß ein ionisiertes Gas, welches durch irgend welche engen Röhren oder durch Draht-

¹⁾ Proc. Roy. Soc. **80**, 207; **81**, 464 (1908); **85**, 25 (1911). — ²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 146 und 276 (1909).

netze, Filter und dergleichen hindurchströmt, mehr negative als positive Ionen verliert und somit positiv geladen ausströmt, während das die Filter enthaltende Rohr sich negativ ladet¹⁾.

Bei niederen Drucken nimmt ($D_{-} \cdot p$) in ähnlicher Weise und aus gleichen Gründen zu, wie $(k_{-} \cdot p)^2$.

§ 349. Wiedervereinigung der Ionen³⁾. Bei der äußerst geringen Zahl der Ionen im Vergleich zu den Gasmolekeln (vgl. § 344) wäre die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Ionen viel zu gering, um die beobachteten Werte der Wiedervereinigung zu erklären, wenn die Ionen nicht infolge ihrer elektrischen Ladungen schon aus größerer Entfernung einander anzögen und dadurch die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes vermehrten. Langevin⁴⁾ hat eine auf dieser Anschauung beruhende Theorie der Ionenvereinigung entwickelt:

Wir denken uns um irgend ein $-$ -Ion eine Kugel vom Radius r gelegt, wobei r klein gegen den mittleren Abstand zweier Ionen, aber groß gegen die mittlere Weglänge der Moleküle sei. Eine einfache Rechnung zeigt, daß diese Bedingung in den experimentell realisierbaren Fällen durchaus erfüllbar ist. Wir berechnen die Zahl der $+$ -Ionen, die im Durchschnitt pro Sekunde in diese Kugel eindringen; die elektrische Kraft an der Oberfläche beträgt e/r^2 , also die Geschwindigkeit, mit der ein $+$ -Ion angezogen wird, $k_1 e/r^2$, und die Geschwindigkeit, mit der das $-$ -Ion ihm entgegenwandert, $k_2 e/r^2$. Die Relativgeschwindigkeit beider beträgt also $v = (k_1 + k_2) e/r^2$. Die Zahl der pro Sekunde in die Kugel eindringenden $+$ -Ionen ist gleich der Zahl, die sich in einer die Kugel r umgebenden Schale von der Dicke v befindet; ist also n_1 die Konzentration der $+$ -Ionen, so ist $4\pi r^2 v \cdot n_1 = 4\pi e(k_1 + k_2) n_1$ diese Anzahl. Ist n_2 die Konzentration der $-$ -Ionen, so ist die Zahl der überhaupt in sämtliche um die $-$ -Ionen geschlagenen Kugeln eindringenden $+$ -Ionen oder die Zahl der „Zusammenstöße“ pro Sekunde gleich:

$$\beta = 4\pi e(k_1 + k_2) \cdot n_1 n_2 \dots \dots \dots (1)$$

also unabhängig von der willkürlichen Größe der Kugel.

Nehmen wir an, daß ein gewisser Bruchteil α hiervon zu einer Vereinigung führt, so wird der „elektrisch gemessene“ (vgl. § 346) Vereinigungskoeffizient:

$$\alpha = \beta/e = \varepsilon 4\pi(k_1 + k_2) \dots \dots \dots (2)$$

In dieser Gleichung sind sowohl e als auch $(k_1 + k_2)$ in elektrostatischem Maß zu messen, also die k -Werte von S. 1122 mit 300 zu multiplizieren.

Langevin hat eine Methode angegeben, welche direkt ε zu messen gestattet. Er bestimmt nämlich die Ladung Q , wie in Gl. (11), § 345 definiert, aber für verschiedene Feldstärken. Dann wird offenbar bei schwächeren Feldern nur ein Teil der Gesamtladung Q_0 aufgefangen. Dieser Teil wird mit $(k_1 + k_2)$ wachsen, weil mit wachsender Beweglichkeit die Zeit abnimmt, welche die Ionen im Kondensator verweilen und während welcher sie sich vereinigen können; ferner wird Q mit wachsendem α abnehmen. Im ganzen ist also Q eine Funktion von $(k_1 + k_2)/\alpha$ oder von ε .

¹⁾ Zeleny, Phil. Mag. (5) 46, 120 (1898). — ²⁾ Townsend, l. c. (1911). — ³⁾ Referat: Harms, Jahrb. d. Radioakt. 3, 321 (1906). — ⁴⁾ Thèses, Paris 1902.

Auf diese Weise bestimmte Langevin folgende Werte von ϵ (bei Atmosphärendruck):

	ϵ
Luft	0,27
CO ₂	0,51

Die hieraus und aus den bekannten k -Werten nach Gl. (2) berechneten Zahlen für α befinden sich zusammen mit den Ergebnissen der Beobachtung in der folgenden Tabelle:

Beobachter:	Townsend ¹⁾	McClung ²⁾	Hendren ³⁾	Seemann ⁴⁾	Langevin berechnet
Luft	3420	3380	3300	3250	3200
O ₂	3380	—	—	—	—
CO ₂	3500	3490	—	[etwa 960?]	3400
H ₂	3020	2940	—	—	—

Der Faktor ϵ wird offenbar um so geringer sein, je weniger Gasmolekeln in der oben betrachteten Kugel r enthalten sind, denn um so mehr werden

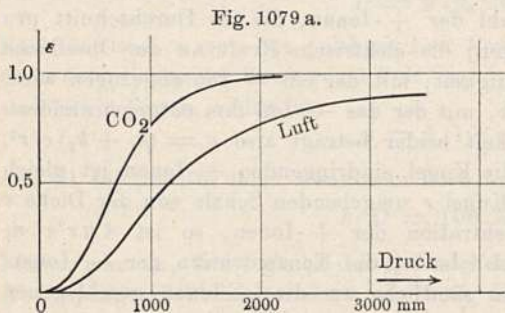


Fig. 1079 a.

dann die Ionen bei ihrer Annäherung kinetische Energie erwerben können und schließlich in hyperbelartigen Bahnen umeinander herum und wieder auseinander fliegen. Es wird also ϵ mit abnehmendem Druck stark abnehmen und schließlich Null, mit wachsendem Druck dagegen schließlich gleich Eins werden müssen. Die Beobachtungen Langevins bestätigen diese Folgerung, wie Fig. 1079 a zeigt.

Für $p < 400$ mm ist etwa:

$$\epsilon = 4,3 \cdot 10^{-7} \cdot p^2 \dots \dots \dots (3)$$

Über die Abhängigkeit von der Temperatur siehe Erikson⁵⁾; über die Theorie der Druckabhängigkeit siehe Richardson⁶⁾.

Anfangsvereinigung. Im Augenblick der Entstehung eines Ionenpaares befinden sich die entgegengesetzten Ladungen noch in sehr kleinem Abstände voneinander, die Wahrscheinlichkeit, daß die eben getrennten Ionen sich wieder vereinigen, ist also größer als nach einiger Zeit, wenn beide schon auseinander diffundiert sind. Ferner folgt aus der indirekten Wirkungsweise der Röntgenstrahlen als Ionisatoren (vgl. § 340), daß längs der Ionisationsbahnen der ionisierenden Elektronen die wahre Konzentration viel größer ist, als die den elektrischen Meßmethoden allein zugängliche mittlere Konzentration. Und da für die Vereinigung nicht der Mittelwert von n , sondern derjenige von n^2 in Betracht kommt, welcher bei ungleichmäßiger Verteilung viel größer ist, so muß dadurch die anfängliche Wiedervereinigung

¹⁾ Phil. Trans. **193**, 129 (1899). — ²⁾ Phil. Mag. (6) **5**, 283 (1902). — ³⁾ Phys. Rev. **21**, 314 (1905). — ⁴⁾ Dissert., Königsberg 1912; Ann. d. Phys. (4) **38**, 781 (1912). — ⁵⁾ Phil. Mag. (6) **23**, 747 (1912). — ⁶⁾ Ebenda (6) **10**, 242 (1905).

(„Initialrekombination“) bedeutend größer sein als der normale Wert. Die ersten Vermutungen in dieser Richtung haben Bragg und Kleeman¹⁾ ausgesprochen. Direkte Messungen von Plimpton²⁾ haben für Luft innerhalb der ersten 0,3 bis 0,4 Sekunden nach der Wirkung der Röntgenstrahlen Werte von α für Luft bis zu 11 500, für CO₂ bis zu 10 000 ergeben.

§ 350. Ionen als Kondensationskerne³⁾. Wenn in einem mit gesättigtem Wasserdampf gefüllten Gefäß durch eine rasche Expansion und die damit verbundene Abkühlung eine Übersättigung des Dampfes bewirkt wird, so tritt bekanntlich eine Kondensation zu flüssigem Wasser ein. Während aber diese Kondensation an den Gefäßwänden und an der Oberfläche des den Gefäßboden bedeckenden, zur Aufrechterhaltung des Sättigungszustandes nötigen Wassers sofort eintritt und sich als Tröpfchenbelag auf der vorher trockenen Wand bemerkbar macht, wenn die Übersättigung nur eben beginnt, ist es zur Tröpfchenbildung im Dampftraume selbst nötig, daß eine gewisse ziemlich beträchtliche Übersättigung herrsche; ist die Luft im Gefäße nach längerem Stehen völlig staubfrei geworden, so findet die Kondensation nur an verhältnismäßig wenigen Punkten statt; man beobachtet einen rasch fallenden Regen von wenigen ziemlich großen Tröpfchen (Versuchsordnung siehe weiter unten). Enthält dagegen die Luft Staubteilchen, so ist die Zahl der Tröpfchen viel größer, die einzelnen Tröpfchen dagegen sind entsprechend kleiner und man beobachtet einen mehr oder weniger dichten Nebel, der ganz langsam zu Boden sinkt. Derartige Beobachtungen über die Wirkung von Staubteilchen als

„Kondensationskerne“

sind zuerst von Coulier⁴⁾ im Jahre 1875 publiziert worden; Aitken⁵⁾ hat dann die Erscheinung zur Konstruktion eines Staubzählers benutzt.

Nach Barus⁶⁾ sollen auch in der staubfreien Luft Kondensationskerne in Form zufällig sich bildender Aggregate mehrerer Molekeln vorhanden sein.

R. v. Helmholtz⁷⁾, welcher die Kondensationswirkungen an einem aus einer Düse ausströmenden Dampfstrahl untersuchte, fand, daß der längs der ersten 1 bis 2 cm fast unsichtbare, also offenbar übersättigte Dampfstrahl sofort deutlich sichtbar wird, wenn man feinen Staub in ihn hineinbläst; er fand ferner die für uns besonders wichtige Tatsache, daß elektrische Entladungen, z. B. ein Spitzenstrom in unmittelbarer Nähe des Dampfstrahles diesen sofort bis dicht an die Ausströmungsöffnung weißlich aufleuchten lassen. Richarz⁸⁾ fand, daß auch Bestrahlung mit Röntgenstrahlen in gleicher Weise auf den Dampfstrahl wirkt; wir können also annehmen, daß es die in der Luft erzeugten Ionen sind, welche hier als Kondensationskerne wirksam sind.

Versuch I. Zur Beobachtung des Dampfstrahlphänomens läßt man den in einem kleinen Kessel aus destilliertem Wasser entwickelten Dampf

¹⁾ Phil. Mag. (6) **11**, 466 (1906); **12**, 273 (1906). — ²⁾ Ebenda (6) **25**, 65 (1913).

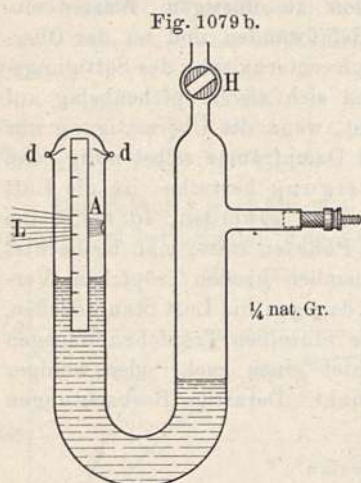
³⁾ Berichte mit vollständiger Literaturübersicht siehe Gerdien, Jahrb. d. Radioakt. **1**, 24 (1904); Prziham; ebenda **8**, 285 (1911). Über die Bedeutung für die Physik der Atmosphäre siehe Kapitel XV. — ⁴⁾ Journ. d. pharm. et chim. (4) **22**, 165 (1875).

⁵⁾ Trans. Roy. Soc. Edinb. **30**, 337 (1881). — ⁶⁾ Sill. Journ. **13**, 400 (1902). —

⁷⁾ Wied. Ann. **32**, 1 (1887). — ⁸⁾ Wied. Ann. **59**, 592 (1896).

aus einer etwa 2 mm weiten metallenen Öffnung horizontal ausströmen und nähert von unten her eine mit einer Elektrisiermaschine oder einem Induktorium verbundene Spitze. Den Strahl beleuchtet man mit einer kräftigen, gegen den Beobachter hin abgeblendeten Lampe von vorn oder von der Seite her und beobachtet gegen einen dunklen Hintergrund. Läßt man die Spitzenentladung intermittierend auftreten, so beobachtet man deutlich ein jedesmaliges Zucken des Strahles in der oben geschilderten Weise.

Versuch II. Für quantitative Messungen sind „Expansionskammern“ geeigneter, wie sie von C. T. R. Wilson und anderen konstruiert worden



sind. Für Demonstrationszwecke ist der in Fig. 1079b abgebildete Apparat nach Aitken¹⁾ bequem. Mittels eines in das seitliche Glasrohr eingekitteten Fahrradventils und einer Fahrradpumpe wird die Luft im Apparat komprimiert und dadurch das Volumen über dem Wasser bei A verkleinert. Nachdem der Apparat etwa eine Minute gestanden hat, um die Kompressionswärme an die Umgebung abzugeben, öffnet man plötzlich den sehr weiten Hahn H, durch den die eingepreßte Luft rasch entweicht und damit auch die Luft bei A sich wieder plötzlich expandieren läßt. Sollten etwa bei der Füllung noch Staubkerne mit nach A gelangt sein, so werden diese durch mehrmalige Expansion und Absetzen-

lassen der Tröpfchen beseitigt. Dann findet man, daß eine Tröpfchenbildung nur mehr eintritt, wenn ein ganz bestimmter Expansionsgrad, nämlich ein Verhältnis des Endvolumens zum Anfangsvolumen gleich etwa 1,37 bis 1,42²⁾ vorhanden ist, das an einer aufgeklebten Papierskala abgelesen wird. Zur besseren Sichtbarmachung der Tröpfchen dient der durch eine Linse von der Seite her konzentrierte Lichtkegel L einer Bogenlampe.

Jetzt füllen wir die Luft mit Ionen, indem wir eine schwache elektrische Entladung vermittelt der eingeschmolzenen Drähte dd durch den Dampfraum schlagen lassen. Der Expansionsversuch ergibt jetzt einen dichten weißlichen Nebel, der sich sehr langsam zu Boden setzt, also jedenfalls aus sehr vielen und kleinen Tröpfchen besteht. Die Kondensation findet schon bei einem Expansionsverhältnis von etwa 1,25 statt.

In gleicher Weise wirken Röntgenstrahlen; am besten, wenn sie während der Expansion wirken. Der Nebel ist zwar dünner, als bei der direkten elektrischen Entladung, offenbar, weil jetzt die Ionenzahl geringer ist, aber die Expansionsgrenze bleibt dieselbe. Die in Fig. 1062 reproduzierte Photographie nach Wilson ist in ähnlicher Weise erhalten, nur daß dort die Ionen eines einzigen Entladungsschlages in einem sehr schmalen Strahlenbündel vorliegen.

¹⁾ Proc. Roy. Soc. Edinb. 29, 471 (1909). — ²⁾ Nach C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. 61, 240 (1897).

Auch nach Aufhören der Bestrahlung bleiben die Ionen im Gase offenbar noch lange bestehen, und erst nach einigen Sekunden nach Röntgenbestrahlung, nach 3 bis 5 Minuten, nach einer elektrischen Entladung¹⁾, hat die Luft wieder ihren normalen Zustand. Die Wiedervereinigung, also auch die Beweglichkeit der Ionen, ist im gesättigten Dampf offenbar stark verlangsamt; wir werden unten sehen, daß die Ionen auch im ungesättigten Dampf schon bis zu einem gewissen Grade kondensierend wirken.

Theorie. Die Wirkung der Kondensationskerne beruht auf der von W. Thomson²⁾ (Lord Kelvin) und E. Warburg³⁾ theoretisch untersuchten Abhängigkeit der Sättigungsspannung des Dampfes von der Krümmung der Oberfläche: Man betrachte (Fig. 1080) ein ringförmiges Gefäß, das aus einem sehr weiten und einem sehr engen Schenkel bestehe. Wenn die Wände aus einem von der Flüssigkeit nicht benetzten Material bestehen, so steht die Flüssigkeit im engen Rohr tiefer und bildet eine kugelförmige Oberfläche; ist deren Krümmungsradius r , die Oberflächenspannung der Flüssigkeit T , ihre Dichte d , so ist die Höhendifferenz:

$$h = 2T/d \dots \dots \dots (1)$$

Wenn das Ganze auf gleicher Temperatur, so muß alles im Gleichgewicht sein und somit der Dampfdruck P über der gekrümmten, weil tiefer stehenden Fläche um das Gewicht der Dampfsäule von der Höhe h größer sein, als der Druck P_0 über der ebenen Fläche. Die barometrische Höhenformel ergibt:

$$\log_{\text{nat}}(P/P_0) = h d_0/P_0 \dots \dots \dots (2)$$

wo d_0 die Dichte des Dampfes beim Druck P_0 . Nach dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz ist aber $P_0/d_0 = R\Theta/M$ ($R = 83 \cdot 10^6$ gleich „Gas-konstante“, $\Theta =$ absolute Temperatur, $M =$ Molekulargewicht), somit, wenn noch für h sein Wert aus 1 eingesetzt wird:

$$\log_{\text{nat}}(P/P_0) = 2MT/(R\Theta \cdot rd) \dots \dots \dots (3)$$

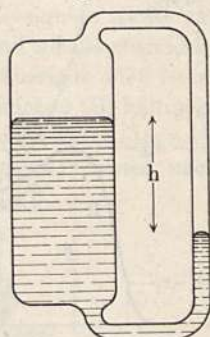
Je kleiner also r , desto größer der Sättigungsdruck P . Ohne Kondensationskern würde danach eine Bildung eines — zunächst doch unendlich kleinen — Tröpfchens nur bei unendlich großer Übersättigung möglich sein; ein Stäubchen vom Radius r vermindert die Übersättigung auf den durch Gl. (3) definierten Betrag.

Enthält der Tropfen im Inneren eine Ladung e , so wird durch Influenz auch die Oberfläche dieselbe Ladung besitzen und deren elektrische Energie gleich $e^2/2r$ sein (vgl. § 92). Die gegenseitige Abstoßung der Oberflächenladungen sucht die Oberfläche zu vergrößern, während die Oberflächenspannung T sie zu verkleinern sucht; die Ladung wirkt also wie eine Verkleinerung von T , sie bewirkt also auch eine Verkleinerung von P . Einer Oberflächenvermehrung $\delta f = \delta(4\pi r^2) = 8\pi r \delta r$ entspricht eine Verminderung der elektrischen Energie von

$$e^2/2r - e^2/2(r + \delta r) = -e^2 \delta r / 2r^2 = -e^2 \delta f / 16\pi r^3.$$

¹⁾ Bei einer Entladung entstehen nämlich auch feine Metallstaubpartikel, welche als Kerne wirken und nur sehr langsam verschwinden. — ²⁾ Phil. Mag. (4) 42, 448 (1871). — ³⁾ Wied. Ann. 28, 394 (1886).

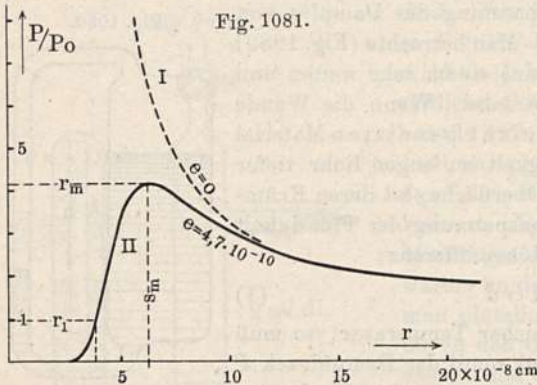
Fig. 1080.



Die Vermehrung der Oberflächenspannungsenergie beträgt $T\delta f$; die scheinbare Verminderung der Oberflächenspannung durch die Ladung beträgt also $e^2/16\pi r^3$ und wir erhalten:

$$\lg \frac{P}{P_0} = \frac{M}{\sigma R \Theta} \left[\frac{2T}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4} \right] \quad (\text{J. J. Thomson}) \quad \dots \quad (4)$$

Kurve I in Fig. 1081 zeigt den Verlauf von P/P_0 als Funktion von r für Wasserdampf und ungeladene Kerne; Kurve II für eine Kernladung von $e = 4,7 \cdot 10^{-10}$ cgs¹⁾. Man sieht, daß bei sehr kleinen Durchmessern



($r < r_1$) die elektrische Wirkung sogar die Oberflächenspannung überkompensiert und die Dampfspannung kleiner ist, als die normale. Es wird sich deshalb jedes Ion, das kleiner ist als r_1 , mit einem Wassermantel umgeben, auch wenn der Dampf noch ungesättigt ist; mit wachsender Dampfspannung wächst der Radius des Wassermantels stetig bis zu dem Werte r_1 . Wird

der Dampf übersättigt, so tritt weiteres Wachstum bis zu dem noch immer äußerst kleinen Werte r_m ein. Sowie dieser erreicht oder überschritten wird, ist der Zustand labil und die Tröpfchen vergrößern sich automatisch weiter zu sichtbaren Nebeltröpfchen. Aus diesem Verlauf erklärt sich, daß erstens schon Spuren von Feuchtigkeit genügen, um die Beweglichkeit freier Elektronen ($r < r_1$) durch Anlagerung von Wasser auf den Wert der Ionen herunterzudrücken (vgl. § 347), und daß zweitens zur Erzeugung sichtbarer Tröpfchen an Ionen eine ganz bestimmte Grenzübersättigung s_m nötig ist, aus welcher sich rückwärts die Ladung des Ions berechnen läßt. Es ergibt sich aus der 4,2 fachen Übersättigung beim $-$ -Ion $e = 4,6 \cdot 10^{-10}$ cgs; die fast numerisch genaue Übereinstimmung mit den Resultaten direkterer Methoden (siehe § 351) dürfte Zufall sein, da ja die Anwendbarkeit der gewöhnlichen Gleichungen der Kapillarität und Elektrostatik auf Gebilde von molekularer Größe und auf Ladungen, die bloß aus einem Elektron bestehen, zweifelhaft erscheint. Wenn gleichwohl die Resultate mit anderweitig erhaltenen übereinstimmen, so kann hier eine teilweise Fehlerkompensation obwalten (Sutherland).

Die Verschiedenheit in der Kondensationswirkung negativer und positiver Ionen — in Wasserdampf wirken die negativen Ionen bei kleinerer Übersättigung, in den meisten anderen Dämpfen ist es umgekehrt — ist noch nicht völlig aufgeklärt. Nach J. J. Thomson²⁾ und Laby³⁾ spielen von Kontaktpotentialen herrührende elektrische Doppelschichten (vgl. § 190)

¹⁾ Dies ist die Ladung eines einzelnen Elementarquantums, wie im folgenden Paragraph gezeigt werden soll. Die Kurven sind dem zitierten Referat von Prziham entnommen. — ²⁾ Conduct. of electr. in Gases, II. Edit. — ³⁾ Phil. Trans. 208, 445 (1908).

an der Oberfläche eine Rolle hierbei, indem sie je nach ihrem Vorzeichen die Wirkung der Ionenladung verstärken oder schwächen.

Beschwerte Ionen. Außer ihrer kondensationsbefördernden Eigenschaft haben die Ionen auch das in seinem Mechanismus noch nicht völlig aufgeklärte Bestreben, sich an bereits in dem Gase vorhandene „Kerne“, d. h. an irgend welche größere Molekülaggregate, anzulagern und dadurch schwer bewegliche sogenannte

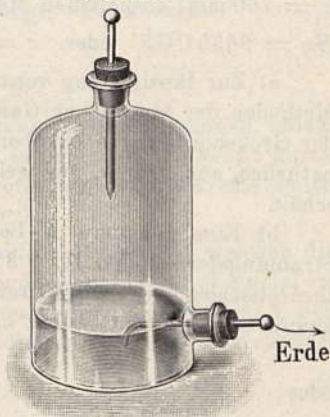
„große Ionen“

oder „beschwerte Ionen“ zu bilden; bisweilen wird für diese auch die Bezeichnung „Langevin-Ionen“ gebraucht, weil Langevin¹⁾ ihr fast regelmäßiges Vorkommen in der freien Atmosphäre nachwies. Geeignete Kerne zur Anlagerung der Ionen treten jedesmal auf, wenn durch irgend welche chemische oder physikalische Vorgänge die Möglichkeit zur Bildung flüssiger oder fester Produkte gegeben ist. Hierhin gehören z. B. die von gewöhnlichen (H-haltigen) Flammen aufsteigenden Verbrennungsgase²⁾, deren Ionen nach McClelland³⁾ eine Beweglichkeit von nur etwa $0,04 \text{ cm}^2/\text{Volt-Sek.}$ zeigen; ferner nach Sachs⁴⁾ mit sehr kurzwelligem ultravioletten Licht bestrahlte Luft, in welcher sich jedoch nach Lenard und Ramsauer⁵⁾ die Kerne nur infolge des Vorhandenseins gewisser schwer vermeidbarer Verunreinigungen bilden. Endlich nach Owen und Hughes⁶⁾ die Kerne, die sich in völlig reinen Gasen bilden, wenn sie kurze Zeit bis nahe zur Verflüssigung abgekühlt waren.

Mit der Bildung beschwerter Ionen durch Kerne hängen auch gewisse, schon viel früher untersuchte Erfahrungen über die Möglichkeit zusammen, Luft und andere Gase zu „elektrisieren“, d. h. einem Gase eine räumliche Ladung zu erteilen, die an ihm haftet und mit ihm bei mechanischer Bewegung mitgeführt wird. Hierhin gehören die Untersuchungen von Nahrwold⁷⁾ und von Warburg⁸⁾ über die Elektrisierung der Luft durch Spitzenentladung. Beide Beobachter zeigten, daß eine Elektrisierung nur möglich ist, wenn die Luft Kerne enthält, z. B. Staub oder feine Metallpartikel, die von einem glühenden Draht ausgehen⁹⁾.

Die Ionenanheftung an Staub kann man nach Nahrwold in einfacher Weise demonstrieren (Fig. 1082). In eine Flasche mit seitlichem Tubulus ragt von oben her eine Spitze, von der Seite ein Draht als Zuleitung zu einer den Boden bedeckenden Wasserschicht, die als Erdelektrode dient. Man füllt die Flasche mit Rauch und läßt dann eine Spitzenentladung hindurch-

Fig. 1082.



¹⁾ Compt. rend. **140**, 232 und 305 (1905). — ²⁾ CO-Flammen enthalten nach de Broglie [Compt. rend. **144**, 563 (1907)] keine Kerne. — ³⁾ Phil. Mag. (5) **46**, 29 (1898). — ⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) **34**, 469 (1910). — ⁵⁾ Heidelb. Ber. 1910, Nr. 28, 31, 32; 1911, Nr. 16, 24. — ⁶⁾ Phil. Mag. (6) **14**, 528 (1907); **15**, 746 (1908). — ⁷⁾ Wied. Ann. **5**, 460 (1878); **31**, 448 (1887); **35**, 107 (1899). — ⁸⁾ Ebenda **63**, 411 (1897). — ⁹⁾ Von einem glühenden Draht gehen nach neuerer Erfahrung auch Ionen aus (siehe § 352).

gehen. Sofort ballt sich der Rauch zusammen und verschwindet, indem er an die Wände oder in das Wasser getrieben wird.

§ 351. Messung des elektrischen Elementarquantums. Die Bestimmung des Elementarquantums e , d. h. der Ladung eines einzelnen einwertigen Ions oder eines Elektrons ist in den letzten Jahren Gegenstand sehr zahlreicher Bestimmungen nach sehr verschiedenartigen Methoden gewesen; die gute Übereinstimmung der Resultate kann als starke Stütze für die Richtigkeit der atomistischen Auffassung der Elektrizität und der Materie betrachtet werden. Der große Umfang der einschlägigen Literatur gestattet nur eine gedrängte Darstellung; ein ausführliches Referat hat R. Pohl¹⁾ gegeben.

Die Bestimmungsmethoden lassen sich in drei große Gruppen teilen:

I. Berechnung von e aus der Molekelzahl N . Zur elektrolytischen Ausscheidung von 1 Mol (= M Gramm) eines einwertigen einatomigen Gases (vom Molekulargewicht M) ist die Elektrizitätsmenge 1 F = 9650 CGS nötig. Ist also N die Zahl der in einem Molvolum = 22 400 ccm (bei 0° und $p = 760$ mm) enthaltenen Molekeln, so ist:

$$Ne = 9650 \text{ CGS} \quad \text{oder} \quad e = 9650/N \text{ CGS} = 9650 \cdot 3 \cdot 10^{10}/N \text{ cgs} \quad (1)$$

a) Zur Bestimmung von N stehen zunächst die in Bd. III beschriebenen Methoden der kinetischen Gastheorie zur Verfügung; da ihre Ergebnisse nur der Größenordnung nach übereinstimmende Werte ergeben, so gilt dasselbe natürlich auch für e , für welches man Werte von etwa 10^{-10} bis 10^{-9} cgs erhält.

b) Eine genauere N -Bestimmung ergibt sich aus der Planckschen Strahlungsformel [Bd. II, § 314, Gl. (4)], deren Konstanten auf molekular-theoretischem Wege abgeleitet sind und die Zahl N enthalten. Die dort vorkommende Konstante k hat nämlich die Bedeutung:

$$k = R/N \dots \dots \dots (2)$$

oder

$$N = R/k \dots \dots \dots (3)$$

$R = 83 \cdot 10^6$ ist die „Gaskonstante“. k ergibt sich aus Strahlungsmessungen (vgl. Bd. II, l. c.) zu $1,346 \cdot 10^{-16}$, woraus:

$$N = 61,7 \cdot 10^{22} \dots \dots \dots (4)$$

und

$$e = 4,70 \cdot 10^{-10} \text{ cgs} \dots \dots \dots (5)$$

c) Die sogenannte Brownsche Molekularbewegung (vgl. Bd. III) hängt nach Formeln, die von Einstein²⁾ angegeben sind, mit der Masse und Größe der suspendierten Teilchen, der Dichte und Reibung der Flüssigkeit, sowie der Zahl N zusammen, so daß sich aus den beobachteten Bewegungen N berechnen läßt. Bestimmungen von Perrin³⁾ und Svedberg⁴⁾ ergaben $e = 4,1$ bis $4,6 \cdot 10^{-10}$ cgs.

Zu ähnlichen Resultaten gelangte ferner Perrin⁵⁾ durch Beobachtung der Dichtevariation in senkrechter Richtung in einer Emulsion gemessener kleiner Kügelchen (Mastix- oder Gummigutt-Trübung in Wasser).

¹⁾ Jahrb. d. Radioakt. 8, 406 (1911). — ²⁾ Ann. d. Phys. (4) 17, 549 (1905). — ³⁾ Compt. rend. 149, 99 (1910); 152, 1165 (1911). — ⁴⁾ Arkiv f. Kemi etc., K. Sv. Vetensk. Akad. 2, 24 und 34 (1906). — ⁵⁾ Phys. Zeitschr. 11, 461, 470 (1910).

II. Berechnung von e mittels beschwerter Ionen. Diese Gruppe von Bestimmungen hängt enger mit dem Inhalt der voranstehenden Paragraphen zusammen.

a) Die älteste hierher gehörige Beobachtung rührt von Townsend¹⁾ her. Die bei der Elektrolyse von H_2SO_4 aufspritzenden feinsten Tröpfchen erweisen sich als geladen; es werde angenommen, daß jedes die Ladung e trägt. Ein gewisses Quantum solcher Tröpfchen wird in einen Plattenkondensator hineingeblasen und durch ein starkes Feld an eine mit einem Elektrometer verbundene Elektrode getrieben. Die so gemessene Ladung Q gibt die Gesamtladung aller Tröpfchen an, also wenn n ihre Anzahl:

$$Q = ne \dots \dots \dots (6)$$

Durch Wägung des Gefäßes mit Tröpfcheninhalt und nachher mit dampfgesättigter Luft gleicher Temperatur als Inhalt erhält man als Differenz die Gesamtmasse der Tröpfchen:

$$M = nm \dots \dots \dots (7)$$

Endlich läßt sich m bestimmen, indem man die Fallgeschwindigkeit des Nebels mißt, mit welcher die Masse der Teilchen durch eine von Stokes angegebene Formel [siehe Gl. (10)] zusammenhängt. Dann wird:

$$e = Q \cdot m / M \dots \dots \dots (8)$$

Townsend erhielt Werte von 1,5 bis $2,9 \cdot 10^{-10}$.

b) J. J. Thomson²⁾ verbesserte die Townsendschen Messungen, indem er Röntgenionennebel (vgl. § 350) benutzte und in einer zweiten Arbeit durch genaue Regulierung der Expansion dafür sorgte, daß wirklich alle Ionen kondensierend wirkten. Resultat: $e = 3,4 \cdot 10^{-10}$.

c) Die Methode wurde weiter verbessert durch Wilson³⁾, welcher die unsichere Bestimmung von n und M umging, indem er den Nebel einmal im Schwerfeld allein, dann bei Überlagerung eines elektrischen Feldes X sich bewegen ließ. Dann sind die beiden Geschwindigkeiten v_1 und v_2 verknüpft durch:

$$v_1/v_2 = mg/(mg + Xe) \dots \dots \dots (9)$$

Der Wert von m ergab sich wieder aus v_1 mittels der Stokesschen Formel. Resultat: $e = 3,4 \cdot 10^{-10}$.

Nachdem inzwischen Cunningham⁴⁾ die Stokessche Formel verbessert und ihr die Form:

$$v = \frac{mg}{6\pi r\eta} \left[1 + \frac{Al}{r} \right] \left\{ \begin{array}{l} r = \text{Tropfenradius} \\ \eta = \text{Reibungskoeffizient des Gases} \\ l = \text{mittlere freie Weglänge des Gases} \\ A \text{ ein empirischer Faktor } (A < 1) \end{array} \right\} \dots \dots (10)$$

gegeben hatte, haben Millikan und Begeman⁵⁾ sowie letzterer allein⁶⁾ die Versuche nochmals wiederholt und bei Anwendung besonderer Vorsichtsmaßregeln (z. B. Vermeidung der Verdunstung der Tropfen durch sehr rasches Arbeiten) gefunden: $e = 4,65$ bis $4,69 \cdot 10^{-10}$.

¹⁾ Phil. Mag. (5) **45**, 125 (1898). — ²⁾ Ebenda **46**, 523 (1898); (6) **5**, 346 (1903). —

³⁾ Ebenda (6) **5**, 429 (1903). — ⁴⁾ Proc. Roy. Soc. **83**, 357 (1910). Das Glied in [] in Gl. (10) ist von Cunningham hinzugefügt. — ⁵⁾ Phys. Rev. **26**, 198 (1908). —

⁶⁾ Ebenda **30**, 131 (1910).

d) Die weitaus genauesten Messungen sind im Laufe der letzten Jahre mittels der von Ehrenhaft¹⁾ und Millikan²⁾ eingeführten Methode der Beobachtung von Einzeltröpfchen oder Kernen ausgeführt worden. Feine Öltröpfchen oder feine Stäubchen aus beliebigem Material werden in einen Plattenkondensator hineingebracht und ihre Fallgeschwindigkeit im Fernrohr oder Mikroskop beobachtet. Ändert sich die Geschwindigkeit bei Ladung des Kondensators, so ist dies ein Zeichen, daß das Tröpfchen geladen ist. Durch passende Regulierung des Feldes kann ein einzelnes Teilchen beliebig oft im Kondensator hin und her getrieben und so ein großer Genauigkeitsgrad in der Geschwindigkeitsbestimmung erreicht werden. Die Ladungen haben ganz zufällige Werte, doch sind die Werte im allgemeinen um so kleiner, je kleiner die Tropfen, und lassen sich schließlich mit Sicherheit als ganze Vielfache eines kleinsten Teilers e darstellen, für welchen Millikan in seinen ersten Arbeiten etwa 4,9, später nach weiterer Verbesserung der Fallformel $e = 4,78 \cdot 10^{-10}$ erhielt. Man muß sich vorstellen, daß in ionisierter Luft — auch die gewöhnliche Zimmerluft enthält stets einige Ionen — die Ionen durch Diffusion an das Tröpfchen gelangen und so je nach ihrem Vorzeichen die Ladung sprungweise bald vermehren, bald vermindern. Derartige plötzliche Ladungsänderungen sind tatsächlich öfters beobachtet worden.

Nach der Millikanschen Methode haben noch eine Anzahl anderer Autoren³⁾ in letzter Zeit gearbeitet, zuletzt Schidloff und Frl. Murzynowska⁴⁾, welche $e = 4,74 \cdot 10^{-10}$ erhielten.

III. Eine dritte Gruppe von Bestimmungsmethoden kann hier nur erwähnt werden, nämlich die Berechnung aus Daten der radioaktiven Erscheinungen. Näheres siehe Kapitel XIV. Die erhaltenen e -Werte liegen zwischen 4,65 und 4,79.

Folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der besten Werte⁵⁾:

Methode	Autor	$e \cdot 10^{10}$ cgs
Wärmestrahlung	Planck	4,69
Suspensionen	Perrin	(4,24)
Molekularbewegung	Svedberg	4,64
Ionennebel	(Thomson)-Begeman	4,67
Einzelkerne	{ Millikan	4,78
	{ Schidloff	4,74
Radioaktivität	{ Regener	4,72
	{ Rutherford	
	{ Geiger	
Mittel . .		4,71 ± etwa 0,5 Proz.

(Aus diesem Mittel ergibt sich für die Molekelzahl in einem Mol. $N = 62 \cdot 10^{22}$.)

¹⁾ Phys. Zeitschr. **11**, 619, 940 (1910).

²⁾ Phil. Mag. (6) **19**, 209 (1910); Phys. Rev. **32**, 349 (1911).

³⁾ Regener, Phys. Zeitschr. **12**, 135 (1911), $e = 4,84 \cdot 10^{-10}$; Przi Bram, Wien. Ber. **120**, 639 (1911), $e = 4,75 \cdot 10^{-10}$.

⁴⁾ Compt. rend. **156**, 304 (1913).

⁵⁾ Anmerkung während der Korrektur: Eine neueste exakte Untersuchung Millikans [Phys. Zeitschr. **14**, 796 (1913)] ergibt: $e = (4,774 \pm 0,009) \cdot 10^{-10}$, $N = (60,62 \pm 0,12) \cdot 10^{22}$.

§ 352. Thermionen; Reaktionseffekte. Eine entladende Wirkung glühender Metalle auf benachbarte Leiter wurde schon im 18. Jahrhundert mehrfach beobachtet¹⁾; Literaturangaben über ältere Beobachtungen findet man bei G. Wiedemann²⁾, J. J. Thomson³⁾, v. Chudnochowski⁴⁾.

Versuch I. Ein dünner Platindraht von etwa 2 cm Länge wird durch einen regulierbaren Strom zum Glühen erhitzt und auf einige Millimeter Abstand dem Knopfe eines Elektroskops genähert, das zunächst negativ geladen sei. Verstärkt man allmählich den Heizstrom, so bemerkt man, daß bei eben bemerkbarer Dunkelrotglut das Elektroskop sich zu entladen beginnt; ladet man dagegen das Elektroskop positiv, so tritt keine Entladung ein. Erhöht man die Temperatur des Drahtes, so erhöht sich zunächst nur die Entladungsgeschwindigkeit für negative Elektrizität, dann aber, bei hellrotglühendem Drahte, bemerkt man auch eine Entladung positiver Elektrizität, die bei weiterer Erhöhung der Temperatur sehr rasch zunimmt und schließlich die Geschwindigkeit der negativen Entladung weit übersteigt. Entsprechende Effekte, aber mit umgekehrtem Vorzeichen, beobachtet man, wenn man den glühenden Körper selbst isoliert und ladet⁵⁾.

Wie Nahrwold⁶⁾ zeigte, erhält bei tieferer Temperatur die Luft in der Umgebung eines Glühdrahtes eine positive, bei höherer eine negative Ladung, wir können also nach Elster und Geitel⁷⁾ annehmen, daß die oben geschilderten Entladungswirkungen davon herrühren, daß ein glühender Draht durch einen, seiner Natur nach unbekanntem Effekt bei schwachem Glühen nur positive⁸⁾ und bei stärkerem Glühen auch negative Ionen emittiert, welche die entgegengesetzte Ladung eines benachbarten Konduktors neutralisieren. Richardson hat für diese Ionen den Namen „Thermionen“ vorgeschlagen.

Versuch II. Zum Nachweis der negativen Ladung der Luft kann man nach Elster und Geitel⁷⁾ einen Luftstrom durch ein hellglühendes Platinröhrchen gegen ein Elektroskop blasen, welches sich positiv auflädt (bis zu etwa 150 Volt!).

Während die Emission von positiver Elektrizität in komplizierter Weise von den Versuchsbedingungen abhängt und meist zeitlich veränderlich ist (Näheres weiter unten), ist diejenige negativer Elektrizität meist sehr konstant und deshalb sehr genau untersucht. Namentlich Richardson⁹⁾ hat eingehende Messungen ausgeführt. Man erhält den Effekt von störenden Nebenerscheinungen frei, wenn man den Draht im Vakuum glüht.

¹⁾ Z. B. du Fay (1725).

²⁾ Elektrizität, 3. Aufl., Bd. IV, 2, S. 864.

³⁾ Conduct. of electr. in Gases.

⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 145 (1907).

⁵⁾ Guthrie, Phil. Mag. (4) 46, 257 (1873).

⁶⁾ Wied. Ann. 35, 107 (1888); frühere Untersuchungen desselben Verfassers ebenda 16, 193 (1882); 19, 588 (1883); 22, 123 (1884); 26, 1 (1885); 31, 109 (1887).

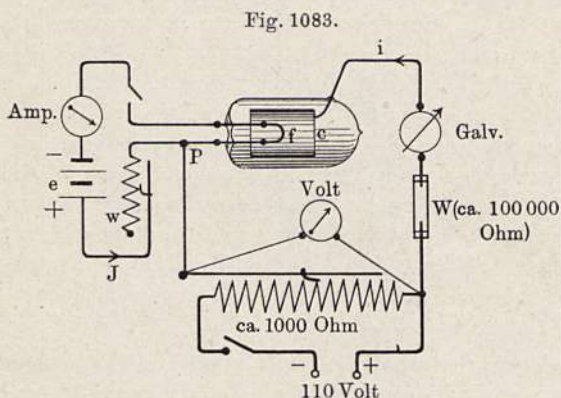
⁷⁾ Ebenda 31, 124 (1887); 37, 315 (1889); 38, 27 (1889); Wien. Ber. 97, 1175 (1889).

⁸⁾ Für Cu und Ag von Strutt [Phil. Mag. (6) 4, 98 (1902)] bis herab zu 200° C nachgewiesen.

⁹⁾ Bericht: Jahrb. d. Radioakt. 1, 300 (1904); ebenda Literatur bis 1904. Ferner (zum Teil mit Mitarbeitern): Phil. Mag. September, November, Dezember (1908); Juni, November (1909); Juli, Oktober (1910); April (1911); Phys. Zeitschr. 5, 6 (1903).

Versuch III. (Fig. 1083.) Der Faden f eines kleinen Metallfaden-glühlämpchens zu etwa 4 Volt ist mit einem Zylinder c aus Platinfolie umgeben; eine Batterie e liefert den durch Widerstand w regulierbaren und durch Amperemeter A meßbaren Glühstrom. Eine zwischen 0 und 110 Volt regulierbare Spannung kann an f einerseits, an c andererseits angelegt werden; der übergehende Strom i wird mittels eines Galvanometers gemessen. Der Widerstand W (etwa 100 000 Ohm) dient zur Sicherung des Instrumentes gegen etwa entstehenden Lichtbogen zwischen f und c .

Man erhält bei konstant gehaltenem Glühzustand einen mit der Spannung E anfangs rasch, dann schließlich gar nicht mehr wachsenden Strom i ; die den Zusammenhang darstellenden Kurven ähneln den Sättigungsstromkurven in Fig. 1072. Es wird also vom Draht nur eine ganz bestimmte Anzahl Teilchen emittiert. Kehrt man die Spannung E um, so daß der Glühdraht positiv gegen c wird, so erhält man gar keinen oder nur einen sehr schwachen und im Laufe der Zeit abnehmenden Strom in umgekehrter Richtung; die Abgabe positiver Teilchen ist also sehr gering.



Ist E gleich Null, so erhält man einen, wenn auch ziemlich schwachen Strom, wenn das positive Ende des Fadens mit c verbunden ist, weil jetzt alle Teile des Fadens mehr oder weniger negativ gegen c sind¹⁾. Verbindet man das negative Fadenende mit c ,

so erhält man einen noch viel schwächeren Strom, der aber noch immer in der gleichen Richtung, d. h. im Sinne der Abgabe negativer Teilchen vom Drahte fließt. Daraus folgt, daß die Teilchen mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit emittiert werden, welche genügt, um die Spannungsdifferenz von einigen Volt zu überwinden.

Verstärkt man den Glühstrom, so beobachtet man einen ganz rapiden Anstieg der Emission des Drahtes; dieselbe steigt rasch auf das Vieltausendfache an (siehe Fig. 1084).

Die Natur der emittierten Teilchen hat zuerst J. J. Thomson²⁾ untersucht und durch Bestimmung von e/m nachgewiesen, daß es Elektronen sind. Die in § 318 beschriebenen Wehneltkathoden stellen offenbar nur einen besonderen Fall einer Glühelektrode dar und unterscheiden sich von einem einfachen Platindraht nur durch die größere Zahl der emittierten Elektronen [Wehnelt³⁾].

Wenn auch der Effekt, wie Richardson nachwies, bei längerer Erhitzung eines Metalles im Vakuum durchaus konstant bleibt, so spielt doch auch

¹⁾ Dieser Effekt wird sehr beträchtlich, wenn man eine hochvoltige Lampe benutzt, also etwa eine gewöhnliche Glühlampe mit einer seitlich eingeschmolzenen Platinelektrode, sogenannter Edison-Effekt. Näheres siehe Preece, Proc. Roy. Soc. **38**, 219 (1885); Fleming, ebenda **47**, 118 (1890); Phil. Mag. (5) **42**, 52 (1896). — ²⁾ Phil. Mag. (5) **48**, 547 (1899). — ³⁾ Ann. d. Phys. (4) **14**, 425 (1904).

der Gasrest eine nicht unbeträchtliche Rolle dabei. So ist z. B. nach H. A. Wilson¹⁾ an Platin der Strom bis 100 000 mal größer, wenn eine Spur Wasserstoff zugegen ist (etwa 0,01 mm), als wenn jede Spur dieses vom Platin leicht absorbierten und beim Glühen im Vakuum abgegebenen Gases durch Auskochen des Platins in Salpetersäure beseitigt ist.

In ähnlicher Weise wirken nach Fredenhagen²⁾ Spuren von Sauerstoff auf die Größe des Effektes an Kalium, welches ebenso wie auch Natrium schon bei sehr mäßigen Erwärmungen Elektronen emittiert. Derselbe Autor³⁾ findet, daß bei Metalloxyden (Wehneltkathoden) der Effekt ausbleibt, wenn die Erwärmung nicht wie gewöhnlich durch einen Strom, sondern rein thermisch geschieht, und führt dies auf die durch Elektrolyse der Oxydschicht bewirkten Veränderungen zurück; durch Versuche von H. Schneider⁴⁾, welcher den Effekt erhielt, als er die Kathode durch die mit einer Sammellinse konzentrierte Strahlung eines Lichtbogens erhitze, scheint jedoch die Freden-hagensche Ansicht in Frage gestellt.

Für die Deutung der Vorgänge stehen sich demnach zwei Anschauungen gegenüber: Erstens die von Richardson entwickelte, wonach der Vorgang eine Art von Verdampfung der Elektronen aus dem emittierenden Körper heraus ist, welcher die Elektronen zwischen seinen eigenen Atomen in frei beweglichem Zustande enthält (siehe Kapitel XIII). Etwaige Reaktionen wirken danach nur insoweit, als sie den emittierenden Körper selbst verändern. Zweitens die von Wilson und von Fredenhagen vertretene Reaktionstheorie, nach welcher der Elektronenaustritt nur die Begleiterscheinung einer an der Oberfläche des emittierenden Körpers vor sich gehenden chemischen Reaktion ist, und nur während der Reaktion selbst stattfindet.

Danach scheint es nicht ausgeschlossen, daß auch die von Haber und Just⁵⁾ entdeckten und von ihnen als „Reaktionseffekte“ bezeichneten Erscheinungen, nämlich der Austritt von Elektronen aus Natrium- und Kaliumflächen bei gewöhnlicher Temperatur unter der Einwirkung chemischer Reaktion, z. B. schwacher Oxydation, sich von den oben beschriebenen nur durch die niedrigere Temperatur unterscheiden.

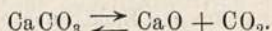
Die unbegrenzte Dauer des Vorganges widerspricht der Reaktionstheorie nicht, denn der chemische Gleichgewichtszustand zwischen der Oberfläche und der Gasatmosphäre besteht ja nach der kinetisch-atomistischen Anschauung darin, daß die Reaktion in beiden Richtungen mit gleicher Intensität verläuft und dadurch nach außen unmerkbar wird. Wenn also nur bei der einen Richtung ein Elektronenaustritt erfolgt, so kann dieser dauernd stattfinden, vorausgesetzt, daß die dazu nötige Energie (siehe weiter unten) in Form von Wärme oder elektrischer Energie zugeführt wird. Die Reaktion würde hier also nur die Rolle eines Katalysators spielen, etwa wie die Salpetersäure bei der Oxydation des SO_2 zu SO_3 im Bleikammerverfahren, und im übrigen der Vorgang als rein thermisch behandelt werden können.

Die eingehenden Messungen Richardsons über die Abhängigkeit des Elektronenstromes von der Temperatur, sowie über die Austrittsgeschwindigkeit und die Austrittsarbeit können zwischen den beiden Theorien nicht ent-

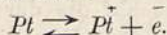
¹⁾ Proc. Roy. Soc. **72**, 272 (1903); Phil. Trans. **202**, 243 (1903). — ²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 384 (1912). — ³⁾ Phys. Zeitschr. **13**, 539 (1912). — ⁴⁾ Dissert., Berlin (1911). — ⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) **36**, 308 (1911).

scheiden, da alle von Richardson¹⁾ auf Grund seiner Anschauung abgeleiteten und experimentell bestätigten Formeln auch aus den Anschauungen der allgemeinen Thermodynamik heraus zu begründen sind (vgl. Wilson, l. c).

Wir betrachten also den Austritt der Elektronen als eine physikalisch-chemische Reaktion — der Fall der Verdampfung ist als Spezialfall hierin eingeschlossen — etwa nach Analogie der Dissoziation des kohlensauren Kalkes bei Temperaturerhöhung nach dem Schema:



Führen wir für das Elektron das Zeichen e ein, so wird der Austritt aus einer Platinfläche dargestellt durch



Ebenso, wie die Abspaltung der Kohlensäure, wenn man das Gas nicht entweichen, sondern sich ansammeln läßt, bei einem gewissen von der Temperatur abhängigen „Gleichgewichtsdruck“ zum Stillstand kommt, indem dann in jedem Moment gleichviel Molekeln sich spalten, wie wieder verbinden, nehmen wir dasselbe auch für die Elektronen an, indem wir die Fiktion einführen, daß man diese im Vakuum sich ansammeln lassen könne und daß sie dann denselben Druck ausüben würden, wie eine gleich große Zahl von Gasatomen. Dann ergibt die Thermodynamik (vgl. Bd. III, § 201), daß zwischen dem Gleichgewichtsdruck p , der absoluten Temperatur Θ , der Reaktionswärme Q (pro Mol, also bei den Elektronen auf ein $F = 9650$ CGS berechnet) und dem Molvolum V die sogenannte Clausius-Clapeyronsche Beziehung:

$$\delta p / \delta \Theta = (Q + pV) / V\Theta^2 \dots \dots \dots (1)$$

besteht. Nimmt man an, daß sich die Elektronen verhalten wie ein ideales Gas, daß also:

$$pV = R\Theta \dots \dots \dots (2)$$

und daß ferner Q von der Temperatur unabhängig, so erhält man aus obigen Gleichungen auf mathematischem Wege (durch Integration):

$$p = B \cdot \Theta \cdot e^{-Q/R\Theta} \quad (e = 2,71828\dots, B \text{ eine Konstante}) \dots (3)$$

Während bei gewöhnlichen physikochemischen Messungen p direkt meßbar ist (z. B. der Dissoziationsdruck der CO_2 bei der oben genannten Reaktion), kann man im Falle des Elektronenaustritts nur die austretende Menge beobachten. Da diese unabhängig von dem äußeren Drucke, so muß sie gleich derjenigen Zahl sein, die bei dem fingierten Gleichgewichtsdruck p von außen auf das Metall treffen würde, also proportional dem Produkte $n \cdot u$ aus Dichte und Molekulargeschwindigkeit der Elektronen. Nun ist n proportional p/Θ und u proportional $\sqrt{\Theta}$, also die austretende Menge und damit auch der Strom proportional $p/\sqrt{\Theta}$, oder:

$$j = A \cdot \sqrt{\Theta} \cdot e^{-Q/R\Theta} \dots \dots \dots (4)$$

¹⁾ Anmerkung während der Korrektur: In einer neuesten Arbeit [Phys. Zeitschr. 14, 793 (1913)] nimmt Richardson einen vermittelnden Standpunkt ein; es sollen sowohl Reaktions- als auch rein thermische Wirkungen möglich sein. An Wolframdrähten in höchstem Vakuum glaubt Richardson jede Reaktionswirkung sicher ausgeschlossen zu haben.

²⁾ Q ist die „innere“, pV die gegen den äußeren Druck geleistete „äußere“ Arbeit, also $Q + pV = r$ die gesamte Reaktionswärme. Streng genommen lautet der Nenner $(V - V')$ Θ , doch kann das Volum V' der Elektronen im Metall gegen V vernachlässigt werden.

Nach der Richardsonschen Anschauung würden die Konstanten A und B proportional der im Inneren des Metalles vorhandenen Zahl von freien Elektronen sein; doch ergaben hier die Beobachtungen noch wenig über-

Fig. 1084.

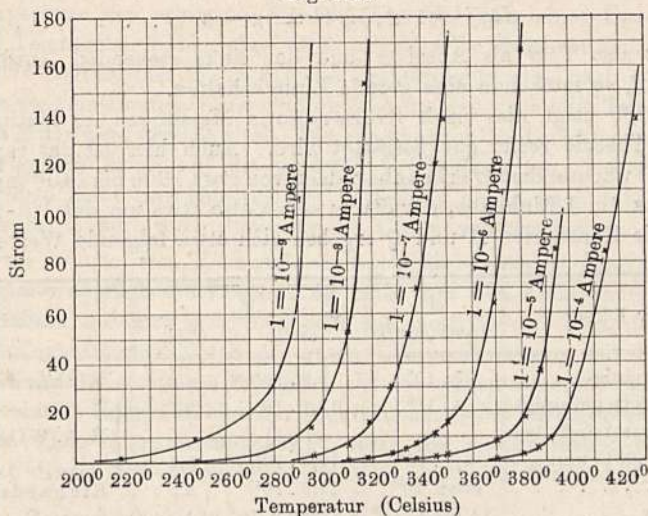
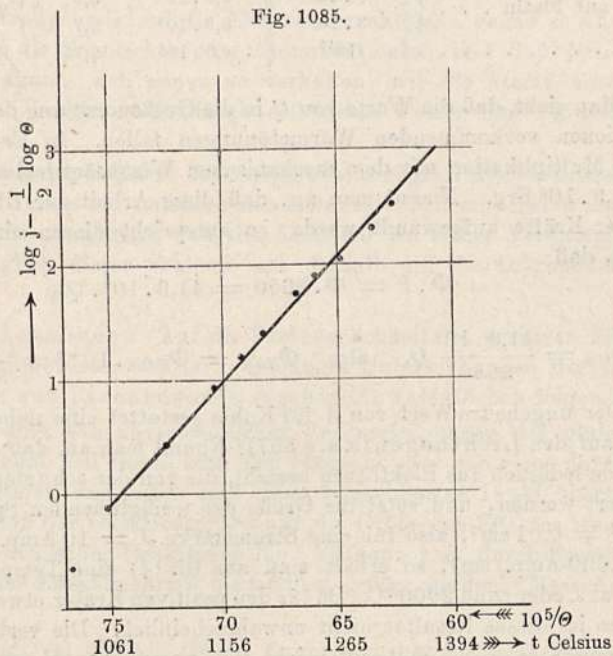


Fig. 1085.



einstimmende Resultate. Im übrigen wird die Gl. (4) durch die umfangreichen Messungen von Richardson, Wilson und Wehnelt durchaus bestätigt.

Fig. 1084 stellt die Resultate dar, welche Richardson an Natrium erhalten hat; wegen des enormen Stromanstieges mit der Temperatur ist die

Kurve in mehrere Teile mit jedesmal zehnfach verkleinertem Ordinatenmaßstab zerlegt.

Zur Prüfung der Gl. (4) dient am einfachsten eine graphische Darstellung der logarithmierten Gleichung. Dann wird nämlich:

$$\log j - 1/2 \cdot \log \Theta = a - b/\Theta \dots \dots \dots (5)$$

Trägt man also $1/\Theta$ als Abszisse und den links stehenden Ausdruck als Ordinate auf, so muß man eine gerade Linie erhalten.

Fig. 1085 zeigt dies nach Richardsons Messungen an Platin, durch welche die Theorie recht gut bestätigt wird. Auch hier ist das rapide Anwachsen mit wachsendem Θ erkennbar, denn von etwa 1000 bis 1400° nimmt der Logarithmus um 4 Einheiten, der Strom selbst also etwa um das 10⁴-fache zu.

Für die Konstanten A und Q ergeben sich etwa folgende Werte:

Erhitzter Körper	A (Amp./cm ²)	Q		Beobachter
		cal ¹⁾	Volt	
Platin (ungereinigt)	5 · 10 ⁶	9,9 · 10 ⁴	4,3	Richardson (l. c.)
„ mit HNO ₃ gereinigt	4 · 10 ⁶	13,1 · 10 ⁴	5,7	
„ in Wasserstoff bei p = 0,0013 mm	6,7 · 10 ⁶	12,0 · 10 ⁴	5,2	H. A. Wilson (l. c.)
Kohle	etwa 10 ¹⁵	19,6 · 10 ⁴	8,5	
Nernstkörper	0,1 bis 2 · 10 ⁵	8,8 bis 9,6 · 10 ⁴	3,8 bis 4,2	Richardson Owen ²⁾
BaO) auf Platin {	5 · 10 ⁷	9,0 · 10 ⁴	3,9	Wehnelt (l. c.)
CaO) {	3 · 10 ⁷	8,6 · 10 ⁴	3,7	
Na	10 ¹²	6,3 · 10 ⁴	2,75	Richardson (l. c.)

Man sieht, daß die Werte von Q in die Größenordnung der bei chemischen Reaktionen vorkommenden Wärmetönungen fallen. In Erg erhält man Q durch Multiplikation mit dem mechanischen Wärmeäquivalent $J = 427 \text{ kgm} = 41,9 \cdot 10^6 \text{ Erg}$. Nimmt man an, daß diese Arbeit zur Überwindung elektrischer Kräfte aufgewandt werde, so entspricht diesen ein Potentialfall Φ derart, daß

$$\Phi \cdot F = \Phi \cdot 9650 = 41,9 \cdot 10^6 \cdot Q_{\text{cal}}$$

oder

$$\Phi_{\text{CGS}} = \frac{41,9 \cdot 10^6}{9650} Q, \text{ also } \Phi_{\text{Volt}} = \Phi_{\text{CGS}} \cdot 10^{-8} = \frac{41,9}{9650 \cdot 100} \cdot Q.$$

Der ungeheure Wert von A für Kohle gestattet eine naheliegende Anwendung auf den Lichtbogen (s. a. § 357): Nimmt man an, daß der Strom an der Kathode lediglich aus Elektronen besteht, die von der erhitzten Kathodenspitze emittiert werden, und setzt die Größe der weißglühenden Spitze gleich rund $1 \text{ mm}^2 = 0,01 \text{ cm}^2$, also für eine Stromstärke $J = 10 \text{ Amp.}$ die Stromdichte $j = 1000 \text{ Amp./cm}^2$, so erhält man aus Gl. (4) eine Temperatur von rund 3200° abs. oder rund 2900° C. Da für den positiven Krater etwa 3500° gefunden sind, so ist dieses Resultat nicht unwahrscheinlich. Die verbrauchte Energie pro Ampere $Q = 8,5 \text{ Volt}$ entspricht der ungefähren Größe des Kathodenfalles im Bogen (vgl. Fig. 950).

¹⁾ Beim Einsetzen dieser Zahl ist auch R in cal/Grad zu rechnen. Es ist $R = 1,98$ oder rund $R = 2 \text{ cal}$.

²⁾ Phil. Mag. (6) 8, 230 (1904).

Die Geschwindigkeit der austretenden Elektronen muß nach der oben entwickelten Anschauung über das — fingierte — Reaktionsgleichgewicht dieselbe sein, wie diejenige der Moleküle eines Gases von einem Atomgewicht gleich demjenigen des Elektrons, also $1/1760$ bezogen auf $H = 1$ und bei der Temperatur der erhitzten Fläche. Die Moleküle eines Gases von bestimmter Temperatur haben aber nicht alle dieselbe Geschwindigkeit, sondern es gilt das sogenannte Maxwellsche Verteilungsgesetz, nach welchem die einzelnen vorkommenden Geschwindigkeiten um den durch die Temperatur bestimmten Mittelwert verteilt sind. Die eingehenden Beobachtungen Richardsons, bezüglich deren auf die zitierten Originalarbeiten verwiesen werden muß, ergaben nicht nur eine relative Verteilung genau nach dem Maxwellschen Gesetz, sondern auch durchaus der Theorie entsprechende Absolutwerte.

Ferner wurde von Richardson auch die Größe Q direkt gemessen: Er bestimmte nämlich die Erwärmung eines von den Elektronen getroffenen Platinstreifens und fand $Q = 5,45$ oder $5,05$ Volt für mit Sauerstoff bzw. mit Wasserstoff gesättigtes Metall in guter Übereinstimmung mit den Werten obiger Tabelle. Wenn diese Energie nicht von außen zugeführt wird, so muß sich der erhitzte Körper infolge der Elektronenemission entsprechend abkühlen (Analogon: Die „Verdunstungskälte“ einer frei verdunstenden Flüssigkeit); ein Effekt dieser Art ist wirklich von Wehnelt und Jentsch¹⁾ beobachtet worden.

Aus den beschriebenen Untersuchungen geht hervor, daß die allgemeinen Gesetze der Thermodynamik auf die Elektronenreaktionen genau so anwendbar sind, wie auf die chemischen oder Atomreaktionen, und daß ferner die Elektronen im Vakuum sich genau so verhalten, wie die Atome eines gewöhnlichen Gases, soweit nicht durch elektrische Felder eine Abweichung herbeigeführt wird.

Die weitergehenden Schlüsse Richardsons bezüglich des Verhaltens der Elektronen im Inneren des emittierenden Metalles haben eine Bedeutung nur unter der speziellen Annahme, daß die Emission ein reiner Verdampfungsprozeß sei; bezüglich dieser Schlüsse sei deshalb auf die Originalarbeiten verwiesen.

Positive Thermionen: Auf die Veränderlichkeit des positiven Effektes ist schon oben hingewiesen worden. Genauere Untersuchungen der letzten Jahre, namentlich von Richardson²⁾, ergaben im wesentlichen folgendes:

Der Effekt rührt von unvermeidlichen Verunreinigungen des glühenden Drahtes her, die zum Teil rasch, zum Teil langsam oder gar nicht durch das Glühen sich beseitigen und sogar auf einen benachbarten Draht übertragen lassen. Der Einfluß der Gasatmosphäre auf die Größe des Effektes weist auf die Mitwirkung chemischer Reaktionen hin. So kann z. B. durch Spuren von Phosphordampf der Effekt mehrere tausendmal größer werden. Messung von

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) **28**, 537 (1909); ferner auch: H. Schneider, Ann. (4) **37**, 569 (1912).

²⁾ Phil. Mag. (6) **6**, 80 (1903); Proc. Cambr. Soc. **13**, 58 (1905); Phil. Mag. (6) **8**, 400 (1904); **9**, 407 (1905); Phil. Trans. **207** (A), 1 (1906); Phil. Mag. (6) **16**, 740 (1908); **20**, 545, 941 (1910). Ferner auch: H. A. Wilson, Phil. Mag. (6) **6**, 267 (1903); Owen, ebenda **8**, 230 (1904); W. Wilson, ebenda **21**, 634 (1911); Klemensiewicz, Ann. d. Phys. (4) **36**, 796 (1911).

e/m für die positiven Ionen ergab für Platin im Mittel etwa 380, was unter der Annahme eines einwertigen Ions $m/m_H = 25,3$ ergibt; dieser Zahl kommt das Natrium mit $M = 23,1$ am nächsten. Ganz ähnliche Zahlen erhielt Richardson auch an Kohle-, Wolfram- und Osmiumfäden.

Die Annahme, daß eine Spur von Na oder einem Na-Salze den Effekt bedingt, prüfte Richardson sodann durch Untersuchung der Ionenemission erhitzter Salze. Es ergaben sich für die Alkalisalze folgende Zahlen:

Salz	e/m	m/m_H	Atomgewicht des Metalles
Li_2SO_4	1600	6,2	7,05
Na_2SO_4	430	22,5	23,05
K_2SO_4	264	36,5	39,15
Cs_2SO_4	59,1	163	133

Hier bestehen die Thermoionen also unzweifelhaft aus den einwertigen Ionen der betreffenden Metalle. In einer weiteren Untersuchung an zweiwertigen Metallen fanden dann Richardson und außerdem Davisson¹⁾, daß die Thermoionen doch nur eine einfache Ladung hatten. Nachgewiesen wurden folgende Ionen: Zn^+ , Mg^+ , Ca^+ , Ba^+ , Sr^+ .

Mit diesen Vorgängen ist offenbar eng verwandt die durch Erhitzung in Gasen und Salzdämpfen hervorgerufene Leitfähigkeit. Auch hier sind wegen der beim Zustandekommen der Effekte mitwirkenden chemischen Reaktionen im Gase und an den Elektroden die Erscheinungen sehr kompliziert, so daß von einer eingehenderen Darstellung abgesehen werden muß²⁾. Nur betreffs des Na-Dampfes, dem früher öfters eine Leitfähigkeit zugeschrieben wurde, sei bemerkt, daß eine solche nur durch Reaktionen an den Elektroden und Lichtwirkung zustande kommt. Unter Ausschluß dieser Einwirkungen ist der Dampf nichtleitend³⁾.

Andere Reaktionseffekte. Zu den Reaktionseffekten ist noch eine Reihe von Vorgängen zu zählen, die noch nicht in allen Einzelheiten aufgeklärt sind. Hierhin gehören:

1. Die Ionisierung der Luft durch oxydierenden Phosphor. Die Grunderscheinung, Entladung eines Elektroskops durch ein auf die Platte desselben gelegtes oder bloß genähertes Stück Phosphor, wurde von Matteucci im Jahre 1855 gefunden. Über die Natur der hier entstehenden Ionen hat lange eine weitgehende Meinungsverschiedenheit geherrscht. Näheres findet man in einem Bericht von F. Harms⁴⁾.

2. Die Ionisierung der Luft- und anderer Gase durch ultraviolettes Licht. Die Erscheinung ist wohl zu unterscheiden von der Auslösung von

¹⁾ Phys. Rev. **32**, 620 (1911). — ²⁾ Literatur siehe unter anderen: Garrett, Phil. Mag. (6) **13**, 728 (1907); **20**, 573 (1910); G. C. Schmidt und Hechler, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 39 (1907); G. C. Schmidt, Ann. (4) **35**, 401 (1911); Reboul, Ann. chim. phys. (8) **14**, 433 (1908); Campetti, Nuov. Cim. (5) **13**, 189 (1907). — ³⁾ Dunoyer, Compt. rend. **515**, 144 (1912). — ⁴⁾ Jahrb. d. Radioakt. **1**, 291 (1904). Neueste Messungen und Literatur bei H. Schmidt, Phys. Zeitschr. **14**, 120 (1913).

Photokathodenstrahlen, welche bei Bestrahlung einer Metallkathode stattfindet (vgl. § 327). Es handelt sich hier vielmehr um die von Lenard¹⁾ nachgewiesene Ionisierung des Gases selbst durch äußerst kurzwelliges ultraviolette Licht. Da nachgewiesen ist, daß das hierbei entstehende —-Ion zunächst als freies Elektron auftritt, so ist der Vorgang offenbar identisch mit den Photokathodenstrahlen, nur daß hier die Emission aus den Gasmolekülen heraus stattfindet. Für Luft ist nach Hughes²⁾ die maximale wirksame Wellenlänge $\lambda = 0,135 \mu$, woraus sich nach der Einsteinschen Gleichung [vgl. § 327, Gl. (1)] eine Austrittsarbeit von 9,2 Volt ergibt; da die Absorption des Lichtes hauptsächlich in Sauerstoff erfolgt, so wären 9,2 Volt die Ionisierungsarbeit für dieses Gas. Franck und Hertz³⁾ haben nach der Ionenstoßmethode (siehe § 354) in guter Übereinstimmung hiermit 9,0 Volt gefunden. Da der Sauerstoff durch das Licht ozonisiert wird, so könnte man eventuell auch hier von einem Reaktionseffekt sprechen.

3. Bildung von Ionen bei Änderung freier Oberflächen. Irgend zwei aneinander grenzende verschiedenartige Körper besitzen im allgemeinen eine Potentialdifferenz gegeneinander; elektrostatisch bedeutet dies das Bestehen einer sogenannten „Doppelschicht“ (vgl. § 112 und 190), die aus an der Trennungsfläche angesammelten Ionen besteht. Bei plötzlicher Veränderung der Oberfläche wird das Gleichgewicht gestört; die Doppelschicht kann zerrissen, also ein Teil der Ionen frei werden, es kann ferner bei Vergrößerung der Oberfläche eines Tropfens zur Herstellung der neu hinzukommenden Doppelschicht ein Teil der im umgebenden Gase etwa vorhandenen Ionen eines Zeichens gebunden und dadurch die entgegengesetzten freigemacht werden usw. Jedenfalls findet man stets beim Zerspritzen von Flüssigkeiten das Auftreten von Ionen im umgebenden Gase, sogenannte

„Wasserfallelektrizität“⁴⁾.

Am längsten bekannt ist die Erscheinung bei der elektrolytischen oder chemischen Bildung von Wasserstoff, bei welcher ja kleine Tröpfchen in großer Zahl mitgerissen werden; hier beobachteten Lavoisier und Laplace⁵⁾ eine +-Ladung des entstehenden Gases.

Auch manche anscheinende Reaktionseffekte gehören hierher; nach de Broglie und Brizard⁶⁾ sollen überhaupt alle Reaktionseffekte nur zustande kommen, wenn dabei Oberflächen zerreißen; die Reaktion soll Nebensache sein und nur der mechanische Vorgang maßgebend.

§ 353. Flammenionen. Die Leitfähigkeit im Inneren einer Flamme⁷⁾ ist von ungleich größerem Betrage, als diejenige in den aufsteigenden Gasen

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) **1**, 486 (1900). Bericht: Steubing, Jahrb. d. Radioakt. **1**, 111 (1912).

²⁾ Proc. Cambridge Soc. **15**, 482 (1910); Phil. Mag. (6) **25**, 683 (1913).

³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 34 (1913).

⁴⁾ Näheres hierüber siehe unter anderen: Lenard, Wied. Ann. **46**, 584 (1892); Becker, Bericht im Jahrb. d. Radioakt. **9**, 52 (1912).

⁵⁾ Mém. de l'acad. d. sciences 1782.

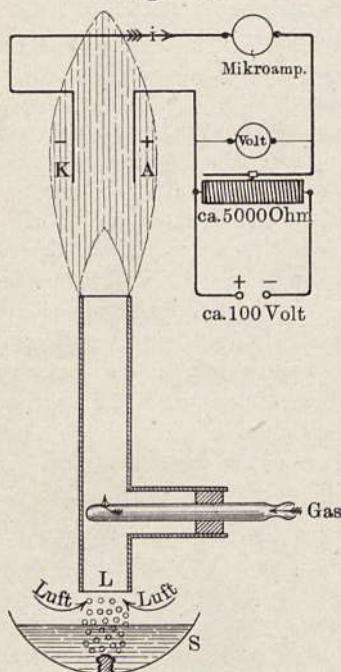
⁶⁾ Compt. rend. **148**, 1596 (1909).

⁷⁾ Ältere Literatur: Erman, Gilb. Ann. **11**, 150 (1802); **22**, 14 (1806); Hankel, Pogg. Ann. **81**, 213 (1850); **108**, 146 (1859); Hittorf, ebenda **136**, 197 (1869); Jubelband, S. 430 (1874); Braun, Pogg. Ann. **154**, 481 (1875); Heurig, Wied. Ann. **1**, 516 (1877); Giese, vgl. § 343.

oberhalb der Flamme; sie erreicht namentlich in salzhaltigen Flammen Werte, die denjenigen sehr verdünnter, wässriger Elektrolyte schon ziemlich nahe kommen. Die Erscheinung des Sättigungsstromes tritt deshalb hier im allgemeinen ganz zurück, der Strom ist dem Potentialgefälle in der Flamme proportional; er ist jedoch häufig nicht der Potentialdifferenz der Elektroden proportional, weil die Polarisation hier eine große Rolle spielt und die Erscheinungen komplizierter macht. Wir beginnen mit der Beschreibung einiger typischer Versuche:

Versuch I. (Fig. 1086.) Zwei Platinstreifen *A* und *K*, von etwa 1 bis 2 qcm Oberfläche, befinden sich in etwa 1 bis 1,5 cm Abstand in einer Bunsenflamme¹⁾, so daß beide hell glühen.

Fig. 1086.



Die Bleche zusammen mit einem Galvanometer von etwa 1 Mikroamp. Empfindlichkeit in den Stromkreis einer zwischen 0 und etwa 100 Volt regulierbaren EMK geschaltet, so beobachtet man einen schwachen Strom von etwa 1 Mikroamp., der sich nur wenig ändert, wenn man die Spannung von etwa 10 bis 100 Volt und den Abstand der Elektroden von 1 bis 0,1 cm variiert. Zieht man beide Bleche aus der Flamme heraus, so daß sie kalt werden, so verschwindet der Strom. Bringt man bloß die Kathode in die Flamme, die Anode dicht außerhalb, so erhält man wieder etwa 1 Mikroamp., dagegen bleibt der Strom Null, wenn die Anode heiß, die Kathode kalt ist.

Diese Erscheinungen sind früher meist so gedeutet worden, daß man annahm, es fände eine Ionenbildung nur an der Oberfläche der heißen Kathode statt [Wilson²⁾, Thomson³⁾]. Auch der folgende Versuch scheint zunächst für diese Deutung zu sprechen:

Versuch II. Bringt man in die Flamme zwischen die heißen Elektroden eine Kochsalzperle oder führt sonst auf irgend eine Weise Na-Dampf in die Flamme ein, so steigt der Strom auf einen vielmal größeren Wert (etwa 10 Mikroamp.) an. Dieser Anstieg findet jedoch nur statt, wenn der — gelblichleuchtende — Na-Dampf die Kathode selbst umspült, an jeder anderen Stelle ist er unwirksam.

Zu einer ganz anderen Auffassung kommt man jedoch, wenn man auch die zuerst von Wilson (l. c.) gemessene Potentialverteilung in der Flamme mit berücksichtigt:

Versuch III. Zur Messung des Potentialverlaufes führen wir in die Flamme einen isolierten Platindraht als „Sonde“ ein und verbinden diese

¹⁾ Über die abgebildete Brennerkonstruktion siehe weiter unten.

²⁾ Phil. Trans. (A) 192, 499 (1899).

³⁾ Conduct. of electr. in Gases, I. Edit.

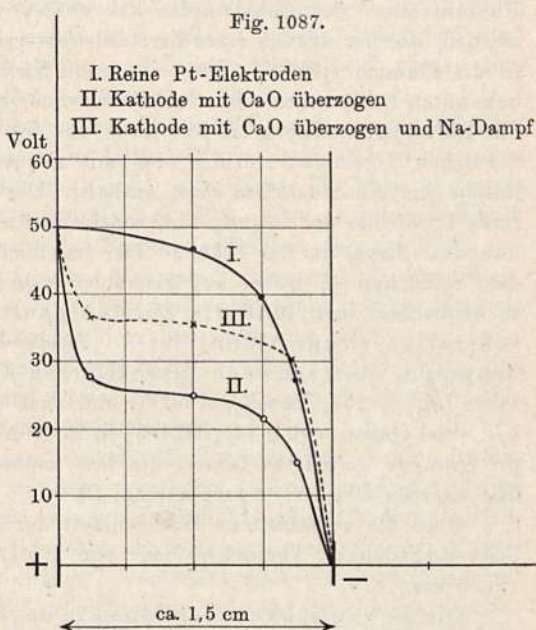
mit dem einen, eine Elektrode mit dem anderen Quadrantenpaar eines Elektrometers. Dann erhält man bei der Anordnung des ersten Versuches die in Fig. 1087, Kurve I, skizzierte Spannungsverteilung, also einen sehr starken Abfall dicht an der Kathode, ein ganz schwaches Gefälle im übrigen Teil der Flamme. Es befindet sich demnach [vgl. § 345, Gl. (4)] dicht vor der Kathode eine starke positive Ladung des Gases, welche das Feld im übrigen Teile schwächt. Nach den Ausführungen des § 345 ist ein derartiger Verlauf zu erwarten, wenn die Beweglichkeit des negativen Ions die des positiven vielfach übertrifft; dann muß an der Kathode, solange nicht aus dieser selbst eine Nachlieferung erfolgt, eine Verarmung an negativen Ionen (Anionen) eintreten, also eine positive Ladung des Gases resultieren.

Die Potentialverteilung ist also eine solche, wie bei Hintereinanderschaltung eines sehr kleinen Widerstandes und eines sehr großen. Es ändert an der Stromstärke wenig, wenn man den kleinen Widerstand durch Einführen von Na-Dämpfen an der Anode noch weiter verringert. Wohl aber erhält man eine Stromvermehrung durch Einbringen des Na-Dampfes an der Kathode und Verminderung des dortigen großen Widerstandes.

Aus der Form der Potentialkurve erklärt sich auch die Unabhängigkeit des Stromes in der reinen Flamme von der Entfernung; der ganze Widerstand sitzt eben praktisch in den wenigen Millimetern vor der Kathode.

Hiernach findet also eine Ionisation in der ganzen Flamme statt, die Bevorzugung der Kathode ist nur scheinbar und durch die Polarisation bedingt. Dieser von Stark¹⁾ und Tuft²⁾ vertretenen Anschauung hat sich später auch Thomson³⁾ angeschlossen, der auch eine Theorie der Charakteristik für den Fall überwiegender Beweglichkeit des Anions entwickelt hat.

Versuch IV. Die kathodische Polarisation wird nach Tuft und Moreau⁴⁾ stark vermindert, wenn man die Kathode mit einer Schicht von CaO überzieht, so daß sie im glühenden Zustande Elektronen in großer Zahl emittiert (vgl. § 318 und 352). Fig. 1087, Kurve II, zeigt den nunmehr in der reinen Flamme beobachtbaren Potentialverlauf; man sieht, daß die Potentialverteilung



¹⁾ Elektr. in Gasen, S. 281 ff. Leipzig 1902.

²⁾ Phys. Zeitschr. 5, 76 (1904).

³⁾ Conduct. of Electr. in Gases II. Edit. (1906).

⁴⁾ Ann. chim. et phys. (8) 24, 289 (1911).

gleichmäßiger geworden, gleichzeitig allerdings auch eine merkliche anodische Polarisation neu hinzugetreten ist.

Der Strom hat sich gleichzeitig bedeutend vermehrt, er beträgt etwa $20 \mu\text{-A.}$ bei 50 Volt und ist der Spannung in ziemlich weiten Grenzen fast proportional.

Bringt man jetzt Salzdampf in die Flamme, so tritt eine weitere starke Vermehrung des Stromes ein, ganz gleich, wo sich die Salzdämpfe befinden. Der Potentialverlauf entspricht Kurve III.

Versuch V. Die Abhängigkeit der Leitfähigkeit der Flamme von der Konzentration des Salzdampfes ist zuerst von Arrhenius¹⁾ untersucht worden, welcher mittels eines Zerstäubers verschieden konzentrierte Lösungen in die Flamme spritzte. Für eine rohe Nachprüfung kann man einen der bekannten Beckmannschen Spektralbrenner benutzen (vgl. Fig. 1086). Unter die Lufteintrittsöffnung L des ganz aus Glas gebauten Brenners wird ein Schälchen S gestellt, welches eine mit einigen Tropfen HCl versetzte Salzlösung und ein Stückchen Zink enthält. Der sich entwickelnde Wasserstoff reißt Tröpfchen der Lösung mit, welche in die Flamme gelangen. Mißt man nun den Strom in der Flamme für verschieden konzentrierte Lösungen in dem Schälchen — wobei auf gleichbleibende Säuremenge zu achten ist —, so beobachtet man, daß die Leitfähigkeit der Wurzel aus der Konzentration proportional ist²⁾. Dieses Verhalten entspricht durchaus demjenigen eines schwach dissoziierten Elektrolyten, z. B. der Essigsäure (vgl. § 151, Tabelle, S. 507), und auch demjenigen der Initialleitfähigkeit eines Gases [vgl. § 345, Gl. (8)] in ihrer Abhängigkeit von der Zahl q der pro Sekunde gebildeten Ionen, die hier einfach der Dichte des nur schwach dissoziierten Dampfes³⁾ proportional ist.

Über die verschiedene Wirksamkeit der einzelnen Salze liegen namentlich ausgedehnte Versuchsreihen von Smithells, Dawson und Dickson⁴⁾ vor.

Die Beweglichkeit der Ionen in der Flamme ist zuerst von Wilson (l. c.) nach einer Methode gemessen worden, welche ganz der von Zeleny (vgl. § 346) an Röntgenionen angewandten entspricht: Die beiden Elektroden befinden sich in der Flamme übereinander, so daß die nach unten wandernden Ionen sich gegen den Gasstrom bewegen müssen; dann bewirkt eine dicht unter der oberen Elektrode eingeführte Salzperle eine Stromvermehrung, wenn das Potentialgefälle zwischen den Elektroden überall mindestens ausreicht, die herabwandernden Ionen gegen den Gasstrom zu treiben; ist die obere Elektrode negativ, so wandern die $-$ -Ionen nach unten, die Vermehrung erfolgt schon bei ganz schwachen Spannungen; ist dagegen die obere Elektrode positiv, so tritt die Vermehrung erst bei Spannungen von etwa 100 Volt auf. Wegen der Ungleichmäßigkeit des Feldes muß dessen Verlauf besonders gemessen werden; der kleinste Wert ist der maßgebende. Wilson fand bei einer Temperatur von etwa 2000°C.

¹⁾ Wied. Ann. **42**, 18 (1891).

²⁾ Als konzentrierteste Ausgangslösung nehme man eine etwa 2proz. NaCl -Lösung; etwa 5 ccm nebst 5 Tropfen HCl kommen in das Schälchen.

³⁾ Eine Schätzung des Dissoziationsgrades (etwa $\frac{1}{500}$) findet sich bei da C. Andrade, Dissert., Heidelberg 1911.

⁴⁾ Phil. Trans. **193**, 89 (1900); Zeitschr. f. phys. Chem. **32**, 304 (1900).

$k_- = \text{etwa } 1000 \text{ cm}^2/\text{Voltsekunde},$

$k_+ = \text{etwa } 62 \text{ für K-, Na- und Li-Dämpfe.}$

Dagegen bei etwa 1000°C :

$k_- = 26 \text{ und } k_+ = 7.$

Ähnliche Werte finden nach anderen Methoden Moreau¹⁾, Marx²⁾ und Lusby³⁾. Man beachte jedoch die unten folgende Kritik.

Der sehr hohe Wert für k_- läßt vermuten, daß das negative Ion in der Flamme ein freies Elektron ist [Stark⁴⁾, Lenard⁵⁾]. Für ein solches berechnet sich jedoch nach der Lenardschen Formel etwa $k = 19000$; der kleinere beobachtete Wert würde sich erklären, wenn bei jedem Stoß gegen ein Gasteilchen eine Anlagerung und beim nächsten Stoß wieder eine Abspaltung erfolgte. Näheres bei Lenard (l. c. 1913).

Durch neuere Untersuchungen von Lenard⁶⁾ und seinen Schülern [G. Ebert⁷⁾ und da C. Andrade⁸⁾] ist festgestellt worden, daß in der Flamme sehr verschiedene Ionen vorhanden sind, von denen die oben skizzierte Wilsonsche Methode nur die schnellsten mißt. Eine eingehende Kritik d'Andrades zeigt, daß Wilson das Potentialgefälle an falscher Stelle gemessen hat, und berechnet aus Lusbys Messungen einen viel kleineren Wert, nämlich $k_+ = \text{etwa } 4$ für Na. d'Andrade findet nach einer exakten Methode für Strontium $k_+ = 2,5$. Außerdem ist aber noch eine zweite, viel langsamere $+ \text{-Ionenart}$ des Metalles vorhanden, welche wahrscheinlich sich von Zeit zu Zeit neutralisiert und wieder dissoziiert, wodurch natürlich eine viel kleinere mittlere Beweglichkeit herauskommt.

Versuch VI. Der Nachweis, daß die Metallatome, oder wenigstens ein Teil derselben, mit dem Strom wandern, geschieht nach Lenard (l. c.) leicht dadurch, daß man eine Flamme zwischen zwei dicht außerhalb derselben befindliche Elektroden stellt und zwischen die Elektroden einen feinen Platindraht mit einer Kochsalzperle bringt. Verbindet man die Elektroden mit einer kräftigen Influenzmaschine, so sieht man, wie der leuchtende Streifen nach der negativen Seite hin abgelenkt wird, es sind die langsameren Metallionen, deren Bewegung hier sichtbar wird. [Näheres hierüber siehe G. Ebert (l. c.) und da C. Andrade (l. c.)]

Die vielmals kleinere Beweglichkeit der Ionen in den kalt gewordenen Flammgasen rührt offenbar von einer Beschwerung der Ionen mit Kondensationsprodukten der Flamme her; die einer von solchen Produkten freien CO-Flamme entstammenden Gase zeigen nach de Broglie⁹⁾ normale Beweglichkeit.

§ 354. Stoßionisation. Erhöht man die Spannung an einer unselbständigen Entladung immer mehr, so beginnt die Stromstärke, die zunächst

¹⁾ Journ. de phys. **2**, 560 (1903); Ann. chim. phys. (7) **30**, 29 (1903).

²⁾ Ann. d. Phys. **2**, 768, 798 (1900); Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 441 (1903).

³⁾ Proc. Cambr. Soc. **16**, 26 (1911); Phil. Mag. (6) **22**, 775 (1911).

⁴⁾ Naturw. Rundsch. **18**, 549 (1902).

⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) **9**, 642 (1902); ebenda (4) **40**, 393 (1913).

⁶⁾ Ann. d. Phys. (4) **17**, 238 (1905); Heidelb. Akad.-Ber. 1911, Nr. 34.

⁷⁾ Dissert., Heidelberg 1911.

⁸⁾ Dissert., Heidelberg 1911.

⁹⁾ Compt. rend. **151**, 67 (1910).

im Stadium des Sättigungsstromes konstant geblieben, wieder anzusteigen; der Anstieg wird rasch immer steiler und schließlich geht der Strom in die leuchtende selbständige Entladung über. Fig. 1088 zeigt einige Kurven nach

Fig. 1088.

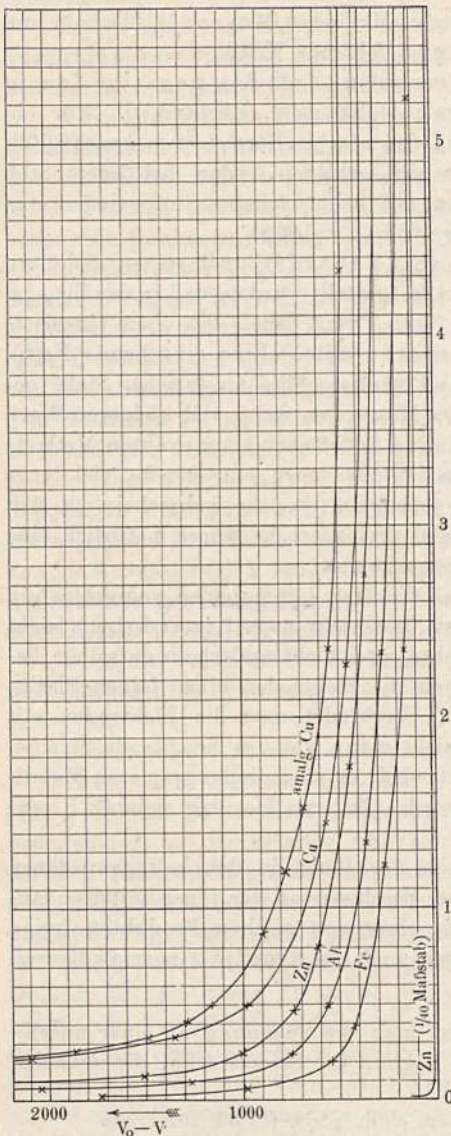
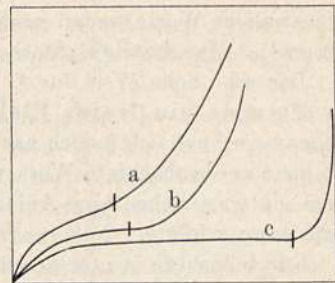


Fig. 1089.



H. Kreuzler¹⁾, welche den Strom von einer ultraviolett bestrahlten Metallkathode in Luft von Atmosphärendruck darstellen. Bei hohen Drucken ist das Sättigungsstadium (vgl. § 327) nicht deutlich ausgebildet, sondern es findet schon bei niederen Spannungen ein stetiges, wenn auch sehr langsames Ansteigen statt.

Am bequemsten lassen sich Kurven ähnlicher Art an lichtelektrischen Natriumzellen nach Elster und Geitel (vgl. Fig. 1032) beobachten, bei welchen das Funkenpotential bei wenigen 100 Volt liegt. Als Stromquelle kann eine Leidener Flasche in Verbindung mit einer Elektrisiermaschine, als Lichtquelle eine gewöhnliche Glühlampe und für die Strommessung ein Galvanometer dienen.

Endlich kann man einen ähnlichen verstärkten Stromanstieg auch an leitenden Flammen (vgl. § 353) beobachten, wenn man die Spannung genügend er-

höht. Das allgemeine Schema entspricht immer den Fig. 1089 a bis c, welche den Verlauf zeigen, je nachdem der Anstieg vor, bei oder nach Erreichung der Sättigung beginnt.

Der Anstieg erfolgt um so rapider und beginnt in um so geringerem Abstand vom Funkenpotential, je geringer die Stromstärke bei niederen Spannungen, d. h.

¹⁾ Verh. d. Berl. Phys. Ges. **17**, 86 (1898); Ann. d. Phys. (4) **6**, 398 (1901).

je geringer die primär durch Bestrahlung oder andere Vorgänge erzeugte Ionenzahl ist. Man wird also die gewöhnliche Funkenentladung, bei welcher dicht unterhalb des Funkenpotentials noch kein Strom meßbar ist, als einen Grenzfall der beschriebenen Erscheinung für sehr schwach ionisiertes Gas ansehen können (siehe unten § 355).

Die Erscheinungen erklären sich leicht mittels der von J. J. Thomson¹⁾ ausgesprochenen Hypothese des

„Ionenstoßes“.

Nach dieser Hypothese soll ein jedes Ion, wenn es im elektrischen Felde eine genügende Geschwindigkeit erlangt hat, imstande sein, getroffene Gasmolekeln zu ionisieren, genau wie wir es früher für Kathoden- und Kanalstrahlen gesehen haben.

Da nun ein Ion seine Geschwindigkeit nur zwischen zwei Zusammenstößen, also durch Beschleunigung längs seiner freien Weglänge l erhält, so wird die Stoßionisierung erst dann eintreten, wenn die längs dieser Weglänge an dem Ion geleistete elektrische Arbeit Xel einen gewissen Wert, die „Ionisierungsenergie“, überschritten hat; statt der Ionisierungsenergie können wir wegen der Konstanz der Ionenladung e auch die

„Ionisierungsspannung“

$$Xl = V \dots \dots \dots (1)$$

einführen. Wenn diese erreicht ist, wenn also die elektrische Kraft X größer als V/l , so werden nicht nur durch den Aufprall der ursprünglichen Ionen neue Ionen erzeugt, sondern die neuen wirken auch ihrerseits wieder ionisierend und so fort, so daß eine enorme Stromvermehrung eintreten muß.

Die quantitativen Verhältnisse wurden namentlich von Townsend²⁾ genau untersucht, dessen Theorie wir hier folgen:

Wir betrachten als einfachsten Fall zwei Kondensatorplatten im Abstand L cm, von denen die Kathode mit ultraviolettem Licht bestrahlt wird, so daß pro Sekunde n_0 Elektronen emittiert werden oder im Vakuum ein Sättigungsstrom $i_0 = e \cdot n_0$ entsteht. Jedes Elektron möge bei der vorliegenden Feldstärke X imstande sein, pro Centimeter Weg α neue Ionenpaare zu erzeugen; wenn im Abstände x von der Kathode die Ionenzahl gleich n ist, so werden von diesen in der nächstfolgenden sehr dünnen Schicht δx :

$$\delta n = \alpha n \delta x \dots \dots \dots (2)$$

neue Ionenpaare gebildet. Nun ist $\delta n/n = \delta(\log_{nat} n)$, also durch Addition von 0 bis x :

$$\log n - \log n_0 = \log(n/n_0) = \alpha x$$

oder:

$$n/n_0 = e^{\alpha x} \text{ und für } x = L \dots \dots \dots (3)$$

$$\underline{n/n_0 = e^{\alpha L} = i/i_0} \dots \dots \dots (4)$$

Bei Volumionisierung, z. B. bei Röntgenbestrahlung oder in einer Flamme, erhält man durch eine ähnliche Betrachtung:

$$n/n_0 = (e^{\alpha L} - 1)/\alpha L \dots \dots \dots (5)$$

¹⁾ Phil. Mag. (5) 50, 279 (1900); siehe auch A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 37, 338 (1884).

²⁾ Phil. Mag. (6) 1, 198 ff. (1901); Phys. Zeitschr. 2, 483 (1901); „The Theorie of Ionisation of Gases by Collision“. London 1910.

Diese Gleichung stellt die Vermehrung der Ionen bzw. des Stromes dar, wenn bloß die negativen Ionen durch Stoß zu ionisieren vermögen; im ersten Stadium des Stromanstieges ist dies wirklich der Fall, wie von Townsend und Kirkby¹⁾ nachgewiesen wurde:

Benutzt man nämlich zu den Versuchen an Stelle eines Plattenkondensators einen solchen, der aus einem Draht und einem ihn konzentrisch umgebenden Zylinder besteht, so beobachtet man einen Stromanstieg bei positivem Draht schon bei Spannungen, bei welchen der negative Draht noch nichts gibt; im ersteren Falle befinden sich aber am Draht, d. h. im Bereiche größter elektrischer Kraft, nur negative Ionen.

Um Gl. (4) zu prüfen, veränderte Townsend den Plattenabstand L und die Spannung E gleichzeitig, so daß $X = E/L$ konstant blieb, z. B. für Luft bei $p = 2,5$ mm:

$X = \text{Volt/cm}$	350	525
$L \text{ cm}$	i	
0,1	1	1
0,3	2,06	4,24
0,5	4,22	18,3

Aus Gl. (4) folgt für zwei Abstände L_1 und L_2 durch Division:

$$e^{\alpha(L_1 - L_2)} = i_1/i_2 \quad \text{oder} \quad \alpha = \frac{\log_n(i_1/i_2)}{L_1 - L_2},$$

also:

$$\alpha = (\log_n 2,06)/0,2 \text{ bzw. } \log_n(4,22/2,06)/0,2 \text{ oder } \alpha = 2,33 \text{ für } X = 350$$

$$\alpha = (\log_n 4,24)/0,2 \text{ bzw. } \log_n(18,3/4,24)/0,2 \text{ oder } \alpha = 3,07 \text{ für } X = 525$$

Die Konstante α hängt also von der elektrischen Kraft X ab.

Für den Zusammenhang zwischen α und p ergibt sich nach Townsend folgende allgemeine Beziehung:

Für die Ionisierung soll einzig die kinetische Energie des stoßenden Ions, also die frei durchlaufene Spannung Xl maßgebend sein. Da nun l dem Drucke p umgekehrt proportional, so ist die Wahrscheinlichkeit w , daß bei einem Stoße Ionisierung eintritt, nur von X/p abhängig, oder $w = f(X/p)$. Die Anzahl der Stöße pro Centimeter ist proportional $1/l$, also proportional p , so daß schließlich $\alpha = p \cdot f(X/p)$, oder:

$$\alpha/p = f(X/p) \quad \dots \dots \dots (6)$$

wird. So erhielt z. B. Townsend für Wasserstoff:

$p \text{ mm}$	X	α	α/p	X/p
8	1050	14,8	} 1,85	} 131
4	525	7,4		
2	262	3,7		

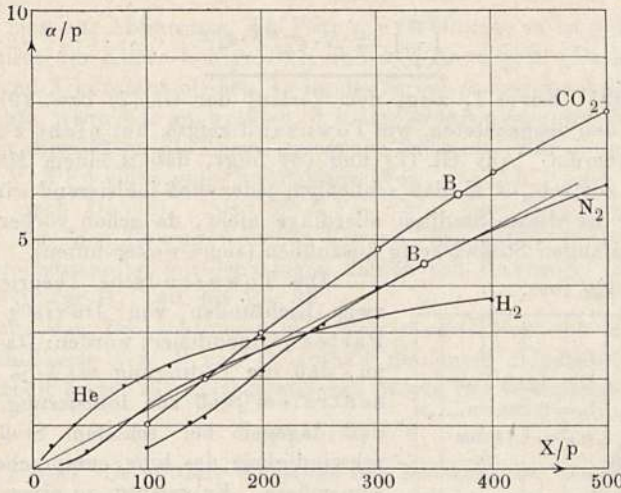
Fig. 1090 zeigt einige beobachtete Kurven nach Townsend. [He nach Gill und Pidduck²⁾].

¹⁾ Phil. Mag. (6) 1, 630 (1901).

²⁾ Ebenda (6) 23, 837 (1912).

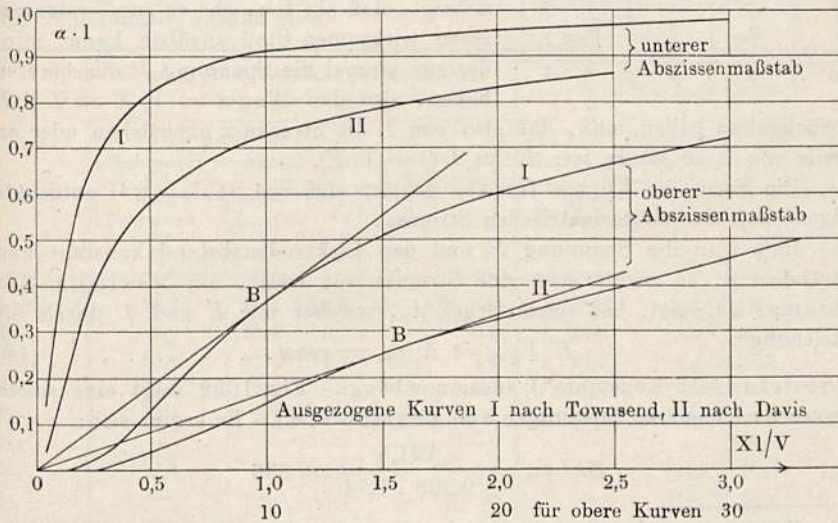
Die allgemeine Form der Kurven ergibt sich aus der Annahme einer Ionisierungsspannung V einerseits und der wahrscheinlichen Verteilung der vorkommenden Weglängen andererseits: Wenn nämlich l die „mittlere“ Weglänge, so legen doch einzelne Ionen auch größere Wege zurück. Ist also Xl

Fig. 1090.



der Spannungsabfall pro mittlere Weglänge, so muß ein Ion, um ionisieren zu können, mindestens einen $V/Xl = m$ mal größeren Weg zurückgelegt haben, als l . Je größer Xl (oder X/p), desto kleiner wird m , um so größer

Fig. 1091.



also die Zahl der in Betracht kommenden Ionen, um so größer also auch α . In der Gastheorie wird gezeigt, daß der Bruchteil $1/e^m$ sämtlicher vorkommenden Einzelwege größer ist als m/l . Da nun $1/l$ die mittlere Stoß-

zahl pro Centimeter Weg eines Ions, so ist die Zahl der wirksamen Stöße gleich $1/l e^m = 1/l e^{V/Xl}$, oder:

$$\alpha l = e^{-V/Xl} \dots \dots \dots (7)$$

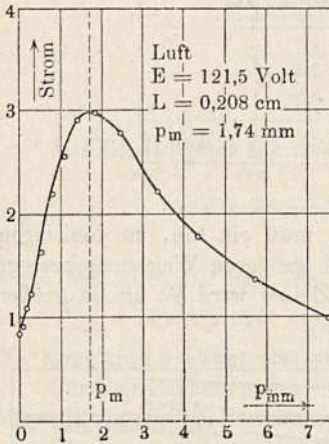
Ist l_0 die Weglänge, $1/l_0 = N$ die Stoßzahl bei 1 mm Druck, so ist:

$$l = l_0/p = 1/Np \dots \dots \dots (8)$$

$$\left(\frac{\alpha}{p}\right) = N \cdot e^{-VN \cdot p/X} \dots \dots \dots (9)$$

Fig. 1091, Kurve I, zeigt den Verlauf der Gl. (7) bzw. (9); derselbe stimmt mit den beobachteten, wie Townsend zeigte, bei nicht zu kleinem X/p gut überein. Aus Gl. (7) und (8) folgt, daß α einem Maximalwert $\alpha_m = N \cdot p$ zustrebt, d. h., daß schließlich jeder Stoß ionisierend wirkt; direkt beobachtbar ist dieses Stadium allerdings nicht, da schon vorher auch die \pm -Ionen anfangen Stoßwirkung auszuüben (siehe weiter unten).

Fig. 1092.



Die Townsendsche Theorie ist nach zwei Richtungen von Davis¹⁾ und von Partsch²⁾ modifiziert worden: Davis nimmt an, daß die Bedingung $m l X \ll V$ nur bei zentralem Stoß zur Ionisierung ausreiche, daß dagegen bei schieferm Stoß die Geschwindigkeit des Ions entsprechend größer sein müsse. Er gelangt zu einer sehr komplizierten Gleichung, deren Verlauf in Kurve II der Fig. 1091 dargestellt ist³⁾.

Partsch ändert die Gl. (4), welche zur Berechnung von α aus den Beobachtungen dient, etwas ab, indem er berücksichtigt, daß ein Ion, ehe es zum erstmaligen wirksamen Stoß ausüben kann, mindestens einmal die Spannung V durchlaufen haben, also den Weg $x = V/X = LV/E$

zurückgelegt haben muß, daß also von L die Strecke x abzuziehen oder an Stelle von L zu setzen ist: $L' = L(1 - V/E)$.

Die Form der Kurven für α/p erklärt eine von Stoletow⁴⁾ entdeckte Eigenschaft des photoelektrischen Stromes:

Hält man die Spannung E und den Elektrodenabstand konstant und verändert p , so erhält man eine Stromkurve, welche ein Maximum des Stromes aufweist, bei einem Druck p_m , welcher mit E und L durch die Gleichung:

$$E/Lp_m = X/p_m = const. \dots \dots \dots (10)$$

(„Stoletowsche Konstante“) zusammenhängt. Fig. 1092 zeigt eine solche Kurve nach neueren Messungen von Partsch (l. c.). Es ergibt sich:

$$E/Lp_m = \frac{121,5}{0,208 \cdot 1,74} = 336.$$

¹⁾ Phys. Rev. **24**, 93 (1907); siehe auch Bishop, Phys. Zeitschr. **12**, 1148 (1911).

²⁾ Phys. Zeitschr. **14**, 60 (1912); Ann. d. Phys. (4) **40**, 157 (1913).

³⁾ Eine ganz spezielle Theorie des Ionenstoßes siehe J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **23**, 449 (1912).

⁴⁾ Journ. d. phys. (2) **9**, 468 (1890).

Ähnlich für N₂: 340, für H₂: 153, für CO₂: 380, für O₂: 268.

Zur Erklärung schreiben wir Gl. (7) in der Form:

$$\frac{\alpha V}{X} = \left(\frac{V}{Xl}\right)e^{-V/Xl} \dots \dots \dots (11)$$

Setzt man zur Abkürzung $Xl/V = z$, $e^{-V/Xl} = y$, so ist y die Ordinate, z die Abszisse der Kurve I, Fig. 1091, und $\alpha V/X = y/z$. Da bei den Versuchen V und X konstant bleiben, so ist der Strom proportional α ; er hat also ein Maximum, wenn y/z am größten, d. h. im Berührungspunkte B (Fig. 1091) einer vom Nullpunkt an die Kurve gezogenen Tangente. Für diesen Punkt hat $Xl/V = X/NVp$ einen ganz bestimmten Wert, nämlich 1 nach Townsend (etwa 1,6 nach Davis). Also $X/NVp_m = 1$ oder $X/p_m = NV$ (bzw. 1,6 NV). Aus den Townsendschen Kurven (Fig. 1090) findet man so in guter Übereinstimmung mit den obigen Zahlen von Partsch: Für N₂: 340, für CO₂: 370, für H₂: 140, für He: 35.

Die aus den Beobachtungen von Townsend, Partsch und Bishop berechneten Werte von V und N enthält die unten folgende Tabelle; die Tabelle enthält ferner die gastheoretischen Werte für N , nämlich:

$$N = 1/(4\sqrt{2}l')$$

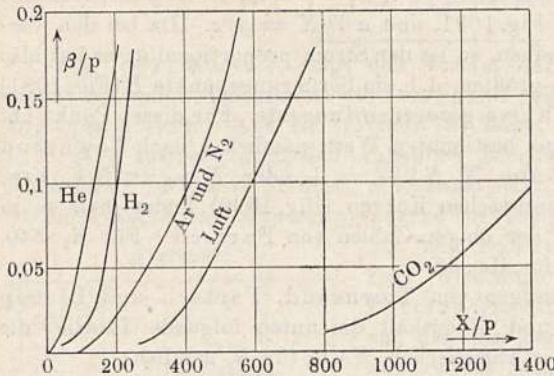
(vgl. § 347), wo l' die mittlere Weglänge der Molekeln des betreffenden Gases bei 1 mm Druck (vgl. Tabelle S. 994). Es ist angenommen, daß die — Ionen freie Elektronen seien; da die hier vorkommenden Werte von X/p stets oberhalb der am Schluß von § 347 genannten kritischen Werte liegen, so ist diese Annahme berechtigt. Endlich sind noch die Werte aufgeführt, welche nach einer von Lenard¹⁾ angegebenen direkten Methode von v. Baeyer²⁾, Dember³⁾, Franck und G. Hertz⁴⁾ für V , sowie von den letztgenannten⁵⁾ für N gefunden worden sind.

Gas	$N = 1/lp =$ Stoßzahl pro Centimeter bei $p = 1$ mm Hg					Ionisierungsspannung V			
	aus Townsends Beobachtungen berechnet		nach Partsch	nach Franck u. Hertz	Gas-theoretisch	aus Townsends Beobachtungen berechnet		nach Partsch	nach Franck u. Hertz
	nach Townsend	nach Davis				nach Townsend	nach Davis		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Luft . .	14,6	21,9	12,6	16—18 ⁷⁾	27	25,0	10,2 ⁸⁾	27,1	11
H ₂ . . .	5,0	11,9	5,5	11	14	26,0	9,7 ⁸⁾	27,8	—
CO ₂ . .	20,0	21,3	16,2	—	42	23,3	6,2 ⁸⁾	23,5	—
Ar . . .	13,6	16,2 ⁶⁾	—	—	26	17,3	7,6 ⁶⁾	—	12
He . . .	2,4	2,7 ⁶⁾	—	5,5—6,3	9	14,5	6,4 ⁶⁾	—	20,5
Ne . . .	—	—	—	—	—	—	—	—	16
N ₂ . . .	12,4	—	12,4	—	27	27,6	[12] ⁶⁾	27,9	7,5
O ₂ . . .	—	—	11,2	—	25	—	[10] ⁶⁾	23,9	9

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 8, 149 (1903). — ²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 96 (1908). — ³⁾ Ann. d. Phys. (4) 30, 137 (1909). — ⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 34 (1913). — ⁵⁾ Ebenda 14, 596 (1912); 15, 373 (1913). — ⁶⁾ Vom Verfasser berechnet; die Zahlen für V nach Davis und nach Townsend-Partsch verhalten sich etwa wie 0,42:1. — ⁷⁾ Aus Messungen an + Ionen durch Division mit 4 erhalten. — ⁸⁾ Nach Beobachtungen Bishops [Phys. Zeitschr. 12, 1148 (1911)] von diesem berechnet.

Aus der Tabelle scheint hervorzugehen, daß — mit Ausnahme des He — die Zahlen für V nach Davis (Spalte 8) besser mit den direkten Beobachtungen (Spalte 10) stimmen, als diejenigen nach Townsend und Partsch. Die Zahlen für N stimmen mit den gastheoretisch berechneten, welche allerdings nur ziemlich ungenau bekannt sind, schlecht überein, sie betragen im Durchschnitt etwa die Hälfte. Die an langsamen Kathodenstrahlen (vgl. § 329) direkt gefundene Zahl $V = 11$ Volt für Luft und H_2 stimmt mit den Ergebnissen der Messungen von Franck und Hertz sowie den Berechnungen nach Davis hinreichend überein¹⁾.

Fig. 1093.



Stoßionisierung durch +-Ionen. Für sehr große X/p soll $\alpha/p = N$ werden, also der Strom ein Maximum erreichen. In Wirklichkeit beobachtet man jedoch einen immer rascher wachsenden Anstieg (vgl. Fig. 1088 u. 1089), bis schließlich der Strom in die selbständige Entladung übergeht. Townsend erklärt dies durch die Annahme, daß bei höheren Geschwindigkeiten auch die +-Ionen durch Stoß zu ionisieren vermögen; bezeichnet man ihre Ionisierungskonstante mit β , so erhält man nach Townsend für die Abhängigkeit des Stromes vom Plattenabstand — bei konstantem X und p — die Gleichung:

$$i/i_0 = \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)L}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)L}} \dots \dots \dots (12)$$

Die Kreuzlerschen Kurven (Fig. 1088) entsprechen dieser Gleichung. Für $\beta = 0$ geht die Gleichung in Gl. (4) über. Folgende Tabelle enthält einige Beobachtungen Townsends an Luft:

X = 350, p = 1				X = 700 p = 2	
L	i/i ₀			L	i/i ₀ beobachtet
	beobachtet	berechnet nach			
		Gl. (4)	Gl. (12)		
0,2	2,86	2,86	2,87	0,1	2,9
0,4	8,3	8,2	8,3	0,2	8,3
0,6	24,2	23,4	24,8	0,3	23,8
0,8	81	66,5	80	0,4	80,0
1,0	373	190	380	0,5	374
1,1	2250	322	2150	—	—

$\alpha = 5,25, \quad \beta = 0,0141$

¹⁾ Anmerkung während der Korrektur: Eine mit den Zahlen von Franck und Hertz gut übereinstimmende Berechnung von V auf Grund eines relativ einfachen Atommodells gibt R. T. Beatty [Phys. Zeitschr. 14, 622 (1913)].

Da für β die allgemeine Beziehung der Gl. (6) ebenfalls gelten muß, also $\beta = p \cdot \varphi(X/p)$, so muß bei gleichzeitiger Verdoppelung von X und p auch α und β sich verdoppeln. Dann muß aber für den halben Abstand L derselbe Wert von i/i_0 herauskommen. Die beiden letzten Spalten zeigen, daß dies wirklich der Fall ist.

Fig. 1093 zeigt einige gemessene Kurven; ein Vergleich mit Fig. 1090 zeigt, daß β in dem zugänglichen Meßbereich viel kleiner ist als α , und daß die Unterschiede der einzelnen Gase viel größer sind. Für sehr großes X/p wäre wegen der viermal größeren Stoßzahl zu erwarten, daß $\beta > \alpha$ wird und zwar schließlich $\beta = 4\alpha$. Dieser Bereich ist jedoch nicht beobachtbar, weil stets vorher die Funkenentladung eintritt.

§ 355. Theorie des Funkenpotentials. In Gl. (12), § 354, wird $i/i_0 = \infty$, wenn der Nenner der rechten Seite:

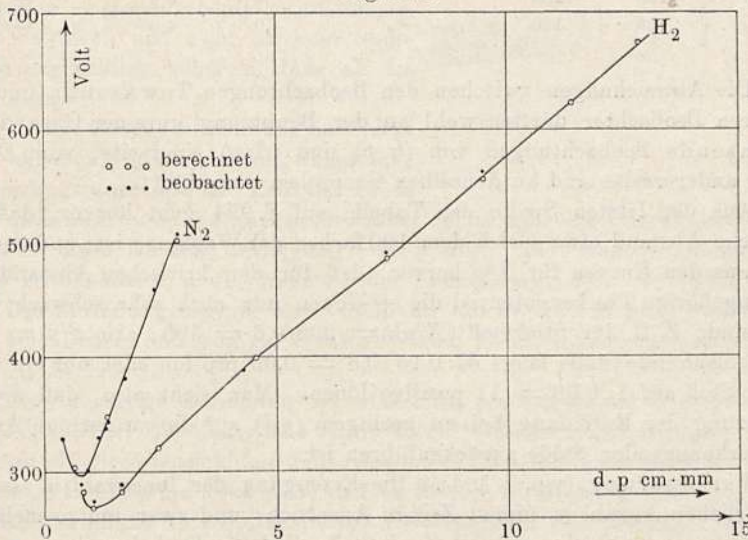
$$\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha - \beta)L} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

oder wenn:

$$L = d = \frac{\log_n(\alpha/\beta)}{\alpha - \beta} \dots \dots \dots (2)$$

wird. In diesem Falle kann der Strom auch nach Aufhören der äußeren Ionisationsquelle, also für $n_0 = 0$, weiter bestehen, d. h. die Entladung wird

Fig. 1094.



„selbständig“. Da sowohl α als auch β der Gleichung $\alpha = p \cdot f(X/p)$ und $\beta = p \cdot F(X/p)$ genügen [vgl. Gl. (6), § 354], so ist, wie sich durch Einsetzen in Gl. (2) ergibt, auch

$$d \cdot p \text{ nur von } X/p = E/dp,$$

also das Funkenpotential E nur von (dp) abhängig (vgl. § 305, „Paschensches Gesetz“).

Die zusammengehörigen Werte von E und $d \cdot p$ lassen sich aus den Kurven für α und β leicht ermitteln. Man geht von einem beliebigen X/p aus, z. B. für Stickstoff:

$$X/p = E/dp = 250, \quad \alpha/p = 3,2, \quad \beta/p = 0,03.$$

Daraus folgt:

$$d \cdot p = \frac{\log_n(3,2/0,03)}{3,2 - 0,03} = 1,475 \text{ cm. mm und } E = 250 \cdot 1,475 = 369 \text{ Volt.}$$

Fig. 1094 zeigt den berechneten Verlauf des Funkenpotentials für Stickstoff und für Wasserstoff, sowie die beobachteten Werte für ebene Platten¹⁾. Die Übereinstimmung ist so gut wie vollkommen. Vor allem zeigen die Kurven den schon in § 305 erwähnten kritischen Minimalwert des Funkenpotentials; die folgende Tabelle enthält die Werte von $E_{\min.}$ und $(d \cdot p)_k$ nach den Berechnungen und Beobachtungen Townsends, sowie zum Vergleich die Werte aus § 305, S. 994.

Gas	$E_{\min.}$ (Volt)			$(d \cdot p)_k$ (cm. mm)		
	nach Townsend		aus Tabelle § 305	nach Townsend		aus Tabelle § 305
	beobachtet	berechnet	beobachtet	beobachtet	berechnet	beobachtet
Luft . .	[330]	[330]	351	< 0,50	< 0,50	0,57
H ₂ . . .	273	269	305	1,00	1,00	1,44
N ₂ . . .	298	—	251	0,60	—	0,67
CO ₂ . .	485	488	419	0,46	0,46	0,51
Ar . . .	235	233	—	0,6	0,6	—
He ²⁾ . .	156	160	—	4,0	4,0	—

Die Abweichungen zwischen den Beobachtungen Townsends und der früheren Beobachter dürften wohl an der Benutzung unreiner Gase liegen. Townsends Beobachtungen von (α/p) und (β/p) einerseits, von E und $(d \cdot p)$ andererseits sind an denselben Gasproben ausgeführt.

Aus der letzten Spalte der Tabelle auf S. 994 geht hervor, daß der kritische Abstand etwa gleich dem 100fachen der Weglänge ist; andererseits geht aus den Kurven für β/p hervor, daß für den kritischen Abstand und das zugehörige Funkenpotential die $+$ -Ionen nur noch sehr schwach wirksam sind. Z. B. für Stickstoff $(X/p)_k = 298/0,6 = 500$, also $\beta/p = 0,15$, also ionisierende Stöße längs $d_k: 0,15 \cdot 0,6 = 0,09$ pro Ion oder nur ein wirksamer Stoß auf $1:0,09 = 11$ positive Ionen. Man sieht also, daß die Erschwerung der Entladung bei zu geringem (pd) auf die zu geringe Anzahl der vorkommenden Stöße zurückzuführen ist.

Verzögerung (vgl. § 304). Die Erzeugung der Ionenzahl n aus der anfänglichen Anzahl n_0 nimmt Zeit in Anspruch, und zwar um so mehr, je kleiner n_0 und je kleiner α und β ; deshalb wird die Entladung um so langsamer eintreten, je weniger das Gas anfänglich ionisiert und je weniger das Funkenpotential überschritten war. Daß auch in nicht besonders beeinflusstem Gase stets einige Ionen vorhanden sind, welche zur Einleitung des ganzen Vorganges ausreichen, wurde zuerst von Elster und Geitel³⁾ nachgewiesen. Nach Eintritt der Entladung stellen die Townsendschen Gleichungen den

¹⁾ Die Kurven Fig. 959 in § 305 für Luft stimmen ebenfalls hiermit überein, nur ist dort d in Millimeter angegeben.

²⁾ Nach Messungen von Gill und Pidduck, Phil. Mag. (6) 23, 837 (1912), an sehr reinem Helium. Die Zahlen in § 305 sind diesen Versuchen entnommen.

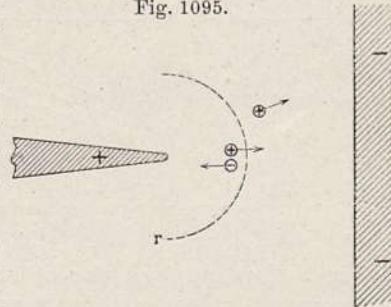
³⁾ Phys. Zeitschr. 1, 11 (1899).

Vorgang nicht mehr dar, da dann weder das Feld noch die Stromdichte im Entladungsraume konstant sind.

§ 356. Ionen beim Spitzenstrom¹⁾. Die vollständige Erklärbarkeit der Gesetze des Funkenpotentials durch die Ionentheorie läßt vermuten, daß auch die sonstigen Eigentümlichkeiten der selbständigen Entladungsformen sich ähnlich erklären lassen. Wenn sich diese Vermutung auch im großen und ganzen bestätigt hat, so bietet doch die quantitative Durchführung der Theorie bis jetzt noch unüberwundene Schwierigkeiten rein mathematischer Art, so daß bis jetzt nur die allgemeinsten Beziehungen haben festgestellt werden können. Am übersichtlichsten liegen die Dinge noch bei der Entladung aus einer Spitze; wegen der Verschiedenheit der Ionisierungskonstanten α und β der negativen und der positiven Ionen sind die Vorgänge für beide Vorzeichen der Spitze gesondert zu betrachten:

a) Positive Spitze (Fig. 1095). Es sei r der „Ionisierungsbereich“ der $+$ -Ionen, innerhalb dessen das Feld stark genug ist, daß die $+$ -Ionen eine merkliche Stoßwirkung ausüben. Dann können außerhalb r nur $+$ -Ionen vorkommen; innerhalb r werden die durch Stoß erzeugten und auf die Spitze zufliegenden $-$ -Ionen ebenfalls Stoßionisierung bewirken und zwar an jeder Stelle in unvergleichlich höherem Maße als die $+$ -Ionen.

Fig. 1095.



Mit zunehmender Spannung der Spitze wird offenbar r größer, damit wächst der Ionisierungsraum und die Zahl der Stöße im Ionisierungsraum; es wächst also auch der Strom, die Charakteristik des Spitzenstromes ist also ansteigend (vgl. § 308). Der kleinstmögliche Wert von r ist offenbar $r = r_0$, wenn r_0 der Krümmungsradius der Spitze selbst ist. Die Entladung beginnt also, wenn an der Spitze ein ganz bestimmtes, bloß vom Druck und von r_0 , nicht aber vom Elektrodenabstand abhängiges Feld X_0 herrscht.

Eine derartige Beziehung ist tatsächlich von Chattock²⁾ aufgefunden worden, welcher die elektrische Kraft an der beweglich aufgehängten Spitze aus der auf diese ausgeübten und gemessenen Anziehung berechnete.

Man kann ferner vermuten, daß es für den Eintritt der Entladung nur auf das Verhältnis vom Spitzenradius zur Weglänge der Moleküle, also das Produkt $r_0 p$ einerseits und den Potentialfall pro Weglänge andererseits, also $X_0 \cdot l$ oder X_0/p ankomme, oder daß:

$$X_0/p = f(r_0 p)^3 \dots \dots \dots (1)$$

Fig. 1096 zeigt die Abhängigkeit zwischen $1/(r_0 p)$ und X_0/p , wie sie Verfasser nach Chattocks Messungen für die Drucke 76, 40 und 20 cm

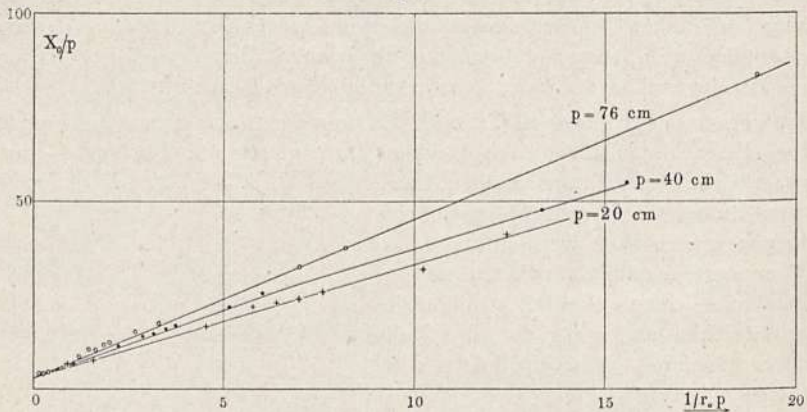
¹⁾ Chattock u. Tyndall, Phil. Mag. (6) 20, 277 (1910).
²⁾ Ebenda (5) 32, 285 (1901); (6) 20, 266 (1910); Young, ebenda (6) 13, 542 (1907).
³⁾ Im Zusammenhang hiermit die Beobachtung Röntgens (Götting. Nachr. 1878, S. 390), daß für das Minimumpotential (vgl. § 308) verschiedener Gase die Beziehung gelte

$$E_m \cdot l = const.$$

berechnet hat. Wäre Gl. (1) erfüllt, so müßten die drei Kurven zusammenfallen, was offenbar nicht der Fall. Sie scheinen aber für sehr kleine Werte von $1/r_0 p$ oder für große von $r_0 p$ einem gemeinsamen Grenzwert zuzustreben, nämlich etwa $X_0/p = 3$ bis 4 cgs oder 900 bis 1200 Volt pro Centimeter Druck. Das ergibt für Atmosphärendruck etwa 70000 bis 90000 Volt/cm, entspricht also der Größenordnung nach den Kräften beim Eintritt der Funkenentladung (vgl. Fig. 960).

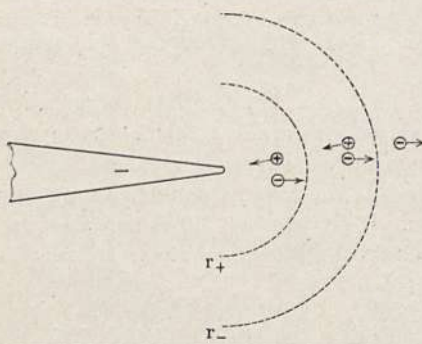
b) Negative Spitze (Fig. 1097). Der Ionisierungsbereich der fortwandernden $-$ -Ionen erstreckt sich bis zu einer Entfernung r_- ; außerhalb

Fig. 1096.



dieser Entfernung wird der Strom nur durch $-$ -Ionen transportiert. In geringerem Abstände von der Spitze, bei r_+ , beginnt der Ionisierungsbereich der $+$ -Ionen, welcher nötig ist, um die primäre Anzahl n_0 der negativen

Fig. 1097.



Ionen zu liefern; also muß an der Spitze selbst mindestens die zur Stoßwirkung der $+$ -Ionen erforderliche elektrische Kraft herrschen. Wenn gleichwohl das Anfangspotential für die negative Spitze etwas geringer ist (vgl. § 308), so liegt dies daran, daß wegen der größeren Beweglichkeit des $-$ -Ions eine größere Feldverstärkung an der negativen Elektrode eintritt (vgl. § 345). Die überwiegende Wirksamkeit der $-$ -Ionen läßt bei negativer

Spitze den Strom viel schneller ansteigen (vgl. Fig. 971). Dieser Anstieg muß noch bedeutend verstärkt werden, wenn eine Anlagerung der anfangs ja als freie Elektronen auftretenden $-$ -Ionen an Gasmolekeln vermieden wird. Deshalb ist der negative Spitzenstrom in reinem Stickstoff, Argon, Helium so besonders stark (vgl. § 308), also in denselben Gasen, in welchen freie Elektronen sich besonders leicht der Anlagerung entziehen (vgl. § 347).

Daß außerhalb des Ionisierungsbereiches nur Ionen vom gleichen Vorzeichen, wie die Spitzenladung, vorkommen, läßt sich durch das Verhalten einer Sonde beweisen, welche sich dort gleichnamig mit der Spitze auflädt, wenn aber anfangs höher geladen, nicht entlädt; sogenannte unipolare Leitung¹⁾.

c) Elektrischer Wind; Messung der Beweglichkeit. Außerhalb der Ionisierungsbereiche befinden sich nur Ionen eines Vorzeichens; die von dem elektrischen Felde auf diese ausgeübten Kräfte werden durch die Reibung vollständig auf das Gas übertragen, so daß dieses mit in Bewegung gesetzt wird. Ist j die Stromdichte, n die Konzentration, k die Beweglichkeit und e die Ladung der Ionen, so gilt:

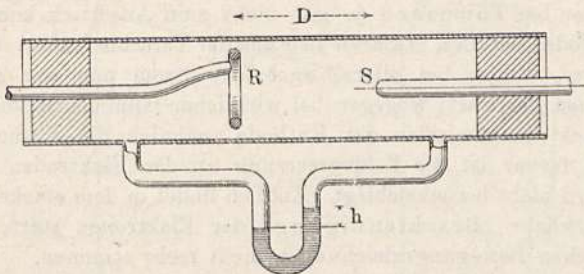
$$j = knXe \dots \dots \dots (2)$$

Die gesamte, auf die Ionen eines Kubikcentimeters, also indirekt auch auf das Gas ausgeübte Kraft beträgt:

$$f = nXe = j/k \dots \dots \dots (3)$$

Kann das Gas ausweichen, so entsteht der in § 70 beschriebene „elektrische Wind“. Ist dagegen ein Ausweichen unmöglich, so entstehen Druck-

Fig. 1098.



differenzen im Gase und zwar muß die Druckdifferenz δp pro Centimeter gleich der Kraft auf die dazwischen befindliche Gasschicht sein, d. h.:

$$\delta p = f = j/k \dots \dots \dots (4)$$

oder:

$$k = j/\delta p \dots \dots \dots (5)$$

Chattock²⁾ untersuchte die Beweglichkeit der Ionen beim Spitzenstrom mittels der in Fig. 1098 skizzierten Anordnung: Der von der Spitze S zum Ringe R übergehende Strom erzeugt eine an einem Flüssigkeitsmanometer ablesbare Niveaudifferenz h , welche von der Entfernung D der Elektroden abhängt. Wurde D geändert, so nahm die Druckdifferenz gleichmäßig mit D zu; die Zunahme pro Centimeter Verlängerung des Abstandes ist das oben genannte δp . Die so gemessenen Beweglichkeiten sind bereits in der Tabelle auf S. 1122 mit aufgeführt. Da sie mit den an unselbständigen Strömungen gemessenen durchaus übereinstimmen, so kann das Ergebnis als ein Beweis für die Anwendbarkeit der IONENTHEORIE auf die selbständigen Entladungen angesehen werden.

Dagegen findet Franck³⁾ für Ionen in nächster Umgebung eines feinen, axial gespannten Drahtes in abgeleiteter, zylindrischer Hülle größere Werte,

¹⁾ Siehe F. Braun, Wied. Ann. **59**, 688 (1896); Zeleny, Phys. Rev. **33**, 70 (1911).

²⁾ Phil. Mag. (5) **48**, 401 (1899).

³⁾ Ann. d. Phys. (4) **21**, 972 (1906).

nämlich $k_+ = 2,7$ bis $3,8$ und $k_- > 13 \text{ cm}^2/\text{Volt}/\text{Sek}$; hier handelt es sich offenbar um noch unbeschwerte Atomionen und Elektronen.

§ 357. Theorie des Glimmstromes und des Lichtbogens. Wenn es auch noch nicht gelungen ist, alle Einzelheiten des Glimmstromes, wie wir sie in den §§ 307 und 309 bis 313 beschrieben haben, auf die experimentell ermittelten Ionenkonstanten zurückzuführen, so läßt sich doch wenigstens die qualitative Übereinstimmung ziemlich einwandfrei nachweisen.

Wir gehen von der Tatsache aus, daß es für jeden Druck p einen gewissen Elektrodenabstand d gibt, für welchen das Funkenpotential ein nur vom Gase, nicht aber von p abhängiges Minimum E_m besitzt (vgl. § 355). Dieses Potential ist also das kleinste, welches gerade einen selbständigen Strom zu unterhalten vermag. Früher wurde aber gefunden, daß in einer Entladungsröhre das kleinstmögliche Potential gleich dem normalen Kathodenfall ist; somit muß dieser mit dem minimalen Funkenpotential E_m identisch sein. Eine Vergleichung der Tabelle in § 355 mit derjenigen in § 313 zeigt tatsächlich ziemlich Übereinstimmung, wenn man dort etwa die für Pt geltenden Werte nimmt. Die Abweichungen, namentlich der bei Townsend ja gar nicht zum Ausdruck kommende Einfluß des Kathodenmetalles, erklären sich aus der Verschiedenheit der primären Ionisierung n_0 , welche bei allerschwächstem Strom nur von zufällig vorhandenen Ionen herrührt, wogegen bei wirklicher Glimmentladung noch eine besondere Elektronenemission der Kathode, nämlich die Kathodenstrahlen, hinzukommt; ferner ist die Feldverzerrung an den Elektroden (vgl. § 345) bei Townsend nicht berücksichtigt. Endlich findet in dem starken Kathodenfeld eine merkliche „Beschleunigung“ der Elektronen statt, so daß die Townsendschen Bewegungsgleichungen nicht mehr stimmen.

Ebenso wird man eine Übereinstimmung wenigstens der Größenordnung zwischen dem kritischen Produkt $(d \cdot p)_k$ und dem entsprechenden Produkt $(d_2 p)$ aus Länge des Kathodendunkelraumes und Druck erwarten müssen; daß $(d_2 p)$ für ein jedes Gas etwa konstant, ist in § 312 gezeigt. Die dort mitgeteilten Zahlen seien hier zum Vergleich mit denen aus § 355 zusammengestellt:

	$(d p)_k$	$(d_2 p)$
Luft	2,45	5,7 mm . mm
H ₂	3,9	10,0 " "

Wenn die Elektroden näher gebracht werden, also die Anode in den Dunkelraum eintaucht, so wächst das Elektrodenpotential und zwar stärker als das Funkenpotential, weil in der kurzen Entladungsstrecke die Stoßzahl eine zu geringe ist.

Wird der Elektrodenabstand um die Strecke d (Fig. 1099) vergrößert, so entsteht das Problem, welches kleinste Potential E' , zum Kathodenfall hinzugefügt, den größtmöglichen Strom ergibt. Wenn von der Kathodenseite her ein Elektronenstrom die Grenzfläche F des Kathodenfalles durchsetzt und durch Stoß ionisierend wirkt, so genügt es zur Aufrechterhaltung des stationären Zustandes offenbar, wenn in jedem Querschnitt so viel Ionen erzeugt werden, wie durch Wiedervereinigung und Fortwanderung verschwinden.

Ist speziell die elektrische Kraft konstant, so ist die Fortwanderung gleich der Zuwanderung, es bleibt also Gleichheit von Wiedervereinigung αn^2 und Ionenerzeugung pro Sekunde anv . [Wir setzen hier für den Ionisationskoeffizienten (vgl. § 354) a statt α , da dieses für den Vereinigungskoeffizienten reserviert ist.] Also:

$$\alpha n^2 = anv$$

oder:

$$n = av/\alpha \dots \dots \dots (1)$$

Da nun $v = kX$, so wird

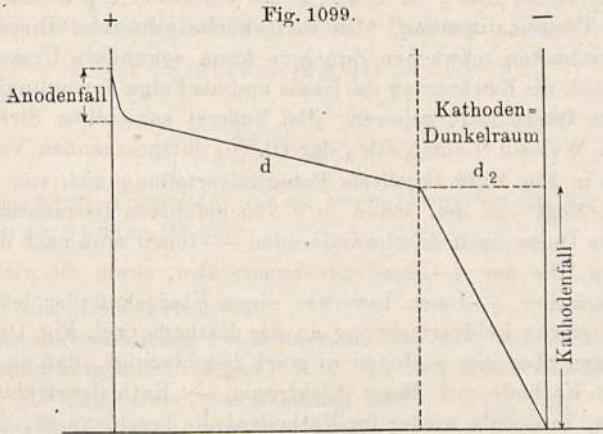
$$n = akX/\alpha \dots \dots \dots (2)$$

Die Stromdichte ist:

$$j = n(v_1 + v_2)^1 \dots \dots \dots (3)$$

Die Geschwindigkeit $v_2 = v$ des negativen Ions überwiegt bei weitem, denn bei den fraglichen Druckverhältnissen kommen als --Ionen nur Elektronen in Betracht. Somit können wir setzen:

$$j = nv = k^2 X^2 a/\alpha \dots \dots \dots (4)$$



Durch diese Gleichung müßte der Zusammenhang zwischen j und X außerhalb des Kathodenbereiches, also in der positiven Lichtsäule, gegeben sein, wenn k , a und α in ihrer Abhängigkeit von X und p bekannt sind.

Setzt man etwa $k = k_0/p^2$, ferner für a die Townsendsche Gl. (10), § 355, und für α nach der Langevinschen Gl. (2), § 349, sowie unter Berücksichtigung der Gl. (3), § 349 für ϵ :

$$\alpha = 1,63 \cdot 10^5 p^2 k = 1,63 \cdot 10^5 p k_0 \quad (p < 100 \text{ mm}) \dots \dots (5)$$

so wird schließlich [H. A. Wilson³⁾]:

$$\frac{j_{\text{milliamp}}}{\text{cm}^2} = 28 \cdot \frac{X^2}{p^2} \cdot e^{-343 p/X} \dots \dots \dots (6)$$

für Luft.

¹⁾ Die Ionenkonzentration n ist elektrisch gemessen, also durch die Zahl der dissoziierten cgs auszudrücken.

²⁾ Vgl. § 347. Es ist für k_0 der für Elektronen geltende Wert zu nehmen, also etwa der in reinem Stickstoff gefundene.

³⁾ Phil. Mag. (6) 6, 180 (1903). Wilsons Gleichung enthält noch im Nenner ein subtraktives Glied, welches X^2 proportional ist und der Ionisation durch die Strahlung in der Röhre Rechnung trägt.

Danach müßte bei gegebener Stromdichte X/p konstant oder X proportional p sein. Nach Fig. 976 ist dies bei kleinen Drucken und in weiten Röhren etwa der Fall. Es müßte aber ferner mit wachsendem j auch X zunehmen, während die Beobachtung im allgemeinen eine schwache Abnahme ergibt. Nun ist die Zunahme von X mit j nach Gl. (6) sehr gering, wie folgende Tabelle zeigt:

X/p	j_{mA}
25	0,24
28	1,3
30	3,4
35	24
40	106

Die Herzschens Messungen (Fig. 976) ergeben für $i = 1$ in etwa 1,5 cm weitem Rohr, also $j = 4/\pi \cdot 1,5^2 = 0,6$ etwa $X/p = 150/7 = 22$, also leidliche Übereinstimmung. Die tatsächliche schwache Abnahme von X statt der berechneten schwachen Zunahme kann sekundäre Ursachen haben, wozu namentlich die Erwärmung des Gases und als Folge davon ungleichmäßige Verteilung im Querschnitt gehören. Bei äußerst schwachen Strömen beobachtete H. A. Wilson¹⁾ einen etwa der Gl. (6) entsprechenden Verlauf.

Daß die in Fig. 1099 skizzierte Potentialverteilung sich von selbst aufrecht erhält, folgt aus den schon in § 345 geführten Betrachtungen: Die Zahl der jeden Querschnitt durchwandernden $-$ -Ionen muß nach der Kathode hin abnehmen, die der $+$ -Ionen zunehmen; dies, sowie die viel geringere Geschwindigkeit der $+$ -Ionen bewirken einen Überschuß der letzteren und dadurch eine starke Feldvermehrung an der Kathode (vgl. Fig. 1076). Eben dadurch werden aber die $+$ -Ionen so stark beschleunigt, daß sie beim Aufprall auf die Kathode aus dieser Elektronen $-$ Kathodenstrahlen $-$ auslösen, welche, ihrerseits wieder im Kathodenfelde beschleunigt, die zu ihrer Entstehung nötigen $+$ -Ionen im Gase erzeugen.

An der Anode muß die Konzentration der $+$ -Ionen Null sein, falls nicht wie bei den Anodenstrahlen (vgl. § 326), aus der Anode selbst Ionen ausgehen. Dort herrscht also ein Überschuß an $-$ -Ionen (Elektronen), der jedoch wegen der großen Geschwindigkeit derselben nur gering ist. Es entsteht eine Feldvermehrung, der „Anodenfall“. Wird die Geschwindigkeit der Elektronen durch Anlagerung an ein elektronegatives Gas, z. B. an Joddampf vermindert, so muß der Anodenfall sich vergrößern (vgl. § 326).

Je größer die Zahl der aus der Kathode selbst austretenden Elektronen, desto geringer ist der positive Ladungsüberschuß vor der Kathode, desto geringer also auch der Kathodenfall. Deshalb ist dieser am geringsten an den Alkalimetallen, welche ja besonders leicht Elektronen emittieren (vgl. § 327); wird die Elektronenemission endlich so stark, daß sie fast die ganze Stromstärke ausmacht, wie bei einer Wehneltischen Glühkathode, so verschwindet der Kathodenfall völlig. Dasselbe gilt für den elektrischen Lichtbogen, bei welchem der Glühzustand der Kathode durch die auftreffenden $+$ -Ionen

¹⁾ l. c.

aufrecht erhalten wird [Stark¹⁾]; damit erklärt sich die Unmöglichkeit eines Bogens bei kalter Kathode (vgl. § 301).

Während, wie aus obigem hervorgeht, qualitativ die Erscheinungen der selbständigen Entladung der Ionentheorie durchaus entsprechen, stößt eine quantitative Durchführung auf bis jetzt unüberwindliche Schwierigkeiten. Während man bei der unselbständigen Strömung meist noch mit je einer bestimmten „Beweglichkeit“ für die positiven und negativen Ionen auskam und die Diffusion meist vernachlässigen konnte, spielen hier alle Faktoren eine Rolle: Zum Ionenstoß als Quelle der Ionisierung kommen noch die starke ultraviolette Strahlung und vielleicht noch andere unbekanntere Strahlenarten²⁾ hinzu. Die Ionenbeweglichkeit variiert sicher sehr stark mit dem Alter der Ionen; in Bezirken starker Feldänderungen, z. B. den Schichten der + - Säule, sowie in den Kathodengebilden ist nicht die Geschwindigkeit, sondern die Beschleunigung proportional dem Felde minus der Reibung zu setzen; also:

$$m\delta v/\delta t = eX - r.v \dots \dots \dots (7)$$

wo rv die der Geschwindigkeit proportionale Reibung. Schreibt man:

$$\delta v/\delta t = (\delta v/\delta x) \cdot (\delta x/\delta t) = v \cdot \delta v/\delta x,$$

so erhält man:

$$\delta v/\delta x = \frac{eX}{m} - \frac{r}{m} \dots \dots \dots (8)$$

v nimmt also, wenn X konstant, bis zu einem Grenzwert zu, der erreicht ist, wenn $\delta v/\delta x = 0$; dann ist aber:

$$v = eX/r = k.X \dots \dots \dots (9)$$

wo $k = e/r$ die „Beweglichkeit“.

In einem veränderlichen Felde dagegen läßt sich von vornherein nichts über die Geschwindigkeit aussagen. Nur von den freien Elektronen wissen wir, daß für sie längs einer vom Gasdruck und von v abhängigen Strecke — „freie Weglänge“ — das Reibungsglied zu vernachlässigen ist, wie wir es ja bei der Theorie der Kathodenstrahlen stillschweigend getan haben. So ist es erklärlich, daß z. B. im negativen Glimmlicht der Strom fließen kann, trotz des dort fast verschwindend kleinen Gefälles und daß in den positiven Schichten, wie in § 311 bemerkt, stellenweise sogar negatives Gefälle möglich ist. Die Trägheit der Elektronen hilft dem Strom über diese Stellen hinweg³⁾.

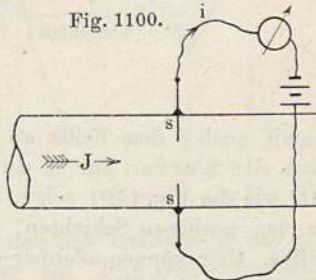


Fig. 1100.

Querströme. Hittorf⁴⁾ fand, daß zwischen zwei in der Querrichtung einander gegenüberstehenden Sonden ss (Fig. 1100) schon von einer beliebig kleinen EMK ein Strom i erzeugt werden kann, wenn die Röhre von einem Strome J durchflossen wird. Diese „Querströme“ sind später von einer

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) **12**, 673 (1903). — ²⁾ Über die noch ziemlich rätselhaften und wohl auch gelegentlich angezweifelte „Entladungsstrahlen“ s. E. Wiedemann, Zeitschr. Elektrochem. **1**, 159 (1895); Hoffmann, Wied. Ann. **60**, 269 (1897); Arnold, ebend. **61**, 328 (1897); J. J. Thomson, Camb. Proc. **10**, 74 (1899). — ³⁾ Näheres bei Stark, „Elektr. in Gasen“. — ⁴⁾ Wied. Ann. **7**, 553 (1879).

großen Anzahl von Autoren¹⁾ untersucht worden; es zeigte sich, daß ihre Intensität in verschiedenen Teilen der Röhre verschieden war. Fig. 1101 zeigt ihre Verteilung (bei etwa 1,4 Volt als treibende EMK) für eine geschichtete Entladung nach Messungen von H. A. Wilson²⁾. Zur Vergleichung ist die Verteilung der elektrischen Kraft X hinzugezeichnet (vgl. Fig. 975 und 979).

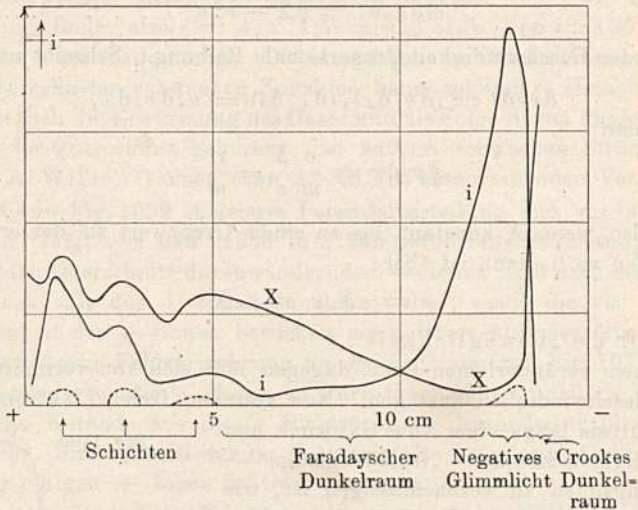
Die einfachste Annahme über die Querströme ist offenbar die, daß man sie wie eine gewöhnliche unselbständige Strömung in einem ionisierten Gase ansieht, also i proportional der Ionendichte n an der betreffenden Stelle setzt.

Nun ist:

$$J = e(n_1 v_1 + n_2 v_2) \dots \dots \dots (10)$$

konstant längs der Röhre. Wären nun, wie bei der unselbständigen Strömung, v_1 und v_2 proportional dem Felde X , so müßten die Ionendichten und

Fig. 1101.



damit auch i dem Felde an der betreffenden Stelle umgekehrt proportional sein, die Kurven für X und i also umgekehrten Gang zeigen. Dies ist, wie die Fig. 1101 zeigt, zwar an der Kathodenseite der Fall, nicht aber in den positiven Schichten, wo sogar die Maxima von i und X zusammenfallen. Hier können offenbar die bereits erwähnten Beschleunigungswirkungen eine Rolle spielen³⁾.

Außerdem aber ist der Mechanismus der Querströme auch dadurch kompliziert, daß an den Quersonden sich ebenfalls Potentialgefälle ausbilden, die von i , J und dem Orte in der Röhre abhängen⁴⁾. Eine Theorie dieser Vorgänge steht noch aus.

¹⁾ Literatur bei G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) 18, 869 (1905).

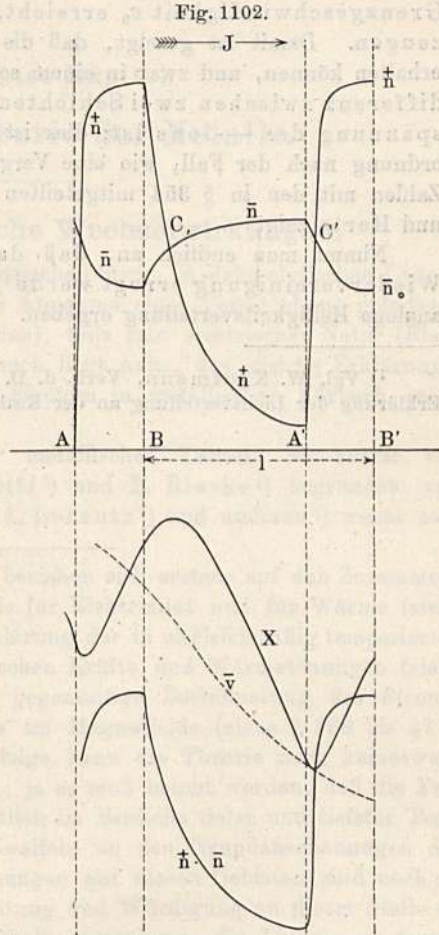
²⁾ Phil. Mag. (5) 49, 505 (1900).

³⁾ Siehe J. J. Thomson, Cond. of electr. in Gases, § 275 ff., II. Edit. (1906); ebenda Mitteilungen über Messungen der Ionengeschwindigkeit mittels magnetischer Einwirkungen.

⁴⁾ Literatur hierüber bei G. C. Schmidt, l. c.

Schichten¹⁾. Was die Schichten selbst anbetrifft, so ist zunächst der Grund für die Instabilität der gleichmäßigen Glimmlichtsäule in gewissen Druck- und Stromintervallen und ihren Zerfall in Schichten noch völlig ungeklärt. Dagegen kann man sich von der selbsttätigen Aufrechterhaltung der einmal bestehenden Schichten im Anschluß an frühere Ausführungen von Stark²⁾ etwa folgendes Bild machen (Fig. 1102):

In einer von links nach rechts vom Strome durchflossenen Gassäule seien zwei schmale Schichten AB und $A'B'$ angenommen, in welchen Stoßionisation statthabe; wieso dies gerade nur in diesen beiden Bereichen der Fall ist, wird sich später ergeben. Dann nimmt infolge der Stöße die Dichte \bar{n} der negativen Ionen von rechts nach links, etwa entsprechend Gl. (4), § 354, von einem willkürlich angenommenen Anfangswerte \bar{n}_0 bei B' bis zu einem Maximum bei A' zu³⁾. In analoger Weise nehmen die $+$ -Ionen von A' nach B' hin zu, und zwar wächst die Dichte der $+$ -Ionen im gleichen Verhältnis rascher, als ihre Geschwindigkeit kleiner ist als die der $-$ -Ionen. Genau dasselbe gilt für die Schicht AB . Zwischen B und A' vermindert sich die Ionenzahl während ihrer Wanderung durch Wiedervereinigung proportional dem Produkt der jeweiligen Konzentrationen $n_+ n_-$. Letzteres ist im unteren Teile der Figur als Kurve aufgetragen.



Aus der Kurve für die n ergibt sich, daß das Gas zwischen C und C' negativ, rechts und links davon positiv geladen ist. Für die elektrische Kraft X erhält man deshalb gemäß Gl. (4), § 345, den in der Figur skizzierten Verlauf mit einem Maximum bei C , einem Minimum bei C' ; die absolute Höhe der Kurve ist willkürlich angenommen.

Wegen der Verschiedenheit von X ist auch die Geschwindigkeit v der Ionen verschieden, und zwar wird diejenige der $+$ -Ionen etwa entsprechend der X -Kurve variieren. Auch für den größten Teil der $-$ -Ionen wird dasselbe gelten; doch wird ein Teil von ihnen, nämlich diejenigen, welche ohne

¹⁾ Literatur bei Seeliger, Jahrb. d. Radioakt. 7, 528 (1910); ferner: Seeliger, Ann. d. Phys. (4) 38, 764 (1912); Riecke, Phys. Zeitschr. 14, 230 (1913).

²⁾ Elektr. in Gasen.

³⁾ Durch die Wiedervereinigung ist der Anstieg etwas verlangsamt.

Zusammenstöße den Weg l von einer Ionisationsschicht bis zur nächsten zurückgelegt haben, eine beschleunigte Bewegung vollführen, so daß \bar{v} für diese etwa den skizzierten Verlauf hat. Wenn nun ein von $A'B'$ kommendes $-$ -Ion innerhalb AB gerade die zur Stoßionisation nötige Grenzgeschwindigkeit v_0 erreicht, so wird es dort neue Ionen erzeugen. Damit ist gezeigt, daß die Ionisationsschichten sich selbsttätig erhalten können, und zwar in einem solchen Abstand, daß die Potentialdifferenz zwischen zwei Schichten gerade gleich der Ionisierungsspannung des $-$ -Ions ist; dies ist in der Tat wenigstens der Größenordnung nach der Fall, wie eine Vergleichung der auf S. 1011 genannten Zahlen mit den in § 354 mitgeteilten nach Davis-Bishop oder Franck und Hertz zeigt.

Nimmt man endlich an, daß das Leuchten des Gases bei der Wiedervereinigung erregt werde¹⁾, so würde sich eine der n_1, n_2 -Kurve analoge Helligkeitsverteilung ergeben.

¹⁾ Vgl. W. Kaufmann, Verh. d. D. Phys. Ges. 2, 141 (1900); ebenda eine Erklärung der Lichtverteilung an der Kathode.

Dreizehntes Kapitel.

Elektronentheorie der Metalle.

A. Thermoelektrische Wechselwirkungen.

§ 358. Einleitung. Den elektrischen Strom in elektrolytischen Leitern sowie in Gasen haben wir durch die Annahme einer Verschiebung geladener Teilchen teils materieller Natur (Ionen), teils rein elektrischer Natur (Elektronen) erklären können. Der Versuch liegt nahe, das gleiche Erklärungsprinzip auch auf die Leitung des Stromes in metallischen Körpern anzuwenden.

Die atomistische Theorie der metallischen Leitung ist zuerst von W. Weber¹⁾, W. Giese²⁾, R. Reiff³⁾ und E. Riecke⁴⁾ begründet, von P. Drude⁵⁾, J. J. Thomson⁶⁾, H. A. Lorentz⁷⁾ und anderen⁸⁾ weiter ausgebaut worden.

Die Anwendungen der Theorie beziehen sich erstens auf den Zusammenhang der Leitfähigkeiten der Metalle für Elektrizität und für Wärme (siehe § 359 und 360), zweitens auf die Erklärung der in ungleichmäßig temperierten Leitern auftretenden elektromotorischen Kräfte und Wärmetönungen (siehe § 361 bis 367), drittens auf die gegenseitige Beeinflussung des Strom-, Potential- und Temperaturverlaufes im Magnetfelde (siehe § 368 bis 371).

Trotz mancher unleugbarer Erfolge kann die Theorie noch keineswegs als abgeschlossen betrachtet werden; ja es muß betont werden, daß die Forschungen der letzten Jahre, namentlich im Bereiche tiefer und tiefster Temperaturen sogar zu berechtigten Zweifeln an den Grundanschauungen der Theorie geführt haben. Die Forschungen auf diesen Gebieten sind noch zu sehr in Fluß, um eine kritische Sichtung und Würdigung an dieser Stelle zu gestatten. Verfasser sieht sich deshalb gezwungen, die Theorie so darzustellen, wie sie von den oben genannten Autoren entwickelt worden ist und bezüglich der neuesten Ergebnisse den Leser auf die umfangreiche Original-literatur der letzten Jahre zu verweisen⁹⁾.

¹⁾ Pogg. Ann. 156, 1 (1875).

²⁾ Wied. Ann. 37, 576 (1889).

³⁾ Ebenda 56, 42 (1895); sowie: „Theorie molekularelektr. Vorgänge“, Freiburg 1896.

⁴⁾ Ebenda 66, 353, 545, 1199 (1898).

⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) 1, 566; 3, 369 (1900); 7, 687 (1902).

⁶⁾ Korpuskulartheorie der Materie, Braunschweig 1908.

⁷⁾ Arch. Néerl. (2) 10, 336 (1905).

⁸⁾ Literatur: Berichte, Riecke, Jahrb. d. Radioakt. 3, 24 (1906); Königsberger, ebenda 4, 158 (1907); Cermak, ebenda 8, 241 (1911).

⁹⁾ Siehe § 360 am Schluß.

Eine zusammenfassende Darstellung des Standes der Theorie bis zum Jahre 1911 findet man außer in den oben zitierten Berichten in einer Monographie von K. Baedeker¹⁾, der auch ein großer Teil des hier benutzten Zahlenmaterials entnommen ist.

§ 359. Gesetz von Wiedemann und Franz. Im Jahre 1853 fanden G. Wiedemann und Franz²⁾, daß das Verhältnis der Leitvermögen für Wärme und für Elektrizität bei allen Metallen nahezu dasselbe ist, und im Jahre 1882 zeigte L. Lorenz³⁾, daß dieses Verhältnis nahezu der absoluten Temperatur proportional ist. Bezeichnen wir also das Leitvermögen für Wärme mit κ_w , dasjenige für Elektrizität mit κ_e , die absolute Temperatur mit Θ , so soll

$$\frac{\kappa_w}{\kappa_e \cdot \Theta} = C \dots \dots \dots (1)$$

eine für alle Metalle und Temperaturen gleiche Konstante sein.

Die folgende Tabelle enthält nach neueren Beobachtungen von Jaeger und Diesselhorst⁴⁾ die Werte von κ_w/κ_e für 18° und 100°, sowie das Verhältnis $(\kappa_w/\kappa_e)_{100} : (\kappa_w/\kappa_e)_{18}$, welches nach dem Lorenzschen Satze gleich $(273 + 100) : (273 + 18) = 1,277$ sein soll.

Tabelle⁵⁾.

	κ_w/κ_{e18}	κ_w/κ_{e100}	Verhältnis (100) : (18)
Al (99 Proz.)	6,36 · 10 ¹⁰	8,64 · 10 ¹⁰	1,358
Cu	6,71	8,89	1,324
Ag	6,86	8,98	1,309
Au	7,09	9,27	1,307
Ni (97 Proz.)	6,99	9,24	1,322
Zn	6,72	8,85	1,316
Cd	7,06	9,22	1,306
Pb	7,15	9,54	1,334
Sn	7,35	9,41	1,279
Pt	7,53	10,40	1,380
Pd	7,54	10,44	1,384
Fe (0,1 Proz. C)	8,02	10,85	1,354
Bi	[9,64]	[10,84]	[1,124]
Rotguß	[7,57]	[9,73]	[1,284]
Konstantan	[11,06]	[13,22]	[1,196]
Manganin	[9,14]	[11,20]	[1,225]
Mittelwert ⁶⁾	7,11 · 10 ¹⁰	9,48 · 10 ¹⁰	1,33

¹⁾ „Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern“, Braunschweig 1911.

²⁾ Pogg. Ann. 89, 497 (1853).

³⁾ Wied. Ann. 13, 422 (1882).

⁴⁾ Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 3, 269 (1900).

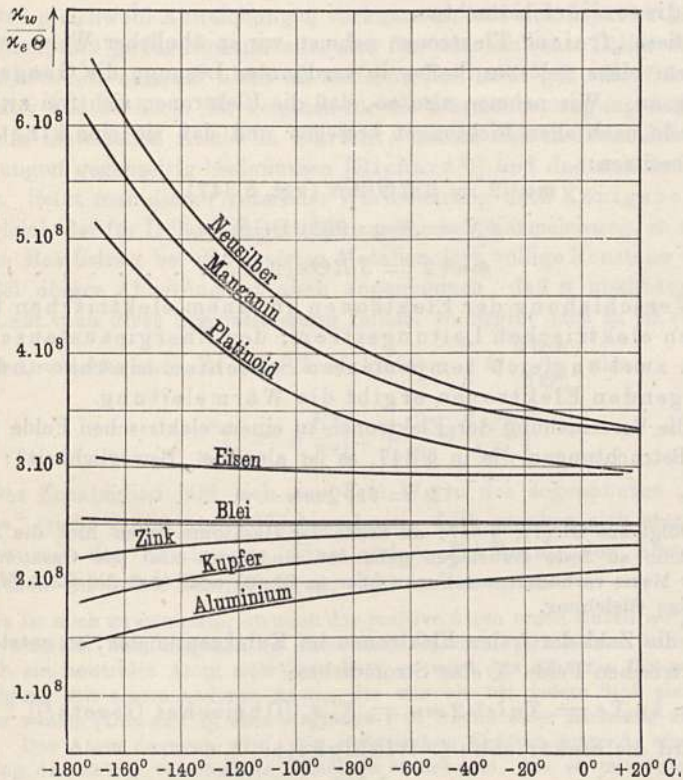
⁵⁾ Wo nichts besonderes bemerkt, sind die Metalle chemisch rein. κ_w und κ_e sind in absolutem Maß gemessen, also κ_w und κ_e die durch einen Würfel von 1 cm bei der Temperaturdifferenz 1° oder Potentialdifferenz 1 CGS zweier Gegenflächen pro Sekunde hindurchfließende Wärmemenge (in Ergs) oder Elektrizitätsmenge (in CGS).

⁶⁾ Mit Ausnahme der eingeklammerten Zahlen.

Aus der Tabelle geht hervor, daß die Konstanz des Verhältnisses κ_w/κ_e für die verschiedenen Metalle zwar nicht streng, aber für die meisten doch mit ziemlicher Annäherung erfüllt ist und daß die Änderung mit der Temperatur etwa dem Lorenschen Satze entspricht.

Was die Abweichungen betrifft, so scheint folgendes festzustehen: 1. κ_w/κ_e wird um so größer, je größer das Atomgewicht, je stärker paramagnetisch das Metall [Reinganum¹⁾] und je schlechter es leitet [Königsberger²⁾]. 2. κ_w/κ_e ist bei Legierungen größer als bei reinen Metallen [F. A. Schulze³⁾ und R. Schenk⁴⁾]. 3. Mit zunehmender Temperatur werden die Abweichungen geringer.

Fig. 1103.



Der letzte Punkt ergibt sich deutlich aus obiger Tabelle; das Verhältnis des größten und kleinsten Wertes für reine Metalle beträgt bei 18° $9,64 : 6,36 = 1,51$, dagegen bei 100° $10,84 : 8,64 = 1,25$. Noch deutlicher aber wird dies aus den Untersuchungen von Lees⁵⁾ bei tiefen Temperaturen, deren Resultate in Fig. 1103 dargestellt sind. Danach scheint das Verhältnis $\kappa_w/\kappa_e \Theta$ für wachsendes Θ einem allen Metallen gemeinsamen Grenzwert zuzustreben, der bei etwa $2,5 \cdot 10^8$ liegt. Aus obiger Tabelle folgt für $\Theta = 273 + 100$ der Wert $\kappa_w/\kappa_e \Theta = 9,48 \cdot 10^{10} / 373 = 2,54 \cdot 10^8$.

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 593 (1906). — ²⁾ Phys. Zeitschr. 8, 237 (1907). — ³⁾ Habilit.-Schrift, Marburg 1902. — ⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 32, 261 (1910). — ⁵⁾ Phil. Trans. Roy. Soc. (A) 208, 381 (1908).

§ 360. **Molekulartheorie der Leitung in Metallen.** Wir nehmen an, daß das Metall aus dreierlei Teilen bestehe: 1. Negativen Elektronen, 2. positiven Metallatomen, 3. neutralen Metallatomen, d. h. Verbindungen der positiven Atome mit Elektronen. Zwischen den dreien herrscht ein bewegliches Dissoziationsgleichgewicht, d. h. es kommen in jedem Augenblick ebensoviel Verbindungen wie Trennungen vor. Jedes Elektron befindet sich also nur während eines bestimmten durchschnittlichen Zeitbruchteiles in Freiheit. Für die folgenden Betrachtungen, bei welchen wir es nicht mit den Einzelteilchen, sondern immer nur mit Durchschnittszahlen gleichzeitig vorhandener Teilchen zu tun haben, können wir statt dessen aber auch einen bestimmten Mengenbruchteil der gesamten Atom- bzw. Elektronenzahl als dauernd dissoziiert betrachten.

Für diese „freien“ Elektronen nehmen wir in ähnlicher Weise, wie für die Molekeln eines gelösten Stoffes in verdünnter Lösung, die Gasgesetze als gültig an. Wir nehmen also an, daß die Elektronen sich frei zwischen den Molekeln nach allen Richtungen bewegen und daß sie eine kinetische Energie besitzen:

$$mu^2/2 = 3 R\Theta/2 N \text{ (vgl. § 347),}$$

oder, da

$$eN = F = 9650 \text{ CGS,}$$

auch:

$$mu^2/2 = 3 R\Theta e/2 F \dots \dots \dots (1)$$

Die Verschiebung der Elektronen in einem elektrischen Felde ergibt den elektrischen Leitungsstrom; der Energieaustausch der zwischen zwei ungleich temperierten Schichten hinüber und herüber fliegenden Elektronen ergibt die Wärmeleitung.

Für die Verschiebung der Elektronen in einem elektrischen Felde gelten dieselben Betrachtungen wie in § 347, es ist also die „Beweglichkeit“:

$$k = le/2 mu \dots \dots \dots (2)$$

Dies folgt aus Gl. (1), § 347; an Stelle der Gasatome treten hier die Metallatome, welche an feste Ruhelagen gebunden sind, sich also wie Gasatome mit unendlicher Masse verhalten; setzt man aber in Gl. (3) oder (3a) des § 347 $M = \infty$, so folgt obige Gleichung.

Ist n die Zahl der freien Elektronen im Kubikzentimeter, so entsteht in einem elektrischen Felde X eine Stromdichte:

$$j = knXe = Xnle^2/2 mu = X \cdot \kappa_e \text{ [Ohmsches Gesetz}^1\text{)]} \dots (3)$$

oder es wird die elektrische Leitfähigkeit:

$$\kappa_e = nle^2/2 mu \dots \dots \dots (4)$$

oder wegen Gl. (1):

$$\kappa_e = nlueF/6 R\Theta \dots \dots \dots (5)$$

¹⁾ Der Rechnung liegt die Voraussetzung zugrunde, daß die elektrische Wanderungsgeschwindigkeit klein gegen die thermische Geschwindigkeit u sei. Nimmt man n als von gleicher Ordnung, wie die Molekelzahl an, so läßt sich die Richtigkeit der Annahme zahlenmäßig belegen. Die Wanderungsgeschwindigkeit wird dann nämlich: $v = kX = j/ne = j \cdot M/dNe$, wo M das Molekulargewicht und d die Dichte. M/d ist für die meisten Metalle etwa gleich 10; $Ne = F = 9650$. Für 10 Amp./mm² = 0,01 CGS/cm² ergibt sich daraus $v = 10^{-5}$ cm/sek. „Die Elektrizität“ bewegt sich also im Schneckentempo, nur ihre Kräfte pflanzen sich mit Lichtgeschwindigkeit fort. Entsprechend hat auch Lecher [Wien. Ber. (IIa) 116, 49 (1907)] keine Änderung des Widerstandes bei Stromdichten bis zu etwa 20000 Amp./mm² gefunden.

Für die Wärmeleitfähigkeit, soweit sie von Elektronen herrührt, übernehmen wir das Resultat der Gastheorie, welche ergibt, daß:

$$\kappa_w = nlu R e / 2 F \dots \dots \dots (6)^1$$

Aus Gl. (5) und (6) folgt:

$$\kappa_w / \kappa_e \Theta = 3 R^2 / F^2 \dots \dots \dots (7)$$

Nun ist: $R = 83,2 \cdot 10^6$, $F = 9650$, woraus folgt:

$$\kappa_w / \kappa_e \Theta = 2,23 \cdot 10^8 \dots \dots \dots (7')$$

Der Zahlenwert stimmt mit den Beobachtungsergebnissen offenbar recht gut überein²⁾.

Daß gleichwohl Abweichungen vorkommen, läßt sich in erster Linie damit begründen, daß ja für Nichtmetalle, also für sehr schlechte Leiter der Elektrizität, das Gesetz offenbar nicht im entferntesten mehr gilt; die Wärmeleitung ist relativ viel zu hoch. Es kommen für die Wärmeübertragung nämlich auch noch die materiellen Atome in Betracht, welche sich in ihren Schwingungsbewegungen gegenseitig beeinflussen [Richardz³⁾] und dadurch Energie übertragen. Setzt man diesen Anteil der Wärmeleitung nach Königsberger (l. c.) etwa gleich der für Isolatoren geltenden gesamten Wärmeleitung, so erhält man für den Restbetrag bei den meisten Metallen fast völlige Konstanz von κ_w / κ_e .

Bei obiger Ableitung ist auch angenommen, daß n unabhängig von Θ sei. Läßt man diese Spezialisierung fallen, so ergibt sich in Gl. (7) ein Zusatzglied, welches nach Riecke (l. c.) lautet: $\frac{2}{3} \Theta \frac{\delta \lg n}{\delta \Theta}$, also:

$$\frac{\kappa_w}{\kappa_e \Theta} = 3 \frac{R^2}{F^2} \left[1 + \frac{2}{3} \Theta \frac{\delta \lg n}{\delta \Theta} \right] \dots \dots \dots (7'')$$

Das Zusatzglied läßt sich aus dem Werte des sogenannten „Thomson-effektes“ (siehe § 366 und 367) berechnen, doch ergeben sich starke Widersprüche mit der Erfahrung. Eine andere Erklärung der Abweichungen, namentlich bei tiefen Temperaturen, siehe weiter unten.

Es ist noch zu ermitteln, ob auch das positive Atom einen Anteil an der Leitung der Elektrizität hat, obgleich es sich nicht dauernd verschieben kann⁴⁾. Wenn nämlich ein neutrales Atom sich dissoziiert, so wird das Elektron bis zur nächsten Vereinigung mit einem anderen Atom, die wir als bei jedem Stoß eintretend annehmen wollen [Lenard⁵⁾], eine Weglänge l in irgend einer Richtung zurückgelegt haben. Das Atom dagegen wird, den elektrischen Kräften folgend, eine etwas in Richtung des Feldes verschobene Ruhelage einnehmen, bis es mit einem anderen Elektron sich vereint und mit diesem in die alte Lage zurückkehrt⁶⁾.

Da die freie Lebensdauer des $+$ -Atoms im Durchschnitt gleich der des Elektrons sein muß, so werden die während dieser Zeit zurückgelegten Wege in der Feldrichtung sich etwa umgekehrt verhalten wie die Massen. Im gleichen Verhältnis

¹⁾ Die Gleichung kann aus Gl. 19 in § 371 durch Multiplikation mit $2 N_1 u/3$ erhalten werden. — ²⁾ Zu abweichenden Zahlenwerten gelangen Riecke und Lorentz. — ³⁾ Wied. Ann. 48, 708 (1893); Sitz.-Ber. d. Nat. Ges. Marburg (1906). — ⁴⁾ Eine Dauerverschiebung würde einen Materialtransport bedingen, der sich an der Grenze zweier verschiedenen Metallstücke durch Legierung oder Gewichtsänderung bemerkbar machen müßte. Das völlige Fehlen eines solchen Effektes wurde von Riecke [Phys. Zeitschr. 2, 639 (1901)] nachgewiesen. — ⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) 40, 393; 41, 53 (1913). — ⁶⁾ Jaffé, Phys. Zeitschr. 13, 284 (1912); vgl. auch Giese, l. c.

stehen die Stromanteile; selbst bei *Na* würde danach der Anteil der $+$ -Atome am Strom nur etwa $1/20\,000$ sein.

Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur. Eliminiert man in Gl. (4) die Größe u mittels Gl. (1), so wird:

$$\alpha_e = \frac{nl}{\sqrt{\Theta}} \cdot e \sqrt{\frac{e}{m} \frac{F}{3R}} \dots \dots \dots (8)$$

Der Wurzelausdruck ist unveränderlich; die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von Θ ist also durch den ersten Faktor gegeben. Erfahrungsmäßig ist — abgesehen von sehr tiefen Temperaturen — bei reinen Metallen etwa α_e proportional $1/\Theta$, also müßte nl proportional $1/\sqrt{\Theta}$ sein. Da über den Mechanismus der Molekularstöße nichts bekannt, so läßt sich über die Temperaturabhängigkeit von l a priori nichts aussagen.

Bei tiefen Temperaturen versagt nach neueren Untersuchungen¹⁾ die Gl. (1); vielmehr ist dann der Zusammenhang zwischen Energie T und Temperatur Θ durch einen Ausdruck von der Form

$$T = \frac{3Re}{2F} \cdot a [e^{a/\Theta} - 1]^2 \dots \dots \dots (9)$$

gegeben, welcher für großes Θ/a in Gl. (1) übergeht; für sehr kleines Θ/a dagegen nähert sich T asymptotisch dem Nullpunkt. Setzt man nun in Gl. (5) nl proportional $1/\sqrt{\Theta}$ und u proportional \sqrt{T} , so wird:

$$\alpha_e \text{ proportional } \frac{1}{\sqrt{\Theta} \cdot T} \text{ (Kamerlingh-Onnes) } \dots \dots (10)$$

also ebenfalls asymptotisch Null bei sehr tiefen Temperaturen. Die in § 125 erwähnten Beobachtungen von Kamerlingh-Onnes sind seit Erscheinen des ersten Teiles dieses Buches bis herab zu etwa $\Theta = 1,5^{03}$ ausgedehnt worden⁴⁾ und ergaben bei reinstem Quecksilber tatsächlich einen den Gl. (9) und (10) einigermaßen entsprechenden Verlauf (Fig. 1104). Bei schwach unreinen Metallen (Pt, Au) ergab sich eine mit der Verunreinigung steigende Parallelverschiebung nach oben, woraus für reinste Metalle auf ein ähnliches Verhalten wie beim Hg geschlossen werden konnte. Besonders auffällig ist der plötzliche Abfall des Widerstandes des Hg zwischen etwa $\Theta = 4,23^0$ und $4,20^0$ von etwa $0,0017$ (der Widerstand bei $\Theta = 273 = 0^0 \text{ C}$ als Einheit gesetzt) auf weniger als 10^{-6} .

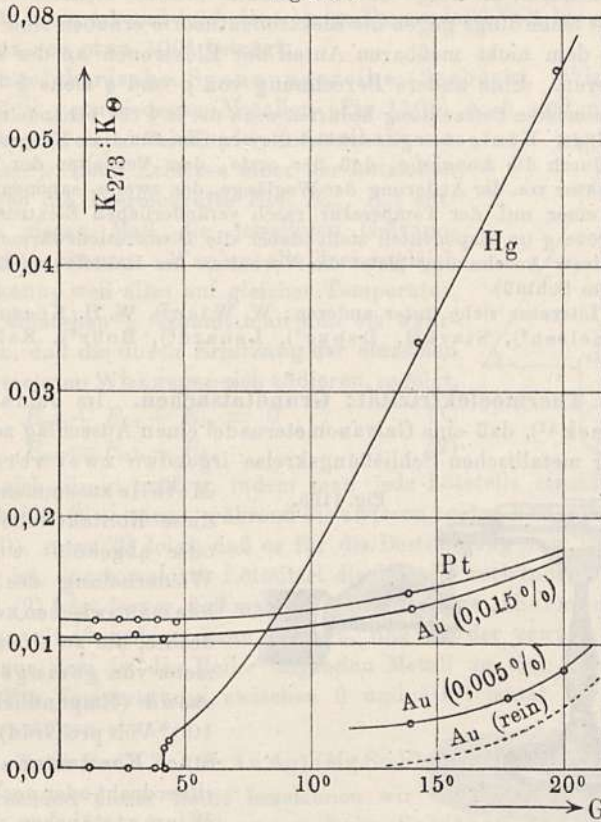
Durch ähnliche Betrachtungen versucht Jaffé (l. c.) auch die bei tiefen Temperaturen so beträchtlichen Abweichungen vom Wiedemann-Franz-Lorenzschcn Gesetze zu erklären. Der Faktor $Re/2F$ ist nämlich entstanden aus: $\frac{1}{3} \frac{\delta(mu^2/2)}{\delta\Theta}$; die Identität beider Ausdrücke ergibt sich aus Gl. (1). Setzt man aber für die kinetische Energie $mu^2/2 = T$ den Wert aus Gl. (9) ein, so erhält man einen entsprechend modifizierten Ausdruck. Ebenso ist in Gl. (4) $1/mu$ aus u/mu^2 entstanden und auch hier der Aus-

¹⁾ Einstein, Ann. d. Phys. (4) 22, 180 (1907). — ²⁾ a ist eine dem betreffenden Metall eigentümliche Konstante, welche mit dem Verlauf der spezifischen Wärme bei tiefen Temperaturen in Zusammenhang steht, s. a. Grüneisen, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 186 (1913); ferner: Lindemann, Berl. Ber. 316 (1911). Dasselbst auch eine Theorie der Widerstandsänderungen durch Druck. — ³⁾ Unter vermindertem Druck siedendes flüssiges Helium. — ⁴⁾ Commun. Leiden 119, 120, 122, 124 (1911); Suppl. 29; Rapports Congres Solvay. Bruxelles 1911.

druck Gl. (9) einzuführen. Nimmt man n als konstant an, so ergibt sich ein Gang für $\kappa_w/\kappa_e \Theta$, wie ihn die Kurven für Al, Cu, Zn in Fig. 1103 zeigen.

Aus Gl. (4) läßt sich das Produkt (nl) und indem man l mindestens gleich dem Atomabstand setzt, eine obere Grenze für n berechnen¹⁾:

Fig. 1104.



Sei N_1 die Zahl der Metallatome im Kubikzentimeter und a der Abstand der würfelförmig gelagerten Atome, also:

$$a^3 = 1/N_1 \dots \dots \dots (11)$$

Wir setzen:

$$n = p \cdot N_1 \quad \text{und} \quad l = q \cdot a = q/N_1^{1/3} \dots \dots \dots (12)$$

wo p und q zwei unbestimmte Faktoren, aber jedenfalls $q > 1$; dann wird $nl = pq \cdot N_1^{2/3}$ und nach Gl. (8)

$$pq = \frac{2 \kappa_e}{N_1^{2/3} e} \cdot \sqrt{\frac{m}{e}} \cdot \sqrt{\frac{3 R \Theta}{F}} \dots \dots \dots (13)$$

Nun ist $N_1 M/d = N$ die Atomzahl in 1 Mol. = M Gramm, wo M das Atomgewicht und d die Dichte; ferner aber $N = F/e$ oder $N_1 = dF/Me$, also:

$$pq = \frac{2 \kappa_e}{(dF/M)^{2/3} e^{1/3}} \sqrt{\frac{m}{e}} \sqrt{\frac{3 R \Theta}{F}} = \text{rund } 1000 \kappa_e \left(\frac{M}{d}\right)^{2/3} \dots \dots (14)$$

¹⁾ Riecke, Phys. Zeitschr. 10, 508 (1909).

M/d ist etwa 10 bis 20, $(M/d)^{2/3}$, also im Mittel etwa 6, $\kappa_e = 10^{-3}$ bis 10^{-5} . Also rund:

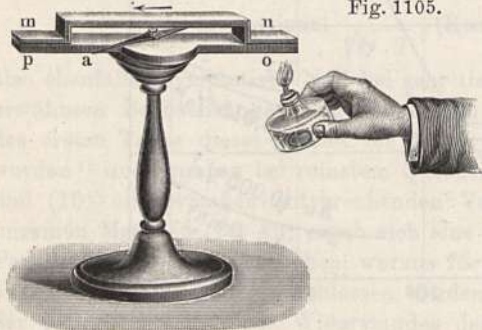
$$6 > pq > 0,06 \dots \dots \dots (15)$$

Da aber, wie bereits gesagt, das Anwachsen von κ_e bei fallender Temperatur nur durch Wachsen von q erklärlich, so ist jedenfalls p im allgemeinen kleiner anzunehmen, als obige Zahlen. Damit entfällt vielleicht ein Teil der Einwände, die neuerdings gegen die Elektronentheorie erhoben sind und hauptsächlich auf dem nicht meßbaren Anteil der Elektronen an der spezifischen Wärme basieren. Eine andere Berechnung von p und q siehe § 371.

Einer besonderen Betrachtung bedürfen noch die in § 126 behandelten leitenden Oxyde und Sulfide. Königsberger erklärt die von ihm für diese Körper aufgestellte Gl. (1), § 126 durch die Annahme, daß der erste, dem Verhalten der Metalle entsprechende Faktor von der Änderung der Weglänge, der zweite, exponentielle Faktor dagegen von einer mit der Temperatur rasch veränderlichen Elektronenzahl herrühre; die Größe q im Exponenten stellt dabei die Dissoziationswärme dar. Eine Bestätigung dieser Anschauung bietet das Verhalten des Halleffektes dieser Körper (siehe § 369 am Schluß).

Neueste Literatur siehe unter anderen: W. Wien¹⁾, W. H. Keesom²⁾, Herzfeld³⁾, Grüneisen⁴⁾, Stark⁵⁾, Debye⁶⁾, Lenard⁷⁾, Bohr⁸⁾, Reinganum⁹⁾, Richardson¹⁰⁾.

§ 361. Thermoelektrizität; Grundtatsachen. Im Jahre 1823 entdeckte Seebeck¹¹⁾, daß eine Galvanometernadel einen Ausschlag zeigte, wenn in dem völlig metallischen Schließungskreise irgendwo zwei verschiedene



Metalle zusammenstoßen und diese Kontaktstelle erwärmt oder abgekühlt wurde. Zur Wiederholung des Versuches löte man zwischen zwei Kupferdrähte, die zu einem Galvanometer von geringem Widerstand (Empfindlichkeit etwa 10^{-5} Volt pro Grad) führen, ein Stück Konstantan- oder Neusilberdraht oder noch besser ein Wismutstäbchen von einigen

Zentimetern Länge. Dann entsteht ein Ausschlag nach der einen oder anderen Seite, wenn man eine der beiden Lötstellen mit der Hand erwärmt.

Stärkere Ströme zeigt der in Fig. 1105 dargestellte Apparat, welcher aus zwei zusammengelöteten verschiedenartigen Metallstreifen mn und po und einer Magnetonadel a besteht und mit einer Flamme erwärmt werden kann.

mn macht man zweckmäßig aus einem etwa 0,5 mm starken, 1 cm breiten Kupferblechstreifen, op aus Neusilber oder noch besser aus Wismut etwa 0,5 bis 1 cm stark; die Berührungsflächen sind gut zu verlöten. Wechsel der erwärmten Lötstelle oder Abkühlung statt Erwärmung kehrt die Stromrichtung um.

Den so in einem metallischen Stromkreis durch Temperaturverschiedenheit entstehenden Strom nennt man einen

„thermoelektrischen Strom“

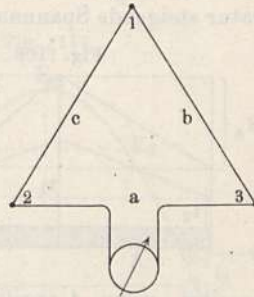
¹⁾ Berl. Berl. 1913, S. 184. — ²⁾ Phys. Zeitschr. 14, 670 (1913). — ³⁾ Ann. d. Phys. (4) 41, 27 (1913). — ⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 186 (1913). — ⁵⁾ Jahrb. d. Radioakt. 9, 188 (1912). — ⁶⁾ Ann. d. Phys. (4) 33, 441 (1910). — ⁷⁾ l. c. — ⁸⁾ Dissert. Kopenhagen 1911. (Dänisch!) — ⁹⁾ Heidelb. Akad. Ber. 1911, Nr. 10. — ¹⁰⁾ Trans. Amer. Electrochem. Soc. 21, 69 (1912). — ¹¹⁾ Gilberts Ann. 73 (1823).

oder abgekürzt „Thermostrom“, die beschriebene Verbindung zweier Metalle ein „Thermoelement“, mehrere davon in Reihe geschaltet eine „Thermosäule“.

Aus der Größe der Ablenkung bei dem letztbeschriebenen Apparat folgt, daß der Strom etwa von der Größe eines Ampere; da andererseits W etwa $\frac{1}{1000}$ Ohm, so folgt, daß die entwickelte EMK, die „thermoelektrische Kraft“, sehr klein ist und höchstens einige Tausendstel Volt bei einer Temperaturdifferenz von etwa 100° beträgt.

Thermoelektrische Spannungsreihe (Seebeck). Wir betrachten einen aus drei verschiedenen Metallen (Fig. 1106) a , b und c zusammengesetzten Stromkreis; a sei Kupfer und enthalte ein Galvanometer¹⁾. Beim Erhitzen einer der Lötstellen 1, 2, 3 mögen die Thermokräfte E_{bc} , E_{ca} , E_{ab} entstehen, als deren Maß die jeweiligen Galvanometerausschläge dienen. Werden alle drei zugleich erhitzt, so kann, weil alles auf gleicher Temperatur, kein Strom entstehen²⁾. Nimmt man nun als wahrscheinlich an, daß die durch Erhitzung der einzelnen Lötstellen gesetzten Wirkungen sich addieren, so folgt, daß:

Fig. 1106.



$$E_{ab} + E_{bc} + E_{ca} = 0 \dots \dots (1)$$

oder: $E_{ac} = E_{ab} + E_{bc} \dots \dots (2)$

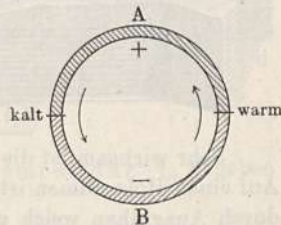
Gl. (2) läßt sich direkt prüfen, indem man jede Lötstelle einzeln durch Eintauchen in heißes Öl erwärmt, während die anderen beiden kalt gehalten werden (s. Fig. 1110). Aus (2) folgt, daß es für die Bestimmung von Thermokräften gleichgültig ist, durch welches Lötmedium die Metalle verbunden sind.

Aus Gl. (2) folgt ferner, daß man die Metalle in eine „thermoelektrische Spannungsreihe“ ordnen kann, derart, daß an der erwärmten Lötstelle der Strom aus dem in der Reihe folgenden Metall zu dem vorhergehenden übergeht. Für Temperaturen zwischen 0 und 100° lautet die Reihe nach neuesten Messungen etwa³⁾:

+ Si Se Te Sb Fe Cd Zn (Cu Au Ag) (Mg Sn Pb Al) (Hg Pt) Ni Co Bi —.

Entsprechend dieser Reihe bezeichnen wir ein Metall A als thermoelektrisch positiv gegen B , wenn beim Erhitzen der Strom von B nach A geht (Fig. 1107), d. h. wir betrachten die warme Lötstelle wie ein galvanisches Element, die kalte wie die äußere Schließung⁴⁾.

Fig. 1107.



Zur formellen Erklärung der Vorgänge sind drei Annahmen möglich:

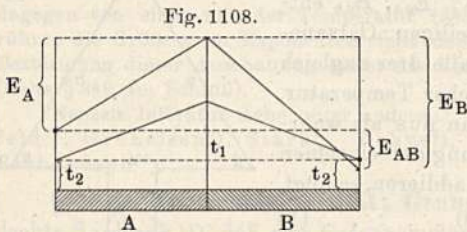
1. Wir nehmen an, daß jede Verbindungsstelle zweier Metalle A und B Sitz einer EMK ist, deren Größe von der Temperatur abhängt [Planck⁵⁾]; bezeichnen wir die

¹⁾ Für b nehme man Eisen, für c Blei. Die Erhitzung geschieht durch Eintauchen in einen Becher mit heißem Öl. — ²⁾ Vgl. § 112, S. 351: Stromerzeugung im gleichmäßig temperierten metallischen Leiterkreis bedeutet Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie. — ³⁾ Für reine Metalle; Verunreinigungen haben starken Einfluß. Die eingeklammerten Metallgruppen haben nur kleine gegenseitige Differenz. Zahlenwerte sind aus der Tabelle S. 1183 und aus Fig. 1112 zu entnehmen. — ⁴⁾ Dem wirklichen physikalischen Vorgang entspricht dies keineswegs. — ⁵⁾ Wied. Ann. 36, 624 (1889).

zur Temperatur t gehörige Kraft mit E_t , so wäre demnach die bei einer Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ der beiden Lötstellen gemessene Kraft E gleich:

$$E = E_{t_1} - E_{t_2} \dots \dots \dots (3)$$

2. Wir nehmen an, daß an den Berührungsstellen keine EMK auftritt, daß dagegen in jedem einzelnen Metallstab, wenn in ihm ein Temperaturgefälle herrscht, auch ein Potentialgefälle ε pro Temperaturgrad entsteht, derart, daß die Differenz E der beiden Enden nur von der Natur des Metalles und den Endtemperaturen t_1 und t_2 , nicht aber vom Verlaufe der Temperatur längs des Stabes abhängt [Kohlrausch¹⁾]. Rechnen wir E positiv, wenn steigender Temperatur steigende Spannung entspricht, so ist für zwei sich berührende Metalle A



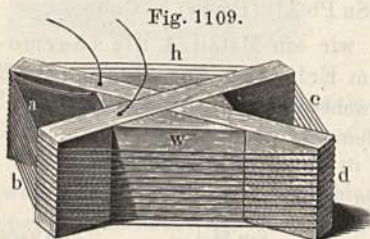
und B (Fig. 1108), deren sich berührende Enden die höhere Temperatur t_1 , deren andere Enden die niedrigere Temperatur t_2 haben, die Potentialdifferenz der letzteren, d. h. die EMK des so gebildeten Thermoelements:

$$E_{AB} = E_B - E_A \dots (4)$$

(positiv, wenn A positiv gegen B), woraus Gl. (2) ohne weiteres folgt.

3. Wir nehmen an, daß sowohl längs jedes der beiden ungleich temperierten Metalle, als auch an den Berührungsstellen Potentialdifferenzen auftreten [Clausius, Budde²⁾]. Die obigen Annahmen (1) und (2) ordnen sich als Spezialfälle zu Annahme (3) ein. Näheres siehe § 367.

Daß die Potentialdifferenzen in einem homogenen Metallstück, wenn überhaupt vorhanden, nur von den Temperaturdifferenzen, nicht aber vom Verlauf der Temperatur abhängen können, folgt aus der Unmöglichkeit eines Thermostromes in einem aus bloß einem Metall bestehenden Kreise. Verbindet man etwa die Klemmen eines Galvanometers durch einen vorher



gleichmäßig ausgeglühten Fe- oder Messingdraht, und erhitzt diesen an beliebigen Stellen, so entsteht kein Strom. Wohl aber entsteht ein solcher, wenn man einen hartgezogenen Draht nimmt und an diesem mit der Flamme langsam entlang fährt; dann verhalten sich nämlich die bereits ausgeglühten Teile gegenüber den noch harten wie ein fremdes Metall.

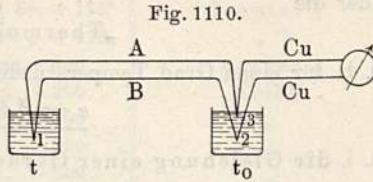
Sehr wirksam ist die in Fig. 1109 dargestellte Anordnung von Magnus³⁾: Auf einen Holzrahmen ist ein Messingdraht aufgewickelt und die eine Seite (w) durch Ausglühen weich gemacht, während die andere (h) hart geblieben ist. Verbindet man die Enden mit einem Galvanometer und erhitzt eine der Schmalseiten ab oder c , so erhält man einen kräftigen Strom.

Auch durch elastische Spannung kann ein Draht thermoelektrisch wirksam gegen den nicht gespannten gleichen Draht gemacht werden. Näheres, sowie Literatur siehe bei G. Wiedemann, „Elektrizität“, Bd. II.

¹⁾ Pogg. Ann. 156, 601 (1875). — ²⁾ Wied. Ann. 30, 665 (1887). — ³⁾ Pogg. Ann. 83, 469 (1851).

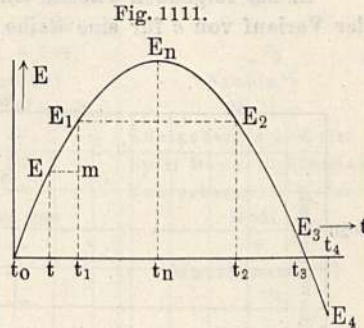
§ 362. Abhängigkeit der Thermokraft von der Temperatur; Zahlenwerte.

Zur Messung der Thermokraft dient die in Fig. 1110 schematisch dargestellte Anordnung: Die zu untersuchenden Metalle *A* und *B* sind bei 1 miteinander, bei 2 und 3 mit den zum Galvanometer führenden Cu-Drähten verbunden. 1 taucht in einen mit Öl gefüllten Becher von der Temperatur *t*, 2 und 3 in einen solchen von der Temperatur *t*₀. Nach den Ausführungen des vorigen Paragraphen verhalten sich dann die Enden 2 und 3, als wären sie direkt miteinander verbunden. Wenn der Widerstand des Galvanometers denjenigen von *A* und *B* genügend übertrifft, so können die Widerstandsänderungen der Drähte bei der Erhitzung vernachlässigt und die EMK direkt den gemessenen Strömen proportional gesetzt werden.



Für sehr genaue Messungen ist eine Kompensationsschaltung vorzuziehen.

Es sei *t*₀ konstant, etwa gleich der Zimmertemperatur; *t* werde variiert. Dann erhält man den in Fig. 1111 graphisch [nach Gaugain¹⁾] dargestellten Verlauf:



Die EMK steigt anfangs etwa proportional (*t* − *t*₀), dann aber langsamer, erreicht ein Maximum *E*_{*n*}, fällt dann wieder und kehrt schließlich (bei *t*₃) ihr Zeichen um. Hält man die kalte Lötstelle nicht auf *t*₀, sondern auf irgend einer anderen Temperatur, etwa *t*, die warme auf *t*₁, so erhält man die Differenz *E*₁ − *E* der vorher gemessenen Werte für *t* und *t*₁. Die Kurve kann also den Verlauf für beliebige Temperaturwerte darstellen, wenn man bloß die Abszissenachse entsprechend verschiebt²⁾.

Wie Avenarius³⁾ gezeigt hat, ist die Kurve mit großer Annäherung⁴⁾ eine Parabel mit senkrechter Achse, also:

$$E_n - E = c(t_n - t)^2,$$

wobei *c* eine Konstante. Daraus ergibt sich leicht nach einigen Umrechnungen für eine Temperaturdifferenz (*t*₁ − *t*₂):

$$E = (t_1 - t_2) \cdot [\alpha + \beta/2(t_1 + t_2)] \dots \dots \dots (1)$$

wobei α und β zwei Konstanten und die „Neutraltemperatur“ *t*_{*n*} gegeben ist durch:

$$t_n = -\alpha/\beta \dots \dots \dots (2)$$

¹⁾ Ann. chim. phys. (3) 65, 5 (1862).

²⁾ Für Demonstrationen eignen sich die Kombinationen: Fe-Cd mit *t*_{*n*} etwa 160°. Ferner Ag-Zn (technisch rein) mit *t*_{*n*} etwa 120°, Au-Zn mit *t*_{*n*} etwa 70°. Chemisch reine Metalle geben andere Werte (siehe Fig. 1112).

³⁾ Pogg. Ann. 119, 406 (1863).

⁴⁾ Genauere Formeln bei Jaeger und Diesselhorst, Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 3, 303 (1900).

Ist speziell die Temperaturdifferenz sehr klein, also:

$$t_1 - t_2 = \delta t, \quad t_1 + t_2 = 2t$$

zu setzen, so wird:

$$\delta E = \delta t [\alpha + \beta t]$$

oder die

„Thermokraft pro Grad“,

d. h. für einen Grad Temperaturdifferenz der Lötstellen:

$$e = \delta E / \delta t = \alpha + \beta t \quad \dots \dots \dots (3)$$

d. i. die Gleichung einer Geraden.

In der folgenden Tabelle sind die Werte von α und β , und in Fig. 1112 der Verlauf von e für eine Reihe von Elementen, sowie einige Verbindungen

Fig. 1112.

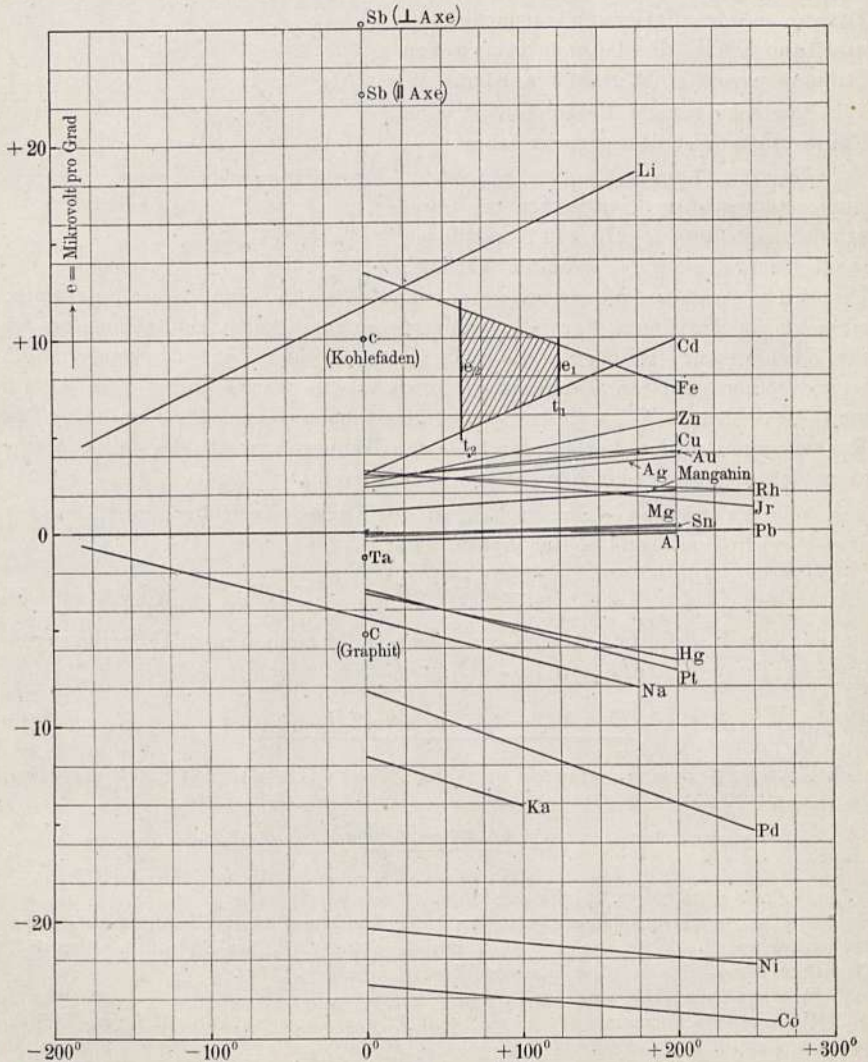


Tabelle 1).

	α	β	Bemerkung	Beobachter
	Mikrovolt/Grad			
Li ²⁾	+ 11,6	+ 0,039	- 182 bis + 173 ⁰	Bernini ³⁾
Na ²⁾	- 4,4	- 0,021	- 182 „ + 173	„ ⁴⁾
K ²⁾	- 11,6	- 0,025	0 bis + 100	Barker ⁵⁾
Cu	+ 2,8	+ 0,0080	0 „ + 200	Noll ⁶⁾
Ag	+ 2,3	+ 0,0076	0 „ + 200	„
Au	+ 2,8	+ 0,0064	0 „ + 200	„
Mg	- 0,12	+ 0,0020	0 „ + 200	„
Zn	+ 2,5	+ 0,016	0 „ + 200	„
Cd	+ 3,0	+ 0,034	0 „ + 200	„
Hg	- 3,17	- 0,0173	0 „ + 200	„ ⁷⁾
Tl	+ 2,1	- 0,008	(unrein!)	Steele ⁸⁾
Al	- 0,50	+ 0,0017	0 bis + 200 ⁰ (unrein!)	Noll
C, Graphit	+ 5,3	—	—	Königsberger u. Weiss
C, Kohlenfaden	+ 10	+ 0,027	50	Noll; Dewar u. Fleming ⁹⁾
Si	+ 440	+ 0,3	—	Königsberger u. Weiss ¹⁰⁾
Sn	- 0,17	+ 0,0020	0 bis 200	Noll
Pb	—	—	—	—
Sb \perp	+ 26,4	—	—	Matthiessen ¹¹⁾
Sb \parallel	+ 22,6	—	—	„ ¹²⁾
Bi \perp	- 45,5	- 0,60	} 0 bis 70	Lownds ¹³⁾
Bi \parallel	- 127,4	- 0,70		
Ta	- 1,3	—	- 180 bis + 100	Coblentz ¹⁴⁾
Te	+ 163	—	α -Te gegen Cu	Haken ¹⁵⁾
Fe	+ 13,4	- 0,30	0 bis 200	Noll
Ni	- 23,3	- 0,008	0 „ 250	Reichardt ¹⁶⁾
Co	- 20,4	- 0,075	0 „ 250	„
Rh	+ 3,0	- 0,004	0 „ 500	Holborn u. Day ¹⁷⁾
Pd	- 8,2	- 0,029	—	„
Ir	+ 3,2	- 0,008	0 „ 500	„
Pt	- 3,0	- 0,021	0 „ 200	Noll
Konstantan-Pb	- 34,3	- 0,060	0 „ 250	Reichardt
Konstantan-Cu	- 37,1	- 0,068	0 „ 250	„
Manganin-Cu	- 1,7	+ 0,0028	0 „ 100	Jaeger u. Diesselhorst ¹⁸⁾

gegeben¹⁹⁾, und zwar für Pb als Vergleichsmetall. Daraus ergibt sich für eine beliebige Metallkombination nach § 361, Gl. (2) der e -Wert zu:

$$e_{1,2} = (\alpha_1 - \alpha_2) + (\beta_1 - \beta_2)t \dots \dots \dots (4)$$

¹⁾ Die Zahlen großenteils nach Baedeker, l. c. — ²⁾ Es gelten dieselben Koeffizienten für festes und flüssiges Metall. — ³⁾ Nuovo Cimento (5) 15, 29 (1908). — ⁴⁾ Siehe auch Barker, l. c. — ⁵⁾ Sil. Journ. (4) 24, 159 (1907). — ⁶⁾ Ann. d. Phys. (3) 53, 905 (1894). — ⁷⁾ Siehe auch Barker, l. c. — ⁸⁾ Phil. Mag. (5) 37, 218 (1894). — ⁹⁾ Phil. Mag. (5) 40, 95 (1895). — ¹⁰⁾ Phys. Zeitschr. 10, 956 (1909); Wick, Phys. Review 25, 382 (1907). — ¹¹⁾ Pogg. Ann. 103, 412 (1858). — ¹²⁾ Siehe auch Dewar und Fleming, l. c. — ¹³⁾ Ann. d. Phys. (4) 6, 146 (1901). — ¹⁴⁾ Phys. Rev. 28, 312 (1909). — ¹⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) 32, 291 (1910); Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 229 (1910). — ¹⁶⁾ Ann. d. Phys. (4) 6, 832 (1901). — ¹⁷⁾ Ebenda (4) 2, 505 (1900). — ¹⁸⁾ Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 3, 269 (1900). — ¹⁹⁾ Für einige Körper sind bloß die Werte bei Zimmertemperatur durch kleine Kreise angedeutet. Die Angaben verschiedener Autoren stimmen häufig sehr wenig überein; Ursache ist der große Einfluß von Verunreinigungen.

bzw. als Differenz der Ordinaten in Fig. 1112. Der Schnittpunkt zweier Geraden, z. B. für Fe und Cd bei $t = 160^\circ$, entspricht der „Neutraltemperatur“ t_n (vgl. Fig. 1111), bei welcher eine kleine Temperaturdifferenz keine Thermokraft gibt; die gesamte Thermokraft für eine Temperaturdifferenz $t_1 - t_2$ ist gleich der in der Figur schraffiert gezeichneten Fläche, also:

$$E = (e_1 + e_2) (t_1 - t_2) / 2 \dots \dots \dots (5)$$

was, wie man durch Einsetzen von Gl. (3) leicht erkennt, mit Gl. (1) identisch ist.

Z. B. für Fe-Cd bei:

$$t_1 = 125^\circ \text{ und } t_2 = 62,5^\circ, e_1 = 2,4 \text{ und } e_2 = 6,3 \text{ Mikrovolt/Grad,}$$

$$E = (2,4 + 6,3) (125 - 62,5) / 2 = 272 \text{ Mikrovolt.}$$

Für die in großer Reinheit herstellbaren Edelmetalle Au, Rh, Ru, Pd haben Holborn und Day¹⁾ für Temperaturen von -185 bis 1300° die Thermokräfte gegen Pt bestimmt. Es scheint, als ob die Avenariussche Gl. (1) für alle von einer gewissen unteren Temperaturgrenze ab exakt gilt. Nach unten hin werden die Abweichungen beträchtlich, namentlich bei Pd.

Die folgende kleine Tabelle enthält die e -Werte bei Zimmertemperatur für einige Verbindungen mit metallischer Leitfähigkeit:

	e (gegen Blei in Mikrovolt/Grad)
Pyrit	- 129
Molybdänglanz	- 727
Eisenglanz	- 473
Kupferoxydul	+ 500

} nach Königsberger²⁾

Über die Thermokraft von Legierungen, bei welchen ähnliche Verhältnisse obwalten wie bezüglich der Leitungswiderstände, also kleine Beimengungen oft großen Einfluß haben, siehe Baedeker (l. c.), ferner einen Bericht von Bernoulli³⁾.

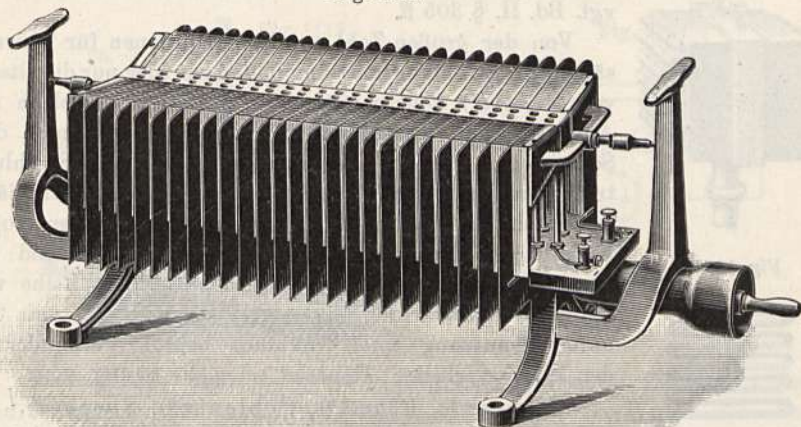
§ 363. Praktische Verwendung der Thermoelektrizität⁴⁾. a) Stromerzeugung. Zur Erzeugung elektrischer Energie kommen Thermosäulen nur ausnahmsweise in Betracht, z. B. zum Laden kleiner Akkumulatoren an Orten ohne Elektrizitätswerk. Ferner sind sie bequem für Dauerelektrolysen mit schwachem Strom und konstant zu haltender Spannung zur Abscheidung von Metallen aus gemischten Lösungen (vgl. § 187). Die bekannteste Konstruktion ist die in Fig. 1113 abgebildete Gölcher'sche Thermosäule, die, aus 66 Elementen bestehend, etwa 0,65 Ohm inneren Widerstand und eine Spannung von etwa 4 Volt besitzt; bei gleich großem äußeren Widerstand liefert sie also 3 Amp. oder eine Leistung von 12 Watt und eine Nutzleistung von 6 Watt mit etwa 170 Liter Gasverbrauch pro Stunde oder 0,0472 Liter/Sek. Bei einem Heizwert des Gases von etwa 5000 cal./Liter = 5000./0,24 Watt-Liter ergibt das einen Gesamteffekt:

$$\frac{\text{Elektrische Energie}}{\text{Wärmeenergie}} = \frac{12 \cdot 0,24}{0,0472 \cdot 5000} = \underline{0,12}.$$

¹⁾ Berl. Ber. 1899, S. 691. — ²⁾ Phys. Zeitschr. 10, 956 (1909). — ³⁾ Jahrb. d. Radioakt. 9, 270 (1912). — ⁴⁾ Zusammenstellung bei Peters, „Thermoelemente und Thermosäulen“. Halle 1908.

Man sieht leicht ein, daß selbst erhebliche Verbesserungen an diesem minimalen Effekt nicht viel ändern können; die meiste Wärme geht durch Leitung verloren, und da schlechter wärmeleitende Körper zugleich auch die Elektrizität schlechter leiten, so ist diesem Übelstand nicht abzuhelfen. Eine Theorie des möglichen Nutzeffektes hat Altenkirch¹⁾ entwickelt.

Fig. 1113.



b) Temperaturmessung. Ein Thermoelement kann in Verbindung mit einem Galvanometer oder Mikrovoltmeter als Temperaturmeßinstrument dienen; seine Anwendung kommt in Betracht, wenn die zu messende Stelle mit einem gewöhnlichen Thermometer nicht erreicht werden kann, wenn die Größe des Thermometergefäßes störend wäre oder wenn die Ablesung in größerer Entfernung von der Meßstelle erfolgen soll; auch hat das Thermoelement, wenn es aus dünnen Drähten besteht, den Vorteil, die zu messende Temperatur fast augenblicklich anzunehmen. Eine Fehlerquelle ist unter Umständen die Wärmeableitung durch die Drähte.

Bei der Auswahl geeigneter Kombinationen kommt neben genügender Thermokraft und geringem Widerstand auch die Temperaturabhängigkeit von E , also die Größe β in Frage; am günstigsten ist es, wenn β klein gegen α , so daß E annähernd der Temperaturdifferenz proportional ist, unabhängig von der Temperatur der äußeren Lötstelle. Nur dann nämlich kann man das Galvanometer direkt mit einer Temperaturdifferenzskala versehen. Bekannte Kombinationen sind:

a) Für mittlere und tiefe Temperaturen:

$$\text{Fe-Konstantan: } E = 48 (t_1 - t_2) [1 - 0,0003(t_1 + t_2)] \cdot 10^{-6} \text{ Volt.}$$

Ferner Cu-Konstantan: $E = 37 (t_1 - t_2) [1 + 0,001 (t_1 + t_2)]$ (neuerdings auch Ta-Konstantan).

b) Für hohe Temperaturen das Le Chateliersche Element:

$$\text{Pt} - (\text{Pt, Rh}) \text{ [bis } 1400^\circ\text{],}$$

diese Elemente werden in stets gleicher Zusammensetzung der Platin-Rho-

¹⁾ Phys. Zeitschr. 10, 560 (1909); ebenda Angaben über ältere Theorien.

diumlegierung hergestellt und kommen geeicht in den Handel¹⁾. Die Thermokraft beträgt etwa 1 Millivolt für je 100°.

c) Messung kleinster Temperaturdifferenzen, namentlich Strahlungsmessung, Messung elektrischer Schwingungen und schwacher Wechselströme; bezüglich der letztgenannten Anwendungsart²⁾ vgl. § 280 dieses Bandes, bezüglich der Strahlungsmessung vgl. Bd. II, § 305 ff.

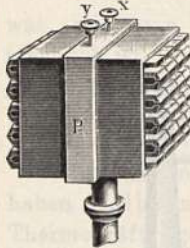


Fig. 1114 a.



Fig. 1114 b.

Von der großen Zahl von Konstruktionen für Thermosäulen zur Strahlungsmessung bilden wir hier nur die älteste, von Nobili³⁾ konstruierte (Fig. 1114 a) ab, welche aus Antimon- und Wismutstäbchen besteht, die nach dem Schema der Fig. 1114 b verbunden sind. Die Strahlung trifft immer nur die Lötstellen einer Seite. Da die Säule zwar hohe Empfindlichkeit besitzt, aber wegen der großen Metallmassen sehr langsam sich einstellt, so sind für Strahlungsmessungen neuerdings eine ganze Reihe verschiedener Konstruktionen angegeben worden, zum Teil unter Benutzung eines Vakuums behufs Verminderung der Wärmeverluste. Genannt seien die Säulen von:

Rubens⁴⁾, Pfund⁵⁾, Coblentz⁶⁾, Spence⁷⁾,
ferner theoretische Berechnungen von Johannsen⁸⁾.

Näheres hierüber, auch über wirksamere Legierungen, siehe bei Peters, l. c.

§ 364. Peltiereffekt⁹⁾; Anwendungsversuch der Thermodynamik.

Die in einem Thermoelemente produzierte elektrische Energie kann nur der zugeführten Wärmeenergie entstammen. In einem arbeitenden Thermoelement muß also durch den Strom Wärmevernichtet oder Kälte erzeugt werden.

Peltier¹⁰⁾ entdeckte, daß eine derartige Wirkung an den Lötstellen zweier verschiedener Metalle auftritt, wenn durch sie ein Strom in bestimmter Richtung hindurchgeschickt wird; die Wirkung ist dem Strom proportional und kehrt mit ihm ihr Vorzeichen um. Eine Abkühlung der Lötstelle findet statt, wenn der Strom in derselben Richtung fließt, wie der bei Erwärmung der betreffenden Stelle entstehende Thermostrom. Der Peltiereffekt wirkt also stets hemmend auf den Strom (Analogie mit der Lenzschen Regel bei Induktionsströmen, vgl. § 222).

Zur Demonstration kann die in Fig. 1115 dargestellte Anordnung dienen: Ein kleiner, zur Hälfte aus Antimon, zur Hälfte aus Wismut bestehender Hohlzylinder trägt zwei angegossene Stäbe aus den gleichen Metallen, an

¹⁾ Bezugsquellen: Heraeus, Hanau; Siemens u. Halske, Berlin.

²⁾ Systematische Untersuchung der Thermoelemente durch O. Knopp, Physik. Zeitschr. **10**, 439 (1909); K. E. F. Schmidt, *ibid.* **10**, 438 (1909).

³⁾ Pogg. Ann. **36**, 525 (1835).

⁴⁾ Zeitschr. f. Unterr. **11**, 126 (1898).

⁵⁾ Phys. Rev. **34**, 228 (1912).

⁶⁾ Electrician **68**, 924 (1912); Beibl. **37**, 610 (1913); Bull. Bur. Stand. **9**, 7 (1912); Phys. Zeitschr. **14**, 683 (1913).

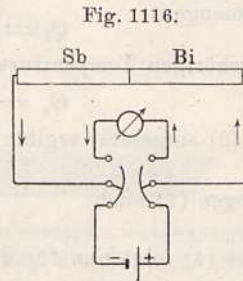
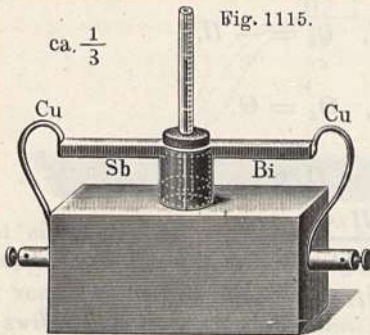
⁷⁾ Phys. Rev. **31**, 666 (1910); Beibl. **35**, 1209 (1911).

⁸⁾ Ann. d. Phys. (4) **33**, 517 (1910); Phys. Zeitschr. **14**, 998 (1913).

⁹⁾ Zahlenwerte siehe § 366.

¹⁰⁾ Pogg. Ann. **43**, 324 (1834).

welche Stromzuführungen aus Kupfer angelötet sind. In den Hohlzylinder ist mittels eines Gummipropfens eine Kapillarröhre eingesetzt (von etwa 0,2 mm lichter Weite), die in eine Flüssigkeitsschicht (Alkohol) derart eintaucht, daß die Flüssigkeit etwa bis zur Mitte der Röhre steigt. Schickt man einen Strom von einigen Ampere hindurch, so beobachtet man, je nach der Richtung des Stromes, ein rasches Steigen oder Fallen der Flüssigkeit.



Eine andere Anordnung ist in Fig. 1116 skizziert: Ein aus Antimon und Wismut zusammengelöteter Stab kann mittels einer Wippe entweder in den Stromkreis eines Akkumulators oder in denjenigen eines Galvanometers eingeschaltet werden. Hat der Stab Zimmertemperatur, so gibt er im Galvanometer keinen Thermostrom. Läßt man dagegen einige Minuten einen kräftigen Strom hindurchfließen, so zeigt nach Umlegen der Wippe das Galvanometer einen Ausschlag, der offenbar nur thermoelektrischer Natur sein kann und mit Umkehrung des erregenden Stromes sein Zeichen wechselt. Der erzeugte Thermostrom durchfließt den Stab stets entgegengesetzt dem vorhergegangenen Batteriestrom¹⁾.

Wir wollen zunächst annehmen, daß in einem Thermoelement außer dem Peltiereffekt keine andere, dem Strom proportionale Wärmewirkung statthabe; die dem Quadrat des Stromes proportionale Joulesche Wärme kann vernachlässigt, bzw. durch genügende Kleinheit des Stromes beliebig klein gegen die „Peltierwärme“ gemacht werden. Ebenso werde von der Wärmeleitung, als einem nebensächlichen Phänomen, völlig abgesehen.

Dann werden in einem Thermoelement, dessen Lötstellen die absoluten Temperaturen $\Theta + \delta\Theta$ und Θ haben, von dem Thermostrom selbst pro Coulomb die Wärmemengen $\Pi + \delta\Pi$ bzw. Π vernichtet bzw. erzeugt, die wir uns der Einfachheit halber nicht in Kalorien, sondern in Watt gemessen denken. Entsprechende Wärmemengen müssen zur Konstanthaltung der Temperaturen an der warmen Lötstelle zu-, an der kalten abgeführt werden.

Das Energiegesetz oder der erste Hauptsatz der Thermodynamik verlangt dann, daß der Überschuß $\delta\Pi$ der zugeführten über die abgeführte Wärme gleich der produzierten elektrischen Energie ist; ist e die EMK pro Grad, so ist $e\delta\Theta$ ihr Wert für die Differenz $\delta\Theta$, also $\delta\Pi = e\delta\Theta$ oder

$$\delta\Pi / \delta\Theta = e \dots \dots \dots (1)$$

¹⁾ Über die Möglichkeit, mittels des Peltiereffekts Wasser in Eis zu verwandeln, siehe Lenz, Pogg. Ann. 44, 342 (1838); Wiedemann, Elektrizität, 3. Aufl., 2, 417.

Der zweite Hauptsatz der Wärmetheorie besagt, daß für einen umkehrbaren¹⁾ Vorgang zwischen den zugeführten Wärmen Q_1, Q_2 usw. und den zugehörigen absoluten Temperaturen Θ_1, Θ_2 usw. die Beziehung bestehe:

$$\frac{Q_1}{\Theta_1} + \frac{Q_2}{\Theta_2} + \dots = 0 \dots \dots \dots (2)$$

wobei abgegebene Wärmen negativ zu rechnen. In unserem Falle sind die Wärmemengen:

$$Q_1 = \Pi + \delta \Pi, \quad Q_2 = -\Pi,$$

die zugehörigen Temperaturen:

$$\Theta_1 = \Theta + \delta \Theta, \quad \Theta_2 = \Theta,$$

was in (2) eingesetzt ergibt:

$$\delta \Pi / \delta \Theta = \Pi / \Theta \dots \dots \dots (3)$$

oder wegen (1) auch:

$$e = \Pi / \Theta \dots \dots \dots (4)$$

Aus (4) folgt nun für die Abhängigkeit von e von der Temperatur:

$$\delta e = \frac{\Pi + \delta \Pi}{\Theta + \delta \Theta} - \frac{\Pi}{\Theta} = \frac{\Theta \delta \Pi - \Pi \delta \Theta}{\Theta^2} = \frac{1}{\Theta} \left[\frac{\delta \Pi}{\delta \Theta} - \frac{\Pi}{\Theta} \right] \delta \Theta \dots (5)$$

Der in eckige Klammern eingeschlossene Ausdruck ist aber nach Gl. (3) gleich Null, also folgt:

$$\delta e / \delta \Theta = 0 \dots \dots \dots (6)$$

d. h.: e ist unabhängig von der Temperatur.

Dieses Resultat widerspricht durchaus der Erfahrung; hierdurch wurde W. Thomson zu der Vermutung veranlaßt, daß ein Wärmeumsatz noch an anderer Stelle, nämlich in den ungleich temperierten Metallen selbst vorkomme, und durch die Erfahrung wurde diese Vermutung bestätigt, wie im folgenden Paragraphen gezeigt werden soll.

Ein weiterer Widerspruch und Beweis für die Unvollständigkeit obiger Theorie folgt aus der Existenz des neutralen Punktes t_n , für welchen $e = 0$, also nach Gl. (2) auch $\Pi = 0$ wird. Dann würde von einem zwischen t_n und der beliebigen tieferen Temperatur t arbeitenden Element an der heißeren Lötstelle keine Wärme aufgenommen, an der kälteren aber Wärme entwickelt und außerdem Stromarbeit geleistet werden.

§ 365. Thomsons Effekt; vollständige Thermodynamik. Der von W. Thomson²⁾ entdeckte Wärmeeffekt des Stromes in ungleich temperierten Leitern ist in Fig. 1117 näher erläutert.

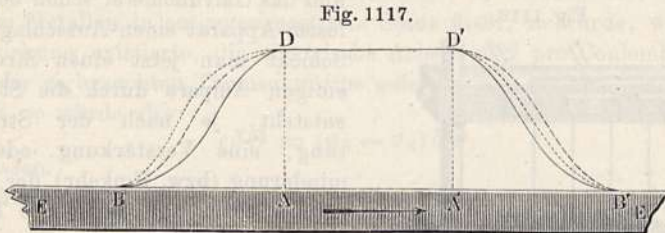
Ein metallischer Leiter, etwa ein Eisenstab EE' (Fig. 1117), werde künstlich innerhalb der Grenzen A und A' auf einer konstanten höheren Temperatur, außerhalb der Grenzen BB' auf einer konstanten niedrigeren Temperatur erhalten. Der Verlauf der Temperatur sei durch die ganz ausgezogene Kurve $BDD'B'$ angedeutet. Schicken wir jetzt einen Strom durch das Eisen, so bringt er zwei Wirkungen hervor. Die erste Wirkung ist die Joulesche Wärmewirkung, welche jedenfalls positiv, dem Quadrat der Stromstärke und dem Widerstande proportional ist. Die dadurch hervor-

¹⁾ Umkehrung des Stromes würde nur dann die Wärme restlos wieder zurückverwandeln, wenn keine Wärmeleitung stattfände. Inwieweit deren Nichtbeachtung hier zulässig, läßt sich a priori nicht entscheiden.

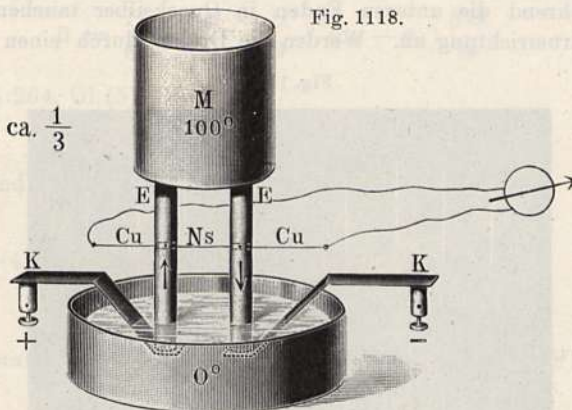
²⁾ Phil. Trans. 3, 661 (1856).

gebrachten Temperaturerhöhungen sind beiderseits symmetrisch und seien durch die gestrichelte Kurve dargestellt. Eine Umkehrung des Stromes ändert an dieser Anordnung nichts, denn das Quadrat der Stromstärke bleibt immer positiv.

Die zweite Wirkung des Stromes, der Thomsoneffekt, ist proportional der Stromstärke und der Temperaturdifferenz. Sie ist daher zwischen B



und A einerseits und zwischen A' und B' andererseits entgegengesetzten Zeichens und ändert diese Zeichen bei Umkehrung des Stromes. Geht der Strom von links nach rechts, wie der Pfeil, so nimmt für Eisen die Temperatur zwischen B und A zu, zwischen A' und B' ab, so daß eine Anordnung entsteht, welche der punktierten Kurve entspricht. Die Temperaturkurve ändert sich also in der Weise, als ob ein Wärmetransport in einer dem Strom entgegengesetzten Richtung stattgefunden hätte (negativer



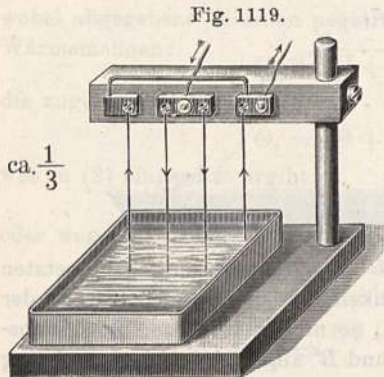
Thomsoneffekt). Beim Kupfer ist die Wirkung, wie Thomson gezeigt hat, umgekehrt (positiver Thomsoneffekt) und schwächer als beim Eisen. Le Roux¹⁾ hat die Proportionalität der Wirkung mit der Stromstärke bei vielen Metallen nachgewiesen und gezeigt, daß die Wirkung für Blei = Null ist.

Zur Messung und Demonstration des Effektes kann der in Fig. 1118 dargestellte Apparat nach Le Roux dienen. Zwei Eisenstäbe²⁾ EE von etwa 0,4 cm Dicke und 8 cm Länge sind nebeneinander an den Boden eines Messingbechers M gelötet. An den unteren Enden von EE sind Kupferbleche KK angelötet, die zur Stromzuführung dienen. M wird mit heißem

¹⁾ Ann. chim. phys. (4) 10, 201 (1867).

²⁾ Oder besser Wismut mit 3 Proz. Zinn (vgl. Zahlentabelle in § 366).

Wasser gefüllt, das durch einströmenden Dampf siedend erhalten wird, die unteren Enden tauchen in eine Schale mit Eiswasser. Etwa in der Mitte ihrer Länge sind die Stäbe durchbohrt und enthalten die beiden durch Glimmer wohl isolierten Lötstellen eines Kupfer-Neusilberthermoelementes, das mit einem hochempfindlichen Galvanometer verbunden ist. Meist werden die beiden Lötstellen etwas verschiedene Temperaturdifferenz haben

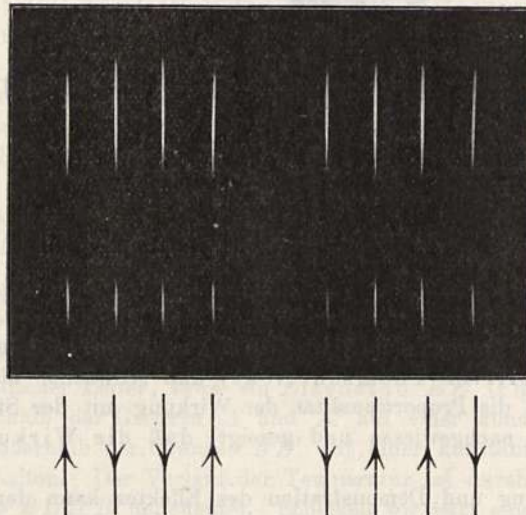


und das Galvanometer schon bei stromlosem Apparat einen Ausschlag zeigen. Schickt man jetzt einen Strom von einigen Ampere durch die Stäbe, so entsteht, je nach der Stromrichtung, eine Verstärkung oder Verminderung (bzw. Umkehr) der Temperaturdifferenz und damit des Thermostromes.

Fließt der Strom in der Pfeilrichtung, so tritt bei w Erwärmung, bei k Abkühlung ein (negativer Effekt).

Eine sehr anschauliche Demonstrationsmethode hat W. König¹⁾ angegeben; Fig. 1119 zeigt den Apparat. Vier Platindrähte von 0,5 bis 0,7 mm Durchmesser sind mit ihren oberen Enden in drei isolierten Klemmbacken befestigt, während die unteren Enden in Quecksilber tauchen; die Pfeile deuten die Stromrichtung an. Werden die Drähte durch einen elektrischen

Fig. 1120.



Strom zum Glühen erhitzt, so entsteht an den durch das Quecksilber gekühlten Enden ein Temperaturgefälle und damit ein Thomsonscheffekt, der die Grenzen des Glühens an den inneren und äußeren Drähten in entgegengesetztem Sinne verschiebt. Fig. 1120 zeigt die Erscheinung nach einer

¹⁾ Phys. Zeitschr. 11, 913 (1910).

Photographie; die unteren kürzeren Striche sind die Spiegelbilder im Quecksilber, die Pfeile geben die Stromrichtung an.

Zur Vervollständigung der Theorie des § 364 nehmen wir an, daß jedes längs des Temperaturfalls $\delta\Theta$ in einem Metall A fließende Coulomb eine Wärmemenge $\sigma_A \delta\Theta$ erzeuge.

Denken wir uns nun ein Thermoelement aus zwei Metallen A und B mit der Temperaturdifferenz $\delta\Theta$ der Lötstellen, in welchem also der Strom in beiden Metallen in entgegengesetztem Sinne fließt, so würde, wenn keine Peltierwirkung existierte, die elektrische Arbeit $e\delta\Theta$ pro Coulomb nur auf Kosten der verbrauchten Thomsonwärme geleistet sein können. Ist A positiv gegen B , so würde also:

$$e\delta\Theta = (\sigma_B - \sigma_A)\delta\Theta$$

sein müssen.

Nehmen wir die Peltierwirkung hinzu [vgl. § 264, Gl. (1)], so wird:

$$e\delta\Theta = (\sigma_B - \sigma_A)\delta\Theta + \delta\Pi$$

oder:

$$e = \sigma_B - \sigma_A + \delta\Pi/\delta\Theta \dots \dots \dots (1)$$

In die Gleichung des zweiten Hauptsatzes [§ 264, Gl. (2)] gehen ein die aufgenommenen Wärmemengen: $Q_1 = \Pi + \delta\Pi$ | $Q_2 = -\Pi$ | $Q_3 = (\sigma_B - \sigma_A)\delta\Theta$ bei den Temperaturen: $\Theta_1 = \Theta + \delta\Theta$ | $\Theta_2 = \Theta$ | $\Theta_3 = \Theta$.

Also wird:

$$0 = \frac{\Pi + \delta\Pi}{\Theta + \delta\Theta} - \frac{\Pi}{\Theta} + (\sigma_B - \sigma_A) \frac{\delta\Theta}{\Theta} \dots \dots \dots (2)$$

also wegen § 264, Gl. (5):

$$0 = \frac{\delta\Pi}{\delta\Theta} - \frac{\Pi}{\Theta} + \sigma_B - \sigma_A \dots \dots \dots (3)$$

aus Gl. (1) und (2) folgt:

$$e = \Pi/\Theta \dots \dots \dots (4)$$

Aus Gl. (4) und § 264, Gl. (5) folgt:

$$\delta e/\delta\Theta = \delta(\Pi/\Theta)/\delta\Theta = \frac{1}{\Theta} \left(\frac{\delta\Pi}{\delta\Theta} - e \right) \dots \dots \dots (5)$$

Der Klammerausdruck ist aber nach (1) gleich $(\sigma_A - \sigma_B)/\Theta$, so daß wir erhalten:

$$\delta e/\delta\Theta = (\sigma_A - \sigma_B)/\Theta \dots \dots \dots (6)$$

Die vollständigen Gleichungen (1), (4), (6) treten jetzt an Stelle der unvollständigen gleichnumerierte Gleichungen des § 264. Ist speziell für das Metall B der Thomsoneffekt Null, wie nach Le Roux' und auch nach späteren Messungen mit großer Annäherung für Blei bei mittlerer Temperatur der Fall ist, so ergibt sich für ein mit Blei als zweitem Metall kombiniertes Thermoelement:

$$\delta e/\delta\Theta = \sigma/\Theta \dots \dots \dots (6')$$

wo σ der Thomsonkoeffizient des ersten Metalles.

Man sieht also, daß die Veränderlichkeit der Thermokraft mit der Temperatur, die durch den Faktor β , d. h. den Neigungstangens der Geraden in Fig. 1112 gemessen wird, lediglich durch den Thomsoneffekt bedingt ist, daß

also die Annahme (3) des § 361, Thermokraft sowohl an den Lötstellen, als auch in den Metallen selbst, zu Recht besteht¹⁾.

In § 362, Gl. (3) hatten wir $e = \alpha + \beta t$ gesetzt; also ist:

$$\delta e / \delta \Theta = \delta e / \delta t = \beta$$

oder:

$$\beta = \sigma / \Theta \dots \dots \dots (7)$$

Wenn also β angenähert konstant ist, so müßte σ proportional Θ sein (Gesetz von Tait).

Über den Zusammenhang zwischen Π und σ einerseits und den Potentialsprüngen an den Lötstellen, sowie den Potentialgefällen in den Metallen andererseits läßt sich thermodynamisch nichts aussagen. Wohl aber gibt die Elektronentheorie (§ 367) einen solchen Zusammenhang.

§ 366. Experimentelle Prüfung der Theorie; Zahlenwerte für Peltier- und Thomsons Effekt²⁾. Die aus Gl. (4) des § 365 folgende Proportionalität zwischen EMK und Peltiereffekt verschiedener Thermolemente

— bei gleicher Temperatur — wurde schon von den älteren Autoren auf diesem Gebiet experimentell festgestellt³⁾.

Zu einer Messung von Π in absolutem Maße und damit einer vollständigen Prüfung der Gl. (4) dienen kalorimetrische Apparate, wie sie in verschiedenen Formen von Battelli⁴⁾, Cermak⁵⁾, Lecher⁶⁾, Oosterhuis⁷⁾ u. a. angegeben wurden. Nach einer hiervon gänzlich abweichenden Methode hat E. Beck⁸⁾ gearbeitet.

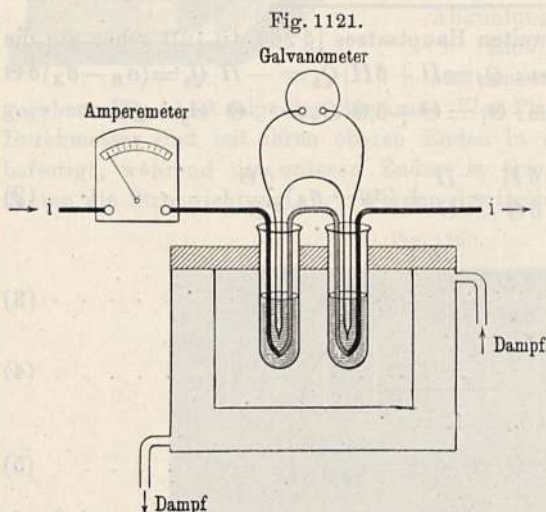


Fig. 1121 zeigt das Schema des Apparates von Battelli: Der Strom i durchläuft die in zwei ganz gleichen Kalorimetern befindlichen Lötstellen im entgegengesetzten Sinne. Sind J und Π die vom Strome erzeugten Joule- und Peltierwärmern, so sind die Temperaturänderungen in den Kalorimetern

¹⁾ Über andere mögliche Formen der Theorie siehe Bericht P. Cermak, Jahrb. d. Radioakt. 8, 241 (1911).

²⁾ Siehe auch Bericht Cermak, l. c.

³⁾ Le Roux, l. c.; Edlund, Pogg. Ann. 140, 435 (1870); 141, 404, 534 (1871); Näheres bei Wiedemann, Elektr. II.

⁴⁾ Rend. Acc. Linc. (4a) 5, 631 (1889); Baedeker, „Elektr. Erscheinungen in metallischen Leitern“, S. 72.

⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) 24, 351 (1907); 26, 521 (1908).

⁶⁾ Wien. Ber. (IIa), 115, 173, 1505 (1906).

⁷⁾ Arch. Néerl. (IIIa) 2, 7 (1912).

⁸⁾ Vierteljahrshchr. d. Naturf.-Ges. Zürich 55, 103 und 470 (1910).

($J + II$ und $(J - II)$), die Differenz der Temperaturänderungen gibt also $2II$. Diese Differenz nun wird durch die beiden Lötstellen eines zur Temperaturmessung dienenden, in die Kalorimeter eintauchenden Thermoelementes gemessen; ein Dampfmantel gestattet die Messung des Effektes bei beliebigen Temperaturen. Die Eichung des Apparates geschieht mittels Joulescher Wärme, die in einem eingetauchten Widerstandsdraht erzeugt wird.

Die folgende Zusammenstellung enthält die Resultate derjenigen Messungen der oben genannten Autoren, bei welchen e und II an denselben Drähten bestimmt sind; nur solche Messungen gestatten wegen des großen Einflusses von Verunreinigungen einen Vergleich mit der Theorie.

Metallpaar	Temperatur (°C)	Temperatur (absolut)	Peltiereffekt (Watt/Coul.)	Thermokraft pro Grad (Volt)	$10^6 \cdot II/\Theta$
	t	Θ	$II \cdot 10^6$	$e \cdot 10^6$	
Cu-Ag	0	273	576	2,12	2,11
Pb-Konstantan . .	0	273	8 000	27,1	29,3
Cd-Pb	0	273	820	3,03	3,00
	100	373	1 630	4,48	4,37
	200	473	2 710	5,93	5,73
Fe-Hg	18,5	291,5	4 870	16,7	16,7
	56,5	329,5	5 330	16,2	16,2
	99,6	372,6	5 805	15,45	15,6
	131,6	404,6	6 030	14,8	14,9
	182,3	455,3	6 325	13,75	13,9
Fe-Ni	16,5	289,5	9 650	32,5	33,3
Cd-Ni	16,9	289,9	6 460	22,6	22,3
Zn-Ni	17,2	290,2	6 480	22,0	22,2
Cu-Ni	14,4	287,4	5 850	20,7	20,3
Cu-Konst.	15,5	288,5	10 270	35,7	35,6

Bei der Neutraltemperatur t_n (vgl. § 362) wird $\delta E/\delta t = e = 0$ folglich auch $II = 0$. Die Richtigkeit dieser Beziehung wurde von Lecher¹⁾ für Fe-Cu, von Bausenwein²⁾ für Fe-Cu und Fe-Ag nachgewiesen.

Für Fe-Konstantan ist der Verlauf von II von Cermak³⁾ bis $\Theta = 273 + 560$ untersucht worden. Da e nicht am gleichen Stück untersucht ist, so enthält die folgende Tabelle e berechnet nach der Tabelle auf S. 1183, also $e = (13,4 + 34,3) + 0,03t$ Mikrovolt:

t	Θ	$II \cdot 10^6$ beob.	$II/\Theta \cdot 10^6$	$e \cdot 10^6$ ber.
—	273	13 000	47,6	47,7
20	293	15 100	51,5	48,3
130	403	18 850	46,8	51,6
240	513	25 900	50,5	54,9
320	593	34 300	57,8	57,3
560	833	52 300	62,8	64,5

¹⁾ l. c., sowie Phys. Zeitschr. 6, 781 (1905); 7, 34 (1906). — ²⁾ Ann. d. Phys. (4) 15, 213 (1904). — ³⁾ Ebenda (4) 24, 351 (1907).

Die Gleichung (4) des § 365 wird also durch die Messungen durchaus bestätigt.

Weniger günstig ist die Übereinstimmung mit der Theorie bezüglich der Thomsonwärme, was hauptsächlich wohl der Kleinheit dieses Effektes, der Schwierigkeit seiner exakten Messung und der nur geringen Zahl vergleichbarer Messungen am gleichen Material zuzuschreiben ist. Es scheint jedoch, daß die Abweichungen von der Theorie größer sind als die Beobachtungsfehler; namentlich die von der Theorie [§ 365, Gl. (7)] geforderte Proportionalität mit der absoluten Temperatur ist, wie aus den Messungen von Lecher und Aalderink hervorgeht, auch nicht angenähert erfüllt.

Immerhin ist für 0° die Gl. (6') des § 365 wenigstens der Größenordnung und dem Vorzeichen nach erfüllt, wie folgende Tabelle zeigt:

	β Volt/Grad	$\beta \Theta$	σ Watt/Coul.-Grad
Cu	+ 0,008 . 10 ⁻⁶	+ 2,2 . 10 ⁻⁶	+ 1,6 . 10 ⁻⁶
Cd	+ 0,034 . 10 ⁻⁶	+ 9,3 . 10 ⁻⁶	+ 9,2 . 10 ⁻⁶
Pt	- 0,021 . 10 ⁻⁶	- 5,7 . 10 ⁻⁶	- 9,1 . 10 ⁻⁶
Fe	- 0,03 . 10 ⁻⁶	- 8,2 . 10 ⁻⁶	- 4,0 . 10 ⁻⁶
Konstantan	- 0,068 . 10 ⁻⁶	- 19 . 10 ⁻⁶	- 23,0 . 10 ⁻⁶
Bi + 3 Proz. Sn ¹⁾ . .	—	—	- 100

Der Thomseffekt ist also nach Vorzeichen und Größe der Steilheit der Diagramme in Fig. 1112 proportional.

Über ausgeführte Messungen siehe u. a. die Publikationen von Battelli²⁾, Schoute³⁾, Lecher⁴⁾, Berg⁵⁾, Hall⁶⁾, Aalderink⁷⁾, Königsberger und Weiß⁸⁾, Cermak⁹⁾.

§ 367. Elektronentheorie der thermoelektrischen Erscheinungen.

Die in § 358 genannten Autoren haben die von ihnen entwickelte Elektronentheorie der metallischen Leitung auch auf die thermoelektrischen Erscheinungen angewandt. Es läßt sich leicht begreifen, daß sowohl in einem ungleich temperierten homogenen Leiter, als auch an der Berührungsstelle zweier Leiter die Zahlen der vermöge der Wärmebewegung einen Querschnitt von beiden Seiten her passierenden Elektronen im allgemeinen nur dann gleich sind, wenn der zunächst vorhandene Unterschied durch eine elektrische Kraft kompensiert wird, welche die zu langsamen Elektronen beschleunigt, die zu schnellen zurückhält. Die sehr komplizierte vollständige Berechnung der molekularen Bewegungen, wie sie z. B. von H. A. Lorentz durchgeführt wurde, läßt sich umgehen, wenn wir einfach die Elektronen wieder als ein Gas betrachten und ihnen an jeder Stelle des Leiters einen bestimmten Druck p und

¹⁾ Laws, Phil. Mag. (6) 7, 560 (1904). — ²⁾ Rend. Linc. (4a) 5, 631 (1889). — ³⁾ Arch. Néerl. (II) 12, 175 (1907). — ⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 19, 853 (1906); Wien. Ber. (IIa) 114, 1599 (1905). — ⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) 32, 477 (1910). — ⁶⁾ Contrib. Jefferson Labor. 4, No. 12 (1906). — ⁷⁾ Arch. Néerl. (II) 15, 321 (1910). — ⁸⁾ Ann. d. Phys. (4) 35, 1 (1911). — ⁹⁾ Ebenda (4) 33, 1195 (1910).

eine bestimmte Anzahl n pro Kubikzentimeter zuschreiben, wobei p und n sowohl von der absoluten Temperatur Θ , als auch von der Natur des Körpers abhängen. Bloß die elektrische Ladung unterscheidet also hier die Elektronen von einem gewöhnlichen Gase. Die so erhaltenen Resultate unterscheiden sich von denen der vollständigen Rechnung nur durch von Eins wenig verschiedene Zahlenfaktoren.

Die folgende Betrachtungsweise schließt sich an Ausführungen von Krüger¹⁾ und Richardson²⁾ an³⁾:

Wir denken uns zwei miteinander verlötete und an den Längsseiten in isolierende Hüllen eingeschlossene Metallstäbe A und B (Fig. 1122) so gebogen, daß die freien Enden einander gegenüberstehen und das Ganze im Vakuum auf die Temperatur Θ gebracht. Nach § 352 sendet jedes Metall an den unbedeckten Endflächen Elektronen aus, die in das andere Metall hineintreffen. Die beiden Elektronenströme hängen von der Natur der Metalle ab und sind nach Gl. (4), § 352:

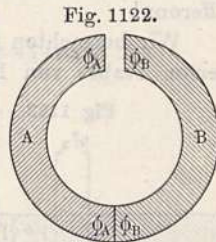


Fig. 1122.

$$j_A \text{ proportional } n_A \sqrt{\Theta} \cdot e^{-Q_A/R\Theta},$$

$$j_B \text{ proportional } n_B \sqrt{\Theta} \cdot e^{-Q_B/R\Theta},$$

wenn wir die Konstante A der genannten Gleichung nach Richardsons Auffassung des Vorganges proportional der Elektronenkonzentration setzen.

Eine Ungleichheit der beiden Ströme würde aber ein dauerndes Zirkulieren der Elektrizität in dem gleichmäßig temperierten Kreise bedeuten, was nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik unmöglich; wir müssen also annehmen, daß sich an der Berührungsstelle der Metalle von selbst eine Potentialdifferenz und damit im Spalte ein Feld herstellt, welches beide Ströme gleich macht. Wenn wir aber $1F = 9650$ CGS negativer Elektrizität einen Potentialfall Φ durchlaufen lassen, so ist dazu eine Arbeit $\Phi \cdot F$ nötig, welche sich zu der „Verdampfungswärme“ Q (vgl. § 352) addiert, so daß im Falle der Gleichheit beider Ströme gilt:

$$n_A \cdot e^{-(Q_A + \Phi_A F)/R\Theta} = n_B e^{-(Q_B + \Phi_B F)/R\Theta} \dots \dots \dots (1)$$

oder logarithmiert:

$$\Phi_A - \Phi_B = \frac{E_{AB}}{F} = \frac{R\Theta}{F} \lg \frac{n_A}{n_B} - \frac{Q_A - Q_B}{F} \dots \dots \dots (2)$$

E_{AB} ist also die zwischen den beiden Metallen A und B bei der absoluten Temperatur Θ auftretende Kontaktpotentialdifferenz.

¹⁾ Phys. Zeitschr. **11**, 800 (1910).

²⁾ Phil. Mag. (6) **23**, 263 (1912).

³⁾ Eine ähnliche Berechnung von Baedeker [Phys. Zeitschr. **11**; 809 (1912)] führt infolge Nichtberücksichtigung der „Verdampfungswärmen“ zu abweichenden Resultaten.

⁴⁾ Krüger leitet die Gleichung ab:

$$E_{AB} = \frac{R\Theta}{F} \cdot \lg(P_A/P_B) \dots \dots \dots (2')$$

wo P_A und P_B die hypothetischen Gleichgewichtsspannungen des Elektronendampfes über den beiden Metallen. Mittels der Gleichungen (1) und (2) des § 352, wo P statt p zu setzen ist, läßt sich (2') in (2) überführen.

Denken wir uns jetzt ein Coulomb positiver Elektrizität durch die Lötstelle von A nach B oder Elektronen von B nach A transportiert, so wird dabei die elektrische Energie E verbraucht und außerdem die Wärme $(Q_A - Q_B)/F$ produziert, gleichgültig, ob das durch das Vakuum oder durch die Lötstelle geschieht. Im ganzen wird also die Wärmemenge frei:

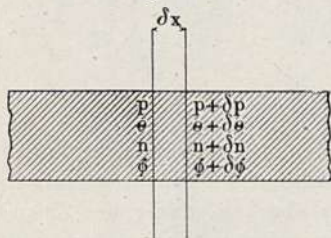
$$E + (Q_A - Q_B)/F = \Pi = \frac{R\Theta}{F} \lg \left(\frac{n_A}{n_B} \right) \dots \dots \dots (3)$$

Π ist die durch eine von A nach B fließende Stromeinheit erzeugte Peltierwärme.

Diese ist also im allgemeinen nicht identisch mit der Kontaktpotentialdifferenz!

Wir betrachten nunmehr das Innere (Fig. 1123) eines ungleich temperierten Stabes von 1 qcm Querschnitt. An zwei um δx voneinander entfernten Querschnitten mögen Druck p , Temperatur Θ , Elektronenzahl n , Potential Φ bzw.

Fig. 1123.



$p + \delta p$, $\Theta + \delta \Theta$, $n + \delta n$, $\Phi + \delta \Phi$ herrschen.

Auf die Elektronenmenge $n \cdot \delta x$ zwischen den beiden Schnitten wirkt die Druckdifferenz δp in Richtung nach links. Es wird also ein Strömen negativer Elektrizität nach links und damit eine negative Ladung der linken, eine positive der rechten Seite eintreten, bis das entstehende elektrische Potential-

gefälle X die Strömung gerade aufhält. Die elektrische Kraft auf die Elektronen $(-ne\delta x \cdot X)$ muß also gleich der Druckdifferenz δp sein oder $(-X\delta x) = \delta p/ne$.

Nun ist:

$$X = -\delta\Phi/\delta x \text{ oder } -X\delta x = \delta\Phi.$$

Ferner ist ne die Ladung der Volumeneinheit, also $1/ne$ das Volumen der Ladungseinheit und $F/ne = V$ das Volumen eines F freier Elektronen. Nach den Gasgesetzen ist aber [vgl. § 352, Gl. (2)]:

$$pV = pF/ne = R\Theta \dots \dots \dots (4)$$

also:

$$\delta\Phi = \frac{R\Theta}{F} \frac{\delta p}{p} \dots \dots \dots (5)$$

Statt p führen wir mittels Gl. (4) die Konzentration n ein. Es ist:

$$p = \frac{R\Theta}{F} ne \text{ oder } \delta p = \frac{Re}{F} (\Theta\delta n + n\delta\Theta) \text{ und } \frac{\delta p}{p} = \left(\frac{\delta n}{n} + \frac{\delta\Theta}{\Theta} \right)$$

also:

$$\delta\Phi = \frac{R\Theta}{F} \frac{\delta n}{n} + \frac{R}{F} \delta\Theta = \frac{R\Theta}{F} \delta(\lg n) + \frac{R}{F} \delta\Theta \dots \dots (6)$$

und:

$$\delta\Phi/\delta\Theta = \frac{R}{F} + \frac{R\Theta}{F} \frac{\delta \lg n}{\delta\Theta} \dots \dots \dots (7)$$

¹⁾ $-\delta\Phi/\delta\Theta$ ist gleich dem ϵ in § 361 (Annahme 2).

die Potentialdifferenz pro Grad in einem ungleich temperierten Leiter.

Betrachten wir nun ein vollständiges Thermoelement aus zwei Metallen A und B , mit der Temperaturdifferenz $\delta\Theta$ der Lötstellen, so setzt sich die Thermokraft zusammen aus der Differenz δE_{AB} der beiden Potentialsprünge für die Temperaturen $\Theta + \delta\Theta$ und Θ und der Differenz $\delta\Phi_B - \delta\Phi_A$ der inneren Potentialdifferenzen. Also nach Gl. (2) und (6), wenn wir wieder, wie in § 352, die Q_A und Q_B als unabhängig von Θ ansehen:

$$\delta E = \frac{R}{F} \delta(\Theta \cdot \lg n_A/n_B) - \frac{R\Theta}{F} \delta(\lg n_A/n_B).$$

Nun ist:

$$\delta(\Theta \cdot \lg n_A/n_B) = \delta\Theta \cdot \lg n_A/n_B + \Theta \cdot \delta(\lg n_A/n_B),$$

also:

$$\delta E = \frac{R}{F} \cdot \delta\Theta \cdot \lg(n_A/n_B)$$

oder die Thermokraft pro Grad:

$$\frac{\delta E}{\delta\Theta} = e = \frac{R}{F} \cdot (\lg n_A/n_B) \dots \dots \dots (8)$$

Aus (3) und (8) folgt:

$$e = \Pi/\Theta \dots \dots \dots (9)$$

die thermodynamische Beziehung (4) in § 365 ist also erfüllt.

Zur Berechnung der Thomsonwärme denken wir uns $1 F$ Elektronen durch einen ungleich temperierten Draht in Richtung steigender Temperatur geschickt (vgl. Fig. 1123). Die vom Druck p beim Eintritt geleistete Arbeit ist pV , die gegen den Druck beim Austritt zu leistende Arbeit ist $(pV) + \delta(pV)$, die Differenz beider ist die zu leistende Arbeit $\delta(pV)$. Ferner ist die Wärmeenergie der Elektronen zu vermehren. 1 ccm eines einatomigen Gases vom Drucke p hat die Wärmeenergie $3p/2 = 3/2 \cdot R\Theta/V$, $V \text{ ccm}$ also $3/2 \cdot R\Theta$. Zur Erwärmung um $\delta\Theta$ ist also nötig $3/2 \cdot R\delta\Theta$. Endlich leistet die elektrische Kraft die Arbeit $F\delta\Phi$. Die gesamte zur Deckung der geleisteten Arbeit verschwindende Wärme ist also:

$$\delta(pV) + 3/2 \cdot R\delta\Theta - F\delta\Phi.$$

Dieser Ausdruck entspricht der Elektronenmenge F , wenn sie in Richtung steigender, also der positiven Elektrizitätsmenge F , wenn sie in Richtung fallender Temperatur fließt, ist also gleich $-\sigma F\delta\Theta$, wo σ der Thomsonkoeffizient. Also:

$$\sigma = -\frac{1}{F} \frac{\delta(pV)}{\delta\Theta} - \frac{3}{2} \frac{R}{F} + \frac{\delta\Phi}{\delta\Theta}.$$

Nun ist nach (4) $\delta(pV) = R\delta\Theta$; wenn also noch für $\delta\Phi/\delta\Theta$ sein Wert aus (7) eingesetzt wird, so wird:

$$\sigma = -\frac{3}{2} \frac{R}{F} + \frac{R\Theta}{F} \frac{\delta(\lg n)}{\delta\Theta} \dots \dots \dots (10)$$

¹⁾ $3R/2F$ ist also die auf 1 CGS bezogene „spezifische Wärme der Elektronen bei konstantem Volumen“.

Für zwei verschiedene Metalle A und B erhält man hieraus in Verbindung mit Gl. (8):

$$\frac{\sigma_A - \sigma_B}{\Theta} = \frac{R}{F} \frac{\delta \lg(n_A/n_B)}{\delta \Theta} = \frac{\delta e}{\delta \Theta} [\text{vgl. Gl. (8)}] \quad \dots (11)$$

so daß auch Gl. (5) in § 365 erfüllt.

Die elektronentheoretische Erklärung der thermoelektrischen Phänomene ist also mit der Thermodynamik im Einklang, was ja auch nicht anders möglich, da wir die Elektronen einfach als ein geladenes Gas betrachtet haben.

Dagegen ist eine direkte Prüfung bisher nicht möglich, da die Größen n und Q nicht genau genug bekannt. Immerhin ist eine Größenordnungsprüfung möglich:

Da die gemessenen Werte von σ die thermodynamische Beziehung nicht erfüllen, also möglicherweise durch noch nicht ermittelte Nebenumstände beeinflußt sind, so betrachten wir zunächst die Gleichung für e , durch welche theoretisch und experimentell Π mitbestimmt ist. Es ist:

$$R = 8,3 \cdot 10^7 \text{ Erg/Grad} = 8,3 \text{ Watt/Grad,}$$

$$F = 96500 \text{ Coulomb,}$$

$$\text{also: } R/F = 8,3/96500 = 86 \cdot 10^{-6} \text{ Volt/Grad.}$$

Dies ist zwar die Größenordnung der wirklich vorkommenden Thermokräfte, doch sind die Zahlen meist kleiner; der logarithmische Faktor muß also meist ziemlich klein, oder die Elektronendichten der Metalle nur wenig voneinander verschieden sein.

Betrachten wir ferner mittels Gl. (11) die etwaige Abhängigkeit der n von der Temperatur: Der Temperaturkoeffizient von e , d. h. der Koeffizient β in Gl. (3), § 362 ist nach der Tabelle auf S. 1183 von der Ordnung einiger 100stel Mikrovolt/Grad.

Die Änderung des $\lg(n_A/n_B)$ pro Grad beträgt also einige 100stel dividiert durch 86, das sind einige 10000stel, das Verhältnis der Elektronenkonzentrationen ändert sich also pro Grad nur um einige 10000stel, oder die Temperaturabhängigkeit von n ist für alle Metalle fast dieselbe.

Das erste Glied in Gl. (10) lautet: $\frac{3}{2} \frac{R}{F}$, ist also von gleicher Größenordnung wie e .

Wie eine Vergleichung der für e und σ mitgeteilten Zahlen zeigt, sind beide meist von gleicher Größenordnung, also ist:

$$\frac{\Theta \delta \lg n}{\delta \Theta} = \frac{\delta \lg n}{\delta \lg \Theta}$$

eine kleine Zahl oder n proportional einer niedrigen Potenz von Θ . Für Blei ist $\sigma = 0^1$), also $\frac{\delta \lg n}{\delta \lg \Theta} = \frac{3}{2}$ oder n proportional $\Theta^{3/2}$.

Zum Schluß sei noch eine direkte Prüfung der Gl. (8) durch Baedeker²⁾ besprochen:

¹⁾ Nur bei etwa 50°. Für höhere Temperaturen ist nach Cermak (l. c.) deutlicher Effekt — etwa 1 Mikrowatt/Coul.-Grad — vorhanden.

²⁾ Diskussion und Literaturangaben bei E. Wagner, Ann. d. Phys. (4) **33**, 1484 (1910).

CuJ hat nach den Untersuchungen dieses Autors die Fähigkeit, in einer Jodatmosphäre oder Jodlösung, je nach der äußeren Jodkonzentration, wechselnde Mengen dieses Elementes zu absorbieren und dabei eine metallische Leitfähigkeit anzunehmen. Es ist zu vermuten, daß bei den geringen aufgenommenen Jodmengen die Weglänge der Elektronen konstant, also die Leitfähigkeit κ der Elektronenzahl n direkt proportional ist. Dann muß also die Thermokraft des Körpers gegen Cu gleich sein:

$$e = R/F \cdot \lg(n/n_{Cu})$$

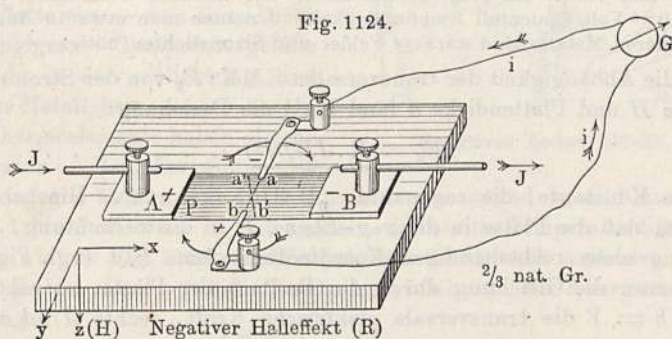
und die Differenz der Thermokräfte für zwei verschiedene Konzentrationen

$$e_1 - e_2 = R/F \cdot \lg(n_1/n_2) = R/F \cdot \lg(\kappa_1/\kappa_2).$$

Diese Gleichung wurde durch die Beobachtung vollauf bestätigt.

B. Die galvano- und thermomagnetischen Effekte.

§ 368. Die galvano- und thermomagnetischen Effekte. Unter den in der Überschrift genannten Effekten versteht man die Einwirkungen eines magnetischen Feldes auf die Potential- und Temperaturverteilung in einem Leiter, der von einem elektrischen Strom oder einem Wärmestrom durchflossen wird. Die Wirkungen sind zum Teil an sämtlichen Metallen, zum



Teil bis jetzt nur an einigen nachgewiesen. Für Demonstrationsversuche ist das Wismut am bequemsten, welches sämtliche Effekte in besonders hoher Stärke zeigt; für quantitative Vergleichung mit der Theorie ist es dagegen wegen seines in jeder Beziehung im Vergleich mit den übrigen Metallen abnormen Verhaltens wenig geeignet. Dasselbe gilt bezüglich der ferromagnetischen Metalle, bei welchen besondere Verhältnisse obwalten.

a) Die ältestbekannte der hierher gehörigen Erscheinungen ist der von Hall¹⁾ entdeckte und nach ihm benannte

„Halleffekt“,

der mit folgender einfachen Vorrichtung (Fig. 1124) leicht demonstriert werden kann:

¹⁾ Phil. Mag. (5) 9, 225 (1879).

Auf einem Holz- oder Hartgummibrettchen liegt eine etwa $\frac{1}{2}$ mm dicke Wismutplatte¹⁾ P von etwa 1×2 cm, welcher mittels zweier an den Enden angelöteter Kupferbleche A und B ein elektrischer Strom J zugeführt wird.

An zwei gegenüberliegenden Punkten a und b sind federnde Kupferbleche, von denen eines ein wenig verschiebbar ist, gegen die Platte gepreßt; diese sogenannten „Hallelektroden“ sind mit einem Galvanometer G verbunden; durch leichtes Verschieben der beweglichen Elektrode läßt sich erreichen, daß G stromlos wird.

Bringt man nun den Apparat in ein magnetisches Feld, welches die Platte senkrecht zu ihrer Ebene durchsetzt, so entsteht in dem Querkreise ein Strom i . Wenn der Erregungsstrom des Feldes die Richtung des gekrümmten Pfeiles hat, so hat i die durch einen Pfeil bezeichnete Richtung. Es besteht jetzt offenbar in der Platte eine Potentialdifferenz der Seitenränder, wie durch die Zeichen $+$ und $-$ bei b und a angedeutet ist; die Linien gleichen Potentials, die zunächst parallel ab verliefen, sind also gedreht worden und zwar etwa in die Richtung $a'b'$, d. h. entgegengesetzt dem Umlaufsinn des das Feld erregenden Stromes. Wir bezeichnen in diesem Falle den Halleffekt als negativ; der negative Effekt ist bei „normalen“ Metallen der häufigere; der positive kommt jedoch auch vor (siehe Tabelle S. 1204).

Zur Demonstration des Effektes an Wismut genügt es, die Anordnung auf die Endfläche des Eisenkernes einer größeren Spule zu legen (Primärspule eines großen Induktors) und für G ein Zeigergalvanometer mit kleinem Widerstand von etwa 10^{-4} bis 10^{-5} Volt/Skalenteil Empfindlichkeit. J nehme man etwa 10 Amp. stark. Für die anderen Metalle sind stärkere Felder und Stromdichten nötig.

Für die Abhängigkeit der transversalen EMK: E_y von der Stromstärke J , Feldstärke H und Plattendicke d fand Hall die Beziehung:

$$E_y = R \cdot JH/d^2 \quad \dots \dots \dots (1)$$

wo R eine Konstante, die sogenannte „Hallkonstante“. Hierbei ist angenommen, daß die Platte in die x - y -Ebene, H in die z -Richtung, J in die x -Richtung eines rechtshändigen Koordinatensystems fällt (vgl. Fig. 1124). Dividiert man die Gleichung durch die Breite b der Platte, so erhält man links $E_y/b = Y$ die transversale elektrische Kraft, rechts $J/bd = j$ die Stromdichte, und es wird:

$$Y = RjH \quad \dots \dots \dots (2)$$

Setzen wir endlich in Gl. (2) rechts $j = X\kappa_e$, wobei κ_e die elektrische Leitfähigkeit und X die elektrische Kraft in der Hauptstromrichtung, so wird:

$$\underline{Y/X = R\kappa_e \cdot H = tg \varphi} \quad \dots \dots \dots (3)$$

wo φ der Drehungswinkel der Äquipotentiallinien.

Da die Erwärmung der Platte wegen der von d unabhängigen äußeren Abkühlungsfläche nur von J abhängt, so ist der zulässige Strom J von d unab-

¹⁾ Noch etwa dreimal stärker wirkt nach E. Becquérel eine Legierung von 90 Proz. Bi + 10 Proz. Sb. Näheres bei Smith, Phys. Rev. **32**, 178 (1911); E. v. Aobel, Compt. rend. **135**, 786 (1902).

²⁾ Die Proportionalität mit H gilt bei Bi und den ferromagnetischen Metallen nur in erster Annäherung.

hängig, also die erreichbare Stromdichte und damit nach Gl. (2) auch der Effekt um so größer, je dünner die Platte. Man benutzt deshalb die Metalle möglichst in Form dünster Folien oder auf Glas niedergeschlagener Schichten zwischen den Flachpolen eines kräftigen Elektromagneten. Ferner gestattet natürlich doppeltes b auch doppeltes J , also konstantes j , also doppeltes $E_y = Y \cdot b$.

Für Bi ist etwa¹⁾ $R = 7$, $\alpha_e = 0,8 \cdot 10^{-5}$, also $R\alpha_e = 6 \cdot 10^{-5}$. In einem Felde von 1000 Gauss erhält man also $Y/X = 0,06$. Eine $\frac{1}{2}$ mm dicke und 2 cm breite Platte hat pro Zentimeter Länge einen Widerstand von etwa $1/1000$ Ohm, also bei $J = 10$ Amp. $X = 1/100$ Volt/cm und $Yb = 1,2$ Millivolt. Zahlenwerte für R siehe S. 1204. Eine gänzlich abweichende Versuchsanordnung — radial gerichtete Ströme — findet sich bei Corbino²⁾.

b) Dem Hall'schen Effekt ganz analog ist die von Leduc³⁾ und von Righi⁴⁾ etwa gleichzeitig entdeckte Wirkung des Magnetfeldes auf einen Wärmestrom. Wie beim Hall-Effekt eine quere Potentialdifferenz, so tritt hier eine quere Temperaturdifferenz auf, also eine Drehung der Isothermen. Wir bezeichnen die Wirkung im folgenden als

Leduc-Effekt.

Man denke sich in Fig. 1124 die Platten A und B durch angelegte Röhren ersetzt, die durch einen Dampfstrom bzw. durch kaltes Wasser auf verschiedener Temperatur gehalten werden; dann entsteht in der Platte ein — von ihrer Dicke unabhängiges — Temperaturgefälle — $\delta\Theta/\delta x$ in der x -Richtung, und zwei das Metall bei a und b berührende Thermolemente haben gleiche Temperatur. Bei Erregung des Feldes dagegen ändert sich die Temperatur von a und b , und nach einiger Zeit — 1 bis 2 Minuten — hat sich eine konstante Temperaturdifferenz hergestellt, wie sie Fig. 1125 für Wismut dem Sinne nach andeutet. Die Isothermen haben eine negative Drehung erfahren, die Konstante S in der Gleichung:

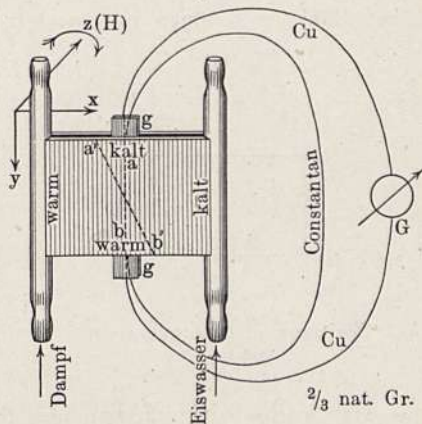
$$\frac{\delta\Theta/\delta y}{\delta\Theta/\delta x} = \text{tg } \varphi = S \cdot H \dots \dots \dots (4)$$

ist also für Wismut negativ. Wir bezeichnen S als die „Leduc'sche Konstante“.

Zur Messung der Temperaturdifferenz dienen Thermolemente, die jedoch wegen des gleichzeitig auftretenden Nernst-Effektes (siehe weiter unten) von der Platte elektrisch isoliert sein müssen. Fig. 1125 zeigt eine Anordnung ähnlich einer von v. Etingshausen⁵⁾ benutzten:

Zwei gleiche Wismutplatten von etwa $3,5 \times 2,5$ cm Fläche und 0,5 mm Dicke sind mit ihren Flächen parallel nebeneinander an zwei Kupferröhren

Fig. 1125.



Negativer Leduc-Effekt (S)

¹⁾ Alles in CGS gemessen. — ²⁾ Phys. Zeitschr. 12, 561 (1911). — ³⁾ Compt. rend. 104, 1785 (1887). — ⁴⁾ Ebenda 105, 168 (1887). — ⁵⁾ Wied. Ann. 31, 737 (1887).
Müller-Pouillet-Pfaundler. IV.

A und *B* gelötet, die von Dampf bzw. von kaltem Wasser durchströmt werden; zwischen den Platten und von ihnen durch Glimmerblättchen *gg* isoliert befinden sich am oberen und unteren Rande die Lötstellen eines aus Konstantan und Kupfer bestehenden und mit dem Galvanometer *G* verbundenen Thermoelementes.

Wenn ein Differentialgalvanometer zur Verfügung steht, kann man auch eine Anordnung nach Zahn¹⁾ mit zwei angelöteten Thermoelementen benutzen, die, jedes mit einer Spule des Galvanometers verbunden, im entgegengesetzten Sinne wirken. Für Bi ist etwa $S = 10^{-6}$. Für die oben angegebenen Plattendimensionen ist $\delta\Theta/\delta x \approx 100/3,5 \approx 30^\circ\text{Grad/cm}$, also die Temperaturdifferenz der Ränder bei *a* und *b*:

$$\delta\Theta = 2,5 \cdot 30 \cdot 10^{-6} \cdot H,$$

oder für $H = 10\,000$ Gauss etwa $\delta\Theta = 0,75^\circ$. Der Effekt ist also in starken Feldern leicht nachzuweisen.

Zu den genannten rein galvanomagnetischen bzw. rein thermomagnetischen Effekten kommen nun noch zwei weitere Quereffekte hinzu, welche

Fig. 1126.

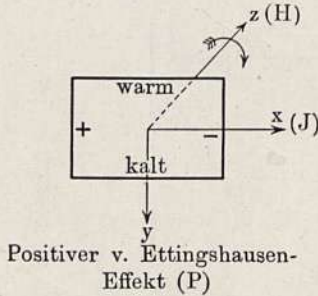
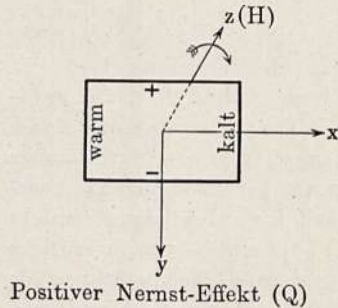


Fig. 1127.



eine Art Wechselwirkung zwischen thermischen und elektrischen Kräften darstellen. Es sind dies:

c) Der „v. Ettingshausensche Effekt“²⁾, bestehend in einem queren Temperaturgefälle einer vom elektrischen Strom durchflossenen Platte. Es ist (Fig. 1126):

$$(-\delta\Theta/\delta y) = PjH = P\kappa_e \cdot X \cdot H$$

oder:

$$\frac{-\delta\Theta/\delta y}{X} = P\kappa_e \cdot H \dots \dots \dots (5)$$

Betrachten wir also Temperaturgefälle $-\delta\Theta/\delta y$ und Potentialgefälle *X* als analoge Größen, so ist der Effekt positiv, wenn einem positiven *X* und positivem *H* ein positives Temperaturgefälle, also ein negatives $\delta\Theta/\delta y$ entspricht, wie in der Figur angedeutet.

d) Der Nernstsche Effekt³⁾, bestehend in einem queren Potentialgefälle *Y*, bei einem Temperaturgefälle $-\delta\Theta/\delta x$ in der Längsrichtung (*X*-Richtung). Es ist (Fig. 1127):

$$\frac{Y}{\delta\Theta/\delta x} = Q \cdot H \dots \dots \dots (6)$$

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) **14**, 886 (1904); ebenda **16**, 148 (1905). — ²⁾ v. Ettingshausen und Nernst, Wied. Ann. **29**, 343 (1886). — ³⁾ Wied. Ann. **31**, 776 (1887).

Die Vorzeichenwahl für Q in obiger Festsetzung weicht von der in der Literatur meist gebräuchlichen ab; Verfasser hält sie für zweckmäßiger wegen der durchgeführten Analogie von Temperaturgefälle und Potentialgefälle.

Zusammenfassend können wir jetzt nämlich für alle vier Effekte sagen:

A. Bilden Hauptgefälle, Quergefälle und Magnetfeld die positive x -, y - und z -Richtung eines rechtshändigen Koordinatensystems, so ist der Effekt positiv.

Eine vom Koordinatensystem unabhängige Festsetzung für alle vier Effekte lautet:

B. Der Effekt ist positiv, wenn eine Drehung um 90° im Sinne des Feldstromes die Richtung des Hauptgefälles in diejenige des Quergefälles überführt.

Zur Beobachtung des v. Ettingshausen-Effektes kann die Anordnung Fig. 1125 dienen, wenn man die Röhren A und B als Zuleitungen des Hauptstromes benutzt; für Wismut ist etwa $P = 35 \cdot 10^{-6}$, $\kappa_e = 0,8 \cdot 10^{-5}$, für $X = \frac{1}{100}$ Volt/cm = 10^6 CGS und $H = 10000$ wird also:

$$\delta\Theta/\delta y = -35 \cdot 10^{-6} \cdot 0,8 \cdot 10^{-5} \cdot 10^6 \cdot 10^4 = 2,8 \text{ Grad/cm.}$$

Bei Beobachtung des Nernst-Effektes muß die Wismutplatte zur Vermeidung störender Thermoströme infolge Leduc-Effektes seitliche Elektroden aus dünnem Wismutdraht tragen, welche genügend weit aus dem Felde herausragen und dort an Cu-Drähte angelötet sind; die Lötstellen sind dicht beieinander in Watte zu packen. Es ist für Wismut etwa $Q = +0,18$, also für $H = 10000$ und $-\delta\Theta/\delta x = 30^\circ/\text{cm}$: $Y = 0,18 \cdot 10000 \cdot 30 = 54000$ CGS = 540 Mikrovolt/cm.

§ 369. Zahlenwerte für die Quereffekte ¹⁾. Die folgende Tabelle enthält die Werte der vier Koeffizienten $RSPQ$, sowie die elektrische Leitfähigkeit κ_e in absolutem Maße, also auf die Spannungseinheit von 10^{-8} Volt und Stromeinheit von 10 Amp. bezogen; die von Zahn beobachteten Zahlen beziehen sich stets alle auf ein und dasselbe Stück Metall. Wo dies nicht der Fall, z. B. bei einigen Werten von κ_e , ist die Zahl eingeklammert oder ihre anderweitige Herkunft vermerkt. Die Verschiedenheit der Ergebnisse verschiedener Beobachter liegt zum Teil an der Vernachlässigung gewisser Korrekturen (Näheres bei Zahn), teils an dem Einfluß kleiner Beimengungen auf den Effekt. Bei P und S ist auch die Versuchsgenauigkeit keine sehr große. Bei Bi, Fe, Ni sind die Effekte nicht streng dem Felde proportional, weshalb H angegeben ist. Alle Angaben beziehen sich auf etwa Zimmertemperatur. Über die Bedeutung der Spalten (6) bis (11) s. § 371.

Abhängigkeit des Hall-Effektes von der Temperatur und vom Felde. Für die normalen Metalle ist der Hall-Effekt von der Temperatur bis herunter zu derjenigen der flüssigen Luft fast unabhängig [Frey²⁾, Smith³⁾, Beckman⁴⁾], bei noch tieferen Temperaturen findet eine stärkere Zunahme statt. Bei ferromagnetischen Metallen (Wi und Fe) ver-

¹⁾ Literatur: v. Ettingshausen u. Nernst (l. c.); Nernst, Wied. Ann. **31**, 760 (1887); Zahn, Ann. d. Phys. (4) **14**, 886 (1904), **16**, 148 (1905); Kamerlingh Onnes u. Beckman, Comm. Leiden. 129a, 129c, 130b (1912); Versl. Ak. Amsterdam **21**, 1044 (1912); Hall (l. c.); Hall und Campbell, Proc. Amer. Ac. **46**, 625 (1911); v. Aubel, Compt. rend. **153**, 331 (1911); Barlow, Ann. d. Phys. (4) **12**, 897 (1903); Lloyd, Sill. Journ. **12**, 57 (1901); Königsberger und Gottstein, Phys. Zeitschr. **14**, 232 (1913). — ²⁾ Dissert. Leipzig 1908. — ³⁾ Phys. Rev. **30**, 1 (1910). — ⁴⁾ Beckman, Comm. Leiden 130b (1912).

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	Beobachter. Bemerkungen.
Metall	$R \cdot 10^4$ (Hall)	$S \cdot 10^6$ (Leduc)	$P \cdot 10^6$ v. Ettingshausen	$Q \cdot 10^2$ Nernst	$\% \cdot 10^4$	$p = -M \cdot \Delta R / R$ (Elektronenzahl pro Atom)	$-R \cdot z \cdot 10^8 = \text{freie Weglänge} \cdot 10^8$	$\sqrt{M/N} \cdot d \cdot 10^6 = \text{Atomabstand} \cdot 10^8$	$R \cdot z \cdot e / S$	$P \cdot z \cdot e \cdot 10^8 / Q$	
Al	-0,088	-	-	-	(3,16)	2,7	12	3,9	-	-	v. Ettingshausen u. Nernst
Ag	-0,080	-0,40	-	-0,046	(6,14)	1,8	50	3,9	1,4	-	Zahn (käufliches Metall)
Au	-0,066	-	-	-	(4,13)	1,4	30	3,8	-	-	Kamerlingh Onnes u. Beckman (reines Metall)
Bi	-0,073	-5	-	-	-	0,0008	-	5,5	1,1	0,16	Hall
Bi	-0,700	-1,1	+3,5	+17,8	0,079	-	-	-	-	-	Kamerlingh Onnes u. Beckman (reines Metall)
Cd	-0,633	-	-	-	1,32	-	-	-	-	-	Zahn (extrapoliert auf $H = 0$) (reines Metall)
Cd	+0,055	-	-	-	0,002 ¹⁾	0,004	3,2	7,2	-	(1)	1) Zahn (Mikrophonplatte), 2) Nernst
Cd	-16 ¹⁾	-	+5 ¹⁾	+0,01 ²⁾	0,022	-	154	-	-	-	Königsberger u. Gottstein (Graphit)
Co	-70	-	(+0,009)?	+0,2	(-1,6)	-	-	-	2,0	(0,07)	Zahn (reines Metall)
Co	+0,16	+0,13	-	-	-	-	-	-	-	-	Zahn (käufliches Metall)
Cu	-0,043	-0,23	-	-	5,72 ²⁾	1,4	26,5	3,2	-	-	1) Zahn, 2) Nernst, 3) anderweitig bestimmt (rein. Metall)
Cu	-0,054 ¹⁾	-0,14 ¹⁾	-	-0,009 ²⁾	-	-	-	-	-	-	Kamerlingh Onnes u. Beckman (elektrolyt. Metall)
Cu	-0,049	-	-	-	5,44	-	-	-	-	-	Zahn ($H = 6300$; elektrolytisches Eisen)
Fe	+1,1	+0,39	-0,057	-0,10	0,66	-	-	-	1,9	0,4	1) v. Ettingshausen u. Nernst, 2) Nernst
Fe	+1,34	+0,69	-0,067	-0,17	(0,5)	-	-	-	1,0	0,2	Zahn (Platte 0,040 cm dick) (reines Metall)
Stahl	+1,75 ¹⁾	-	-	-0,07 ²⁾	-	-	-	-	0,9	-	Zahn (" 0,009 " ") (reines Metall)
Ir	+0,040	+0,055	-	-0,0005	1,25	-	-	-	1,1	-	v. Ettingshausen u. Nernst
Mg	+0,036	+0,041	-	-	1,25	-	-	-	-	-	Zahn (" 0,009 " ") (reines Metall)
Mg	-0,094	-	-	-	(2,15)	1,5	20,2	4,5	-	-	v. Ettingshausen u. Nernst
Na	-0,25	-	-	-	(1,84)	1,0	46	5,9	-	-	Zahn ($H = 10600$) (elektrolyt. Metall, 0,0014 cm dick)
Ni	-0,47	-0,20	+0,028	+0,13	1,1	0,14	52,1	3,1	2,6	0,24	" ($H = 6300$) (käufl. reines Blech, 0,013 " ")
Ni	-1,27	-0,55	+0,18	+0,35	1,35	-	-	-	3,1	0,7	v. Ettingshausen u. Nernst
Pb	+0,009	-	-	-	(0,48)	-	-	-	-	-	Zahn (Platte 0,042 cm dick) (reines Metall)
Pd	-0,069	-0,033	-	+0,013	-	-	-	-	0,7	-	Kamerlingh Onnes u. Beckman (käufl. rein. Metall)
Pd	-0,111	-0,018	-	+0,005	0,33	1,3	2,3	3,6	2,0	-	Zahn (reines Metall)
Pt	-0,013	-0,021	-	-	0,92	-	-	-	-	-	Kamerlingh Onnes u. Beckman (käufl. rein. Metall)
Pt	+0,013	+2,0	+1,94	+1,76	0,23	7	1,2	3,6	0,55	0,21	Zahn (reines Metall)
Sb	+22	-	+2	+1,4	-	-	-	-	2,5	-	Barlow
Sb	+19 bis 22	-	-	-	-	-	-	-	-	-	v. Ettingshausen u. Nernst
Sn	-0,004	+4 ²⁾	-	-	(0,88)	-	-	-	-	-	1) Kamerlingh Onnes u. Beckman, 2) Lloyd,
Te	+4000 ¹⁾	-	-	+36 ²⁾	(0,0002 ²⁾)	40	0,35	4,8	0,2	-	Zahn (käufliches Metall) [2) Matthiessen
Zn	+0,10	+0,13	-	-0,024	(1,6)	-	-	-	1,2	-	

läuft R wie die magnetische Permeabilität, also zunächst Anstieg mit Θ , dann plötzlicher Abfall in der Nähe der Umwandlungstemperatur.

Bei den metallisch leitenden Oxyden, Sulfiden und beim Graphit, deren Widerstand sich mit der Temperatur rasch ändert, ändert sich auch R etwa dem Widerstand proportional (Königsberger u. Gottstein, l. c.). Näheres hierüber, sowie über das von Steinberg untersuchte Kupferjodür siehe § 371.

Die Abhängigkeit vom Felde ist bei Fe und Ni nach Kundt¹⁾ derart, daß R nicht H , sondern der Magnetisierungsintensität (vgl. § 45) proportional ist.

Wegen des sehr komplizierten Verhaltens des Wismut bei verschiedenen Feldern und Temperaturen, sowie wegen der Abhängigkeit von der Orientierung der — irregulären — Wismutkristalle im Felde muß auf die Original-literatur²⁾ verwiesen werden.

§ 370. Die Längseffekte³⁾. Auch in der Richtung des Hauptstromes (elektrischer oder Wärmestrom) tritt im Magnetfelde eine Änderung des Potential- bzw. Temperaturgefälles ein. Wir können folgende Möglichkeiten unterscheiden:

a) Elektrischer Hauptstrom; Änderung des Potentialgefälles, d. h. Widerstandsänderung im Magnetfeld⁴⁾.

b) Wärmestrom; Änderung des Temperaturgefälles, d. h. Änderung des Wärmeleitvermögens.

c) Thermokraft und d) Peltier-Wirkung zwischen magnetisiertem und nicht magnetisiertem Metall.

Von diesen vier Wirkungen, die aus Symmetriegründen von dem Sinn des Feldes unabhängig sein, also Funktionen von H^2 sein müssen, sind b , c und d nur aus Wismut beobachtet worden; dagegen ist die Widerstandsänderung im Felde bei allen metallischen Leitern nachweisbar; am stärksten ist sie bei Wismut (vgl. § 208, Fig. 634) und bei gewissen Graphitsorten (Graphit aus Ceylon), für welche Roberts⁵⁾ Änderungen bis auf das 20fache des Anfangswertes und bei -179° sogar bis auf das 160fache für $H=48000$ nachgewiesen hat. Setzt man für die Widerstandsänderung ΔW :

$$\Delta W = WAH^2 \dots \dots \dots (1)$$

so beträgt die Konstante A ⁶⁾:

¹⁾ Wied. Ann. **49**, 257 (1893).

²⁾ van Everdingen, Comm. Leiden Nr. 61 (1900); Lownds, Ann. d. Phys. (4) **9**, 681 (1902); Kamerlingh Onnes und Beckman, Comm. Leiden Nr. 129a, 129c, 130b (1912); Beckman, ebenda, 130a (1912); Alterthum, Ann. d. Phys. (4) **39**, 933 (1912).

³⁾ Siehe unter anderen: Nernst (l. c.); v. Etingshausen, Wied. Ann. **33**, 129 (1888); van Everdingen, Comm. Leiden Nr. 48 (1899); Versl. Ak. Amsterdam, S. 484 u. 535 (1899).

⁴⁾ Vgl. § 208.

⁵⁾ Versl. Ak. Amsterdam **21**, 221 (1912); Phil. Mag. (6) **26**, 158 (1913).

⁶⁾ Nach Messungen von Patterson, Phil. Mag. **3**, 643 (1902); Gummach und Weidert, Ann. d. Phys. (4) **22**, 141 (1907). Außerdem: Dagostino, Rend. Acc. Linc. (A) **8**, 531 (1908); Heaps, Phil. Mag. (6) **22**, 900 (1911); Bamberger, Dissert. Rostock 1901; Owen, Phil. Mag. (6) **21**, 122 (1911); Williams, ebenda (6) **6**, 693 (1903), (6) **9**, 77 (1905); Laws, ebenda (6) **19**, 685 (1910).

	A		A
Cd	$2,82 \cdot 10^{-12}$	Cu	$0,26 \cdot 10^{-12}$
Zn	$0,87 \cdot 10^{-12}$	Sn	$0,23 \cdot 10^{-12}$
Au	$0,37 \cdot 10^{-12}$	Pd	$0,11 \cdot 10^{-12}$
Ag	$0,26 \cdot 10^{-12}$	Pt	$0,06 \cdot 10^{-12}$

Der Nachweis dieser winzigen Änderungen gelingt nur mit äußerst subtilen Anordnungen. Bei Fe und Ni ergibt sich eine Art „Sättigung“ der Wirkung und Abhängigkeit der Wirkung von der Feldrichtung, d. h. ob H parallel oder quer zum Strome.

Bei sehr niedriger Temperatur ist nach Laws die Wirkung bedeutend größer, z. B. ist für Cd bei -186° : $A = 51 \cdot 10^{12}$.

Für Bi erhielten du Bois und Wills¹⁾ folgende Werte für das Verhältnis w'/w der Widerstände bei $H = 37500$ und $H = 0$:

Temperatur	0°	-79°	-115°	-180°
w'/w	4	6	10	230

Wechselstrom-Gleichstrom-Effekt. Diese nur an Bi, Sb und Te beobachtete Erscheinung steht mit den obengenannten in losem Zusammenhang. Lenard²⁾ fand zuerst, daß Bi für hochfrequenten Wechselstrom kleineren Widerstand hat als für Gleichstrom. Dieser Unterschied wird in einem Magnetfeld je nach dessen Richtung vermehrt oder vermindert³⁾.

§ 371. Elektronentheorie der galvano- und thermomagnetischen Effekte. Einleitung. Erklärungsversuche der in §§ 368 bis 370 beschriebenen Effekte auf elektronentheoretischer Basis sind unter anderen von Reiff⁴⁾, Riecke⁵⁾, Drude⁶⁾, Lorentz⁷⁾ und Gans⁸⁾ gemacht worden. Die Resultate stimmen nicht durchweg überein, was teils an der Verschiedenheit der gemachten Voraussetzungen, teils auch in dem mehr oder minder großen Genauigkeitsgrad der Rechnung liegt. Am einfachsten durchführbar ist die Theorie in der von Lorentz gegebenen und auch von Gans akzeptierten Form, daß nur die negativen Elektronen als beweglich angesehen werden; wir werden uns im folgenden dieser Anschauung anschließen und uns die Rechnung etwas vereinfachen, indem wir von der verschiedenen Geschwindigkeit der einzelnen Elektronen absehen und eine mittlere Geschwindigkeit einführen. Ferner wollen wir mehrfach auch an Stelle der gleichmäßig nach allen Richtungen erfolgenden Bewegungen eine Verteilung bloß nach den drei Koordinatenrichtungen annehmen. Durch diese Vereinfachungen werden nur die Zahlenfaktoren im Resultat ein wenig verändert; die genauen Faktoren werden im folgenden besonders mitgeteilt werden.

In dieser Form liefert die Theorie allerdings für den Hall-Effekt stets das negative Vorzeichen, was zwar meist, aber doch nicht immer zutrifft.

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **1**, 169 (1899). — ²⁾ Wied. Ann. **39**, 619 (1890). —

³⁾ Neuere Literatur: Pallme-König, Ann. d. Phys. (4) **25**, 921 (1908); Seidler, ebenda (4) **32**, 337 (1910); Geipel, ebenda (4) **38**, 149 (1912) (bei letzterem Literaturübersicht). — ⁴⁾ Wied. Ann. **56**, 42 (1895); Theorie molekularelektrischer Vorgänge. Freiburg und Leipzig 1896. — ⁵⁾ Ebenda **66**, 353 u. 545 (1898). — ⁶⁾ Ann. d. Phys. (4) **1**, 566; **3**, 369 (1900). — ⁷⁾ Versl. Akad. Amst. **13**, 493 (1905). — ⁸⁾ Ann. d. Phys. (4) **20**, 293 (1906).

Ferner ergibt sich P stets positiv, während es bei (Fe) negativ ist. Ähnliches gilt für S und Q . Wenn wir trotz dieser entschiedenen Unstimmigkeiten dennoch die Grundlage der Theorie für richtig halten, so liegt dies daran, daß doch eine Anzahl überraschend guter Übereinstimmungen zwischen Theorie und Experiment vorliegen. Die Abweichungen können sehr wohl daher rühren, daß wir über den Einfluß des Magnetfeldes auf die Lage der Molekeln und damit auch auf die Richtungsverteilung der gerade frei werdenden Elektronen nichts Bestimmtes wissen. Ein solcher richtender Einfluß des Feldes ist vor allem bei den stark para- oder diamagnetischen Substanzen zu erwarten, und gerade bei diesen zeigen sich auch starke Abweichungen von der einfachen Theorie. Außerdem rechnet die Theorie nur mit Mittelwerten des elektrischen und magnetischen Feldes, während beide innerhalb des Molekulargefüges stark wechselnde Werte haben können. (Näheres hierüber u. a. bei Königsberger und Gottstein, l. c., ebendort Literatur.)

a) Theorie des Hall-Effektes. Der nach $+x$ fließende Strom besteht in einem Fließen der Elektronen¹⁾ nach $-x$. Sei N die Elektronenzahl im Kubikzentimeter, e die Ladung, v die Geschwindigkeit pro Kraftereinheit, so ist:

$$w = -veX \dots \dots \dots (1)$$

die Geschwindigkeit in Richtung des elektrischen Feldes X , und:

$$k = ve \dots \dots \dots (2)$$

die „elektrische Beweglichkeit“ des Elektrons. Die Stromdichte wird:

$$j = -N_1 e w = N_1 e^2 v X = \kappa_e \cdot X \dots \dots \dots (3)$$

oder:

$$w = -\kappa_e X / N_1 e \dots \dots \dots (4)$$

wobei N_1 die freie Elektronenzahl im Kubikzentimeter.

Das Magnetfeld übt eine ablenkende Kraft nach y aus, vom Betrage weH [vgl. § 320, Gl. (15)]. Es werden sich also, da w negativ ist, so lange Elektronen an dem nach $-y$ gelegenen Plattenrand ansammeln, bis das entstehende elektrische Quergefälle Y die magnetische Wirkung gerade aufhebt. Die elektrische Einwirkung auf das Elektron ist aber $-eY$; also ist im Gleichgewicht: $-eY + weH = 0$, oder:

$$Y = wH \dots \dots \dots (5)$$

oder wegen (4):

$$\frac{Y}{X} = -\frac{\kappa_e}{N_1 e} H = R \kappa_e H \text{ [vgl. § 368, Gl. (3)]} \dots \dots (6)^2$$

also:

$$\underline{\underline{R = -1/N_1 e}} \dots \dots \dots (7)$$

(die genauere Ganssche Theorie gibt statt 1 den Faktor $3\pi/8$).

Es muß also R negatives Zeichen haben, was, wie die Tabelle zeigt, zwar sehr häufig, aber nicht immer zutrifft.

¹⁾ Wir betrachten hier nicht die wirkliche Bewegung, welche nach allen Seiten erfolgt, sondern nur den vom Felde erzeugten Geschwindigkeitsüberschuß nach $-x$. Nur dieser kommt für den beobachtbaren Hall-Effekt in Frage.

²⁾ Für die Hall-Konstante ist das Zeichen R gewählt, um sie in den folgenden Formeln von der „Gaskonstante“ R zu unterscheiden.

Es sei N die Atomzahl im Mol, d die Dichte und M das Atomgewicht des Metalles, so enthält jedes Kubikzentimeter Nd/M Atome; wenn auf jedes Atom p freie Elektronen kommen, so wird schließlich:

$$N_1 = pNd/M,$$

oder wenn wir für N seinen theoretischen Wert aus § 351 einsetzen, nämlich $N = F/e$, so wird $N_1 e = pFd/M$, und

$$R = -\frac{1}{pF} \frac{M}{d} \quad \text{oder} \quad p = \frac{M}{dRF} \dots \dots \dots (8)$$

Die so errechneten Werte von p sind in der Tabelle auf S. 1204 für die Metalle mit negativem R in der siebenten Spalte eingetragen; p ergibt sich für die meisten Metalle nicht sehr von 1 verschieden; für das in vieler Beziehung anomale Bi und für C ergibt sich ein sehr kleines p , also „schwache Dissoziation“. Der große Wert für Sn beruht möglicherweise auf einem Beobachtungsfehler.

Für die „Beweglichkeit“ k wurde früher [§ 360, Gl. (2)] gefunden:

$$k = el/2mu \dots \dots \dots (9)$$

(l = freie Weglänge, m = Masse, u = Geschwindigkeit der Wärmebewegung).

Aus Gl. (1) bis (3) und (7) folgt:

$$k = \kappa_e/N_1 e = -\frac{R\kappa_e}{e} \dots \dots \dots (10)$$

also:
$$l = -\frac{R\kappa_e \cdot 2mu}{e} \dots \dots \dots (11)$$

oder da:
$$u = \sqrt{3eR\Theta/Fm} \quad (\text{vgl. § 347})$$

$$l = -2R\kappa_e \sqrt{3R\Theta m/Fe} \quad (\approx 1,1 R \cdot \kappa_e, \text{ für } \Theta = 290) \dots \dots (12)$$

Die so berechneten Werte der freien Weglänge der Elektronen sind in Spalte 8 der Tabelle und zum Vergleich die mittleren Atomabstände (unter Annahme kubischer Anordnung berechnet) in Spalte 9 eingetragen. Das Verhältnis beider ist die am Schluß von § 360 mit q bezeichnete Größe, das hier in Übereinstimmung mit der Theorie meist > 1 herauskommt (Ausnahmen: $CPdPt$ und Sn). Bildet man endlich $p \cdot q$, so erhält man meist Werte in der Nähe von etwa 10, also nicht weit von der in § 360 auf anderem Wege errechneten oberen Grenze. (Größter Wert von pq für Ag gleich 39, kleinster Wert bei C gleich 0,002.)

Für jodiertes CuJ hat Steinberg¹⁾ die Änderung von R und κ_e mit dem J-Gehalt untersucht. Es ergab sich $R \cdot \kappa_e = \text{constans}$, was nach Gl. (6) bedeutet, daß κ_e und N einander proportional sind, daß also durch die Jodierung nur die Zahl, nicht aber die Weglänge der Elektronen geändert wird. Allerdings hat gerade hier R das falsche Vorzeichen.

In ähnlicher Weise erklärt sich die gleiche Temperaturabhängigkeit von R und $1/\kappa_e$ bei Oxyden und Sulfiden, da bei diesen ja die Änderung von N diejenige von l weit überwiegt (vgl. § 126).

Endlich ergibt die Theorie, vgl. Gl. (7) dieses Paragraphen und Gl. (8) des § 367, einen Zusammenhang zwischen dem Verhältnis der Hall-Effekte zweier Metalle und ihrer gegenseitigen Thermokraft. Zahlenmäßige Vergleiche an denselben Metallstücken scheinen zu fehlen.

¹⁾ Dissert. Jena 1911; siehe auch Baedeker, Ann. d. Phys. (4) 29, 566 (1909); Phys. Zeitschr. 13, 1180 (1912); vgl. auch § 367.

b) Theorie des v. Eттingshausen-Effektes. Zur Erklärung müssen wir die wahre Bewegung der Elektronen etwas näher betrachten. Die Elektronen wandern in der X -Richtung in Wirklichkeit nicht alle in gleichem Sinne, sondern sie bewegen sich nach allen Seiten, aber die nach $-x$ wandernden haben infolge des Feldes X im Durchschnitt etwas größere Geschwindigkeit als die nach $+x$ wandernden. Erstere werden im Felde nach $-y$, letztere nach $+y$ abgelenkt. Das Querfeld Y (Hall-Effekt) bewirkt, daß die Stärke der beiden entgegengesetzten elektrischen Ströme nach y gleich wird. Dagegen ist der Energietransport in der Richtung $-y$ größer, weil ja schnellere Elektronen dorthin, langsamere forttransportiert werden. Es muß sich also die negative erwärmen, die positive abkühlen, bis der entstehende Temperaturabfall nach $+y$ hin durch Wärmeleitung die Wirkung des Magnetfeldes kompensiert. Der Effekt hat also stets positives¹⁾ Zeichen, was der Erfahrung — soweit Messungen vorliegen, mit Ausnahme von Fe — entspricht.

Zur Vereinfachung der Rechnung können wir annehmen, daß die Molekulargeschwindigkeit u der Elektronen nicht gleichmäßig nach allen Seiten verteilt sei, sondern daß $1/3$ der Gesamtzahl N_1 sich nach jeder Koordinatenrichtung oder

$$N_1/6 \text{ mit der Geschwindigkeit } \overset{+}{w}_x = u - \delta u \text{ nach } +x$$

$$N_1/6 \text{ " " " } \bar{w}_x = u + \delta u \text{ " } -x$$

bewegen. δu ist die vom elektrischen Felde X erzeugte mittlere Wanderungsgeschwindigkeit, also nach Gl. (1) und (2):

$$\delta u = veX = \kappa_e/Ne \dots \dots \dots (13)$$

Durch den Hall-Effekt wird bewirkt, daß die vom Felde bewirkten Geschwindigkeiten nach $\pm y$ für beide Arten von Elektronen gleich groß sind, so daß der elektrische Strom in der y -Richtung Null wird. Es sind dann die vom Felde erzeugten Wanderungsgeschwindigkeiten nach $\pm y$ gleich $\pm uveH$. Die Energieströme in jeder Richtung erhalten wir als die Produkte: Anzahl \times Wanderungsgeschwindigkeit \times Energie, also:

$$\overset{+}{W}_y = \frac{N_1}{6} uveH \frac{m}{2} (u - \delta u)^2 \quad \text{und} \quad \bar{W}_y = \frac{N_1}{6} uveH \frac{m}{2} (u + \delta u)^2.$$

Die Differenz beider gibt den Wärmestrom nach $+y$:

$$W_y = -\frac{N_1}{6} u^2 veHm\delta u = \frac{N_1}{3} \frac{mu^2}{2} v^2 e^2 H \cdot X \dots \dots \dots (14)$$

Durch diesen Energiestrom entsteht ein Temperaturgefälle $\delta\Theta/\delta y$, welches durch Wärmeleitung einen Energiestrom $-\kappa_w \cdot \delta\Theta/\delta y$ erzeugt; im stationären Zustande heben sich beide auf, es wird also:

$$\frac{-\delta\Theta/\delta y}{X} = \frac{N_1}{3} \frac{mu^2}{2} \frac{v^2 e^2}{\kappa_w} \cdot H \dots \dots \dots (15)$$

Also wird der Koeffizient P des Effektes nach § 368, Gl. (5):

$$P = \frac{N}{3} \frac{mu^2}{2} \frac{v^2 e^2}{\kappa_w \cdot \kappa_e} \dots \dots \dots (16)$$

P ist also notwendig positiv.

¹⁾ In der Gansschen Abhandlung [Gl. (45)] ist das umgekehrte Zeichen angegeben; ob ein Rechenfehler vorliegt, habe ich nicht ermittelt.

Es ist: $mu^2/2 = 3eR\Theta/2F$, $v^2e^2 = \kappa_w^2/N_1^2e^2$ [Gl. (3)], also:

$$P = R\Theta\kappa_w/(2\kappa_wFN_1e)_1 \dots \dots \dots (16')$$

Nach Gl. (7) in § 360 ist aber $\kappa_w/\kappa_e = 3R^2\Theta/F^2$; ferner: $1/N_1e = -R$, also:

$$P = -\frac{R}{6} \cdot \frac{F}{R} \text{ (Gans erh\u00e4lt } +\frac{1}{4} \text{ statt } -\frac{1}{6} \text{ als Faktor)} \dots \dots (17)$$

Da F/R etwa 10^{-4} , so mu\u00df

$$P \cdot 10^4/R = P \cdot 10^6/R \cdot 10^2 = -1/6 = -0,17$$

sein. Der Quotient der Zahlen von Spalte 4 und 2 der Tabelle schwankt zwischen etwa $-0,31$ und $-0,05$. Das Vorzeichen von P ist demjenigen von R stets entgegengesetzt, so da\u00df Gl. (17) auch bei den Metallen mit abnormem Halbeffekt erf\u00fcllt ist. Die Ausnahme beim Cd (P und R positiv) erscheint zweifelhaft, da P dort wohl an der Grenze der Me\u00dfbarkeit liegt.

c) Theorie des Leduc-Effektes. F\u00e4llt die Temperatur der Platte in der X -Richtung ab, so kommen die nach $+x$ sich bewegenden Elektronen von Stellen h\u00f6herer Temperatur, die nach $-x$ sich bewegenden von solchen niederer Temperatur her. Erstere besitzen gr\u00f6\u00dfere, letztere kleinere Energie; erstere werden im Magnetfeld nach $+y$, letztere nach $-y$ abgelenkt und es entsteht an dem nach $+y$ gelegenen Plattenrand eine h\u00f6here, am anderen eine niedrigere Temperatur; der Effekt hat also negatives Zeichen.

Die durch irgend eine Stelle nach $+x$ sich bewegenden Elektronen haben vom Orte des letzten Zusammensto\u00dfes ab Wege zwischen 0 und l , im Mittel also $l/2$ zur\u00fcckgelegt und besitzen den \u00dcberschu\u00df an Energie:

$$\Delta U = -\frac{l}{2} \cdot \frac{\delta U}{\delta x} = -\frac{l}{2} \frac{\delta U}{\delta \Theta} \cdot \frac{\delta \Theta}{\delta x} \dots \dots \dots (18)$$

oder da: $U = mu^2/2 = 3eR\Theta/2F$, also: $\delta U/\delta \Theta = 3eR/2F$:

$$\Delta U = -\frac{3leR}{4} \frac{\delta \Theta}{F \delta x} \dots \dots \dots (19)$$

Ebenso gro\u00df ist der Energiemangel der nach $-x$ sich bewegenden Elektronen.

Die Zahl der in der $+x$ -Richtung sich bewegenden Elektronen in Kubikzentimetern ist $N_1/3$; verm\u00f6ge ihrer Geschwindigkeit u erhalten sie im Felde eine mittlere Geschwindigkeit nach $+y$ vom Betrage $evvH$. Die Zahl der durch ein Quadratzentimeter in der $+y$ -Richtung wandernden Elektronen wird demnach $N_1evvH/3$; die von ihnen nach $+y$ transportierte Energie betr\u00e4gt:

$$N_1e \cdot u \cdot v \cdot H (U + \Delta U)/3.$$

Die von den nach $-y$ abgelenkten Elektronen forttransportierte Energie betr\u00e4gt:

$$N_1evvH(U - \Delta U)/3.$$

Der nach $+y$ flie\u00dfende Energiestrom ist die Differenz beider Ausdr\u00fccke, also:

$$W_y = 2N_1evvH\Delta U/3 = -\frac{l}{2} \frac{R}{F} N_1e^2uvH\delta\Theta/\delta x \dots \dots (20)$$

Dieser Wert muß im stationären Zustande gleich dem entgegengesetzten Wärmeleitungsstrom $\kappa_w \delta \Theta / \delta y$ sein, also:

$$\frac{\delta \Theta / \delta y}{\delta \Theta / \delta x} = - \frac{1}{4} \frac{R}{F} \frac{N_1 e^2 l u v}{\kappa_w} \cdot H = S \cdot H \dots \dots \dots (21)$$

oder der Koeffizient des Leduc-Effektes:

$$S = - \frac{1}{2} \frac{R}{F} \frac{N_1 e^2 u v}{\kappa_w} \dots \dots \dots (22)$$

oder wegen Gl. (6), § 360:

$$S = - e v \dots \dots \dots (23)$$

oder wegen Gl. (2) und (10) auch:

$$\underline{S = R \kappa_e} \text{ (bei Gans lautet der Zahlenfaktor } 8/3\pi \text{ statt } 1) \dots (24)$$

Tatsächlich haben, wie aus Spalte 10 der Tabelle ersichtlich, S und R stets gleiches Vorzeichen; der Quotient $R \kappa_e / S$ ist zwar nicht stets gleich 1, aber doch meist nicht weit davon; sonderbarerweise gilt diese angenäherte Beziehung auch bei den stark anomalen Leitern (Bi, C, Te usw.), selbst bei verkehrtem Vorzeichen beider Effekte.

d) Theorie des Nernst-Effektes. Wenn in der x -Richtung kein elektrischer Strom fließt, so müssen die Zahlen der nach $+x$ und nach $-x$ durch jeden Quadratcentimeter tretenden Elektronen $\left(\frac{N_1^+}{2} u_x\right)$ und $\left(\frac{N_1^-}{2} u_x\right)$ dieselben sein. Ist N_1 unabhängig von Θ , so müssen also die x -Komponenten (u_x^+ und u_x^-) der Wärmebewegung u einander gleich sein; diese Gleichheit wird bewirkt durch das thermoelektrische Potentialgefälle (vgl. § 367). Die Gleichheit ist aber nicht während des ganzen freien Weges, sondern im Mittel erst nach Zurücklegung von $l/2$ erreicht; ist also die dem Temperaturanstieg $-l \cdot \delta \Theta / \delta x$ entsprechende mittlere Geschwindigkeitsdifferenz $\delta u_x = -l \cdot \delta u / \delta \Theta \cdot \delta \Theta / \delta x$; so haben die einen Querschnitt passierenden Elektronen ihren Weg nach $+x$ im Mittel mit einem Überschuß $+\delta u_x / 2$ im Abstände $l/2$ begonnen und diesen Überschuß bis zu dem betrachteten Querschnitt verloren. Der mittlere Überschuß der x -Komponente während des freien Weges bis zu dem betrachteten Querschnitt beträgt also $\pm \delta u_x / 4$ und es werden die nach $+x$ wandernden Elektronen eine Geschwindigkeit nach $+y$ im Betrage $v e H (u_x + \delta u_x / 4)$ erhalten, die nach $-x$ wandernden eine solche nach $-y$ gleich $v e H (u_x - \delta u_x / 4)$. Es entsteht also ein Elektronenstrom nach $+y$ gleich der mit $\frac{N_1}{2}$ multiplizierten und ein elektrischer Strom gleich der mit $-N_1 e / 2$ multiplizierten Differenz beider Ausdrücke, nämlich:

$$- \frac{N_1 e}{2} v e H \delta u_x / 2 = \frac{N_1 v e^2 l}{4} \frac{\delta u}{\delta \Theta} \cdot \frac{\delta \Theta}{\delta x} H.$$

Zu dessen Kompensation ist ein gleich starker Leitungsstrom $-\kappa_e Y$ nach $-Y$ nötig, also:

$$\frac{Y}{-\delta \Theta / \delta x} = N_1 \frac{v e^2 l}{4 \kappa_e} \frac{\delta u}{\delta \Theta} \cdot H = Q \cdot H \dots \dots \dots (25)$$

Es ist $N_1 v e^2 / \kappa_e = 1$ [Gl. (3)]. Ferner ist $mu^2 = 3 e R \Theta / F$, also:

$$\delta(mu^2) = 2 mu \delta u = 3 e R \delta \Theta / F,$$

oder:

$$\delta u / \delta \Theta = 3 e R / 2 F mu,$$

also:

$$Q = \frac{l}{4} \cdot \frac{3 e R}{2 F mu}.$$

Nun ist [§ 347, Gl. (1)]: $l e / 2 mu = k = ev$ die „elektrische Beweglichkeit“, also:

$$Q = \frac{3}{4} ev \frac{R}{F} = -\frac{3}{4} R \kappa_e \cdot \frac{R}{F} \text{ [vgl. Gl. (10)]} \dots \dots \dots (26)$$

Es muß also Q das umgekehrte Vorzeichen haben wie R , was häufig, jedoch nicht immer, der Fall ist (Cu bildet eine Ausnahme).

Aus Gl. (17) und (26) folgt:

$$\frac{P \kappa_e}{Q} = 0,22 F^2 / R^2 \dots \dots \dots (27)$$

(Bei Gans lautet der Zahlenfaktor $2/3$ und es kommen noch Korrektionsglieder hinzu, welche die Abhängigkeit der Elektronenzahl von der Temperatur enthalten und dadurch eventuell auch das Vorzeichen des Effektes umkehren können.) Da $F/R = 1,16 \cdot 10^{-4}$, so wird schließlich

$$\frac{10^8 P \kappa_e}{Q} = 0,3 \dots \dots \dots (28)$$

Die Zahlen der 11. Spalte der Tabelle kommen diesem Werte einigermaßen nahe und zwar auch hier wieder selbst bei den Metallen mit abnormem Vorzeichen aller Effekte.

e) Längseffekte. Wir können dieselben als sekundäre Quereffekte auffassen, welche von den primären Quereffekten erzeugt werden. So bewirkt z. B. die v. Ettingshausensche Temperaturdifferenz $-P \kappa_e H X$ ihrerseits einen Nernst-Effekt X' in der Längsrichtung gleich $(-QH) (-P \kappa_e H X) = P Q \kappa_e H^2 X$, welcher, wie leicht zu sehen, der äußeren elektrischen Kraft entgegenwirkt. Der Koeffizient der scheinbaren Widerstandsvermehrung ist also:

$$A = P Q \kappa_e = 1/8 (R \kappa_e)^2 \dots \dots \dots (29)$$

Der genaue Zahlenfaktor lautet nach Gans $4/\pi$ statt $1/8$, falls N_1 unabhängig von Θ angenommen wird. (Mit Θ steigendes N_1 verkleinert den Faktor.)

In der Größenordnung des Effektes stimmt Gl. (29) mit der Beobachtung leidlich überein, da $R \kappa_e$ von der Ordnung 10^{-6} bis 10^{-7} (Spalte 8 der Tabelle S. 1204), also $4/\pi (R \kappa_e)^2$ von der Ordnung 10^{-12} bis 10^{-14} , was mit den Zahlen der Tabelle auf S. 1206 ziemlich stimmt. Da ferner R unabhängig von Θ und κ_e proportional $1/\Theta$, so muß A proportional $1/\Theta^2$ werden. Das gibt für das Verhältnis der Effekte bei -186° und $+20^\circ$ den Wert $(273 + 20)^2 / (273 - 186)^2 = 11,3$, während die Beobachtung am Cd eine Steigerung auf das 18fache ergab.

Zusammenfassend kann man also wohl sagen, daß die Elektronentheorie, wenn auch nicht in allen, so doch in sehr vielen Fällen Größe und Vorzeichen der vier Quereffekte und der Widerstandsvermehrung im Magnetfelde richtig ergibt.

Vierzehntes Kapitel.

Die Radioaktivität.

§ 372. **Vorbemerkungen.** Unsere Kenntnisse von der Radioaktivität haben sich seit ihrer Entdeckung vor 18 Jahren zum Inhalt einer umfangreichen Spezialwissenschaft entwickelt, die mindestens ebenso sehr der Chemie als der Physik angehört und auch für gewisse Fundamentalfragen der Geologie und der kosmischen Physik von grundlegender Bedeutung geworden ist. Zu einer halbwegs erschöpfenden Darstellung bedarf es daher Werke vom Umfange etwa eines ganzen Müller-Pouillet-Bandes, von denen hier vor allem die klassischen Werke von Frau S. Curie¹⁾ und von E. Rutherford²⁾ genannt seien. Diese Werke werden im folgenden als „Curie, d. R.“ und „Rutherford, d. r. S.“ zitiert. Zusammenfassende Berichte über Teilgebiete finden sich im Jahrbuch der Radioaktivität.

Die Rücksicht auf den Umfang des vorliegenden Lehrbuches gestattet nur eine ganz knappe Behandlung; nur die Grundtatsachen können soweit als möglich durch einfache Versuche demonstriert werden; alle spezielleren Resultate werden dagegen in referierender oder tabellarischer Darstellung mitgeteilt; überdies sind ja viele Versuche und Messungen nur mit solchen Mengen der überaus kostbaren Substanzen ausführbar, wie sie nur wenigen glücklichen Forschern zu Gebote stehen.

Daß wir die so überaus vielseitigen Erscheinungen der Radioaktivität gerade dem die Elektrizität behandelnden Bande einordnen, rechtfertigt sich dadurch, daß die von den radioaktiven Substanzen ausgehenden „Strahlen“, die ja vielfach das einzige Reagens bilden, durch welches wir von der Existenz unwägbarer Mengen solcher Substanzen Kenntnis erhalten, ihrer Natur nach im innigsten Zusammenhang mit den im Kapitel XII B. behandelten elektrischen Strahlen stehen. Gleichwohl können natürlich auch die sonstigen physikalischen und chemischen Beziehungen nicht unberücksichtigt bleiben.

§ 373. **Historische Einleitung.** Die Bemerkung Röntgens, daß die X-Strahlen dort entstehen, „wo die Rohrwand am stärksten fluoresziert“ (vgl. § 330), erweckte bei einigen französischen Physikern die Meinung, daß die Fluoreszenz oder Phosphoreszenz in ursächlichem Zusammenhang mit

¹⁾ „Die Radioaktivität“. Deutsch von B. Finkelstein (Leipzig 1912). „Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen“. Thèses. Paris 1903. Deutsch von W. Kaufmann, Braunschweig 1904, 1905, 1907. (Nur noch von historischem Interesse.)

²⁾ „Die Radioaktivität“, 2. Aufl. Deutsch von E. Aschkinass (Berlin 1907). „Die radioaktiven Substanzen und ihre Strahlungen“. Deutsch von E. Marx (Handb. d. Radiologie, Bd. II, Leipzig 1913).

der Emission der Röntgenstrahlen stehe und gab Veranlassung zu Versuchen, ob auch Körper, die unter dem Einfluß gewöhnlichen Lichtes phosphoreszieren oder fluoreszieren, hierbei Röntgenstrahlen aussenden. Von den angeblich gefundenen positiven Resultaten hielten nur die von H. Becquerel¹⁾ gefundenen „Uranstrahlen“ einer näheren Prüfung stand.

Becquerel fand zunächst, daß fluoreszierende Uransalze (z. B. Uranyl-nitrat oder Urankaliumsulfat) während der Belichtung Strahlen emittieren, die durch schwarzes Papier, Karton, dünne Aluminiumbleche usw. hindurchgehen und auf die photographische Platte einwirken; sehr bald darauf konnte er jedoch feststellen, daß die Belichtung mit dem Vorgang nichts zu tun hatte, sondern daß die Strahlen auch im Dunkeln wochen- und monatelang in unveränderter Stärke entstanden, und daß auch nicht fluoreszenzfähige Uranverbindungen, wie etwa Uranoxyd oder metallisches Uran dieselbe Eigenschaft hatten. Die anfangs vermutete Analogie war also falsch, man hatte es vielmehr mit einer gänzlich neuen Erscheinung zu tun, bei welcher namentlich die Frage nach der Energiequelle der anscheinend gänzlich unvermindert dauernd emittierten Strahlen anfangs viel Kopfzerbrechen machte und die Ursache wildester Hypothesenbildung wurde.

Zunächst gab die Entdeckung Veranlassung zu einer systematischen Durchsuchung aller anderen bekannten Elemente auf Strahlungsfähigkeit; ein positives Resultat ergab sich nur beim Thorium [G. C. Schmidt²⁾; S. Curie³⁾]. Später, nach bedeutender Verfeinerung der Meßmethoden, wurden noch äußerst schwache Strahlungen des Kaliums [Campbell und Wood⁴⁾] und des Rubidiums [Levin und Ruer⁵⁾] entdeckt.

Bei einer von Frau S. Curie⁶⁾ ausgeführten Untersuchung über die Strahlung verschiedener Uranverbindungen ergab sich exakte Proportionalität mit dem Urangehalt, solange man sich auf chemisch reine Präparate beschränkte; die Strahlungsfähigkeit schien also eine Funktion des Uranatoms selbst zu sein, die sich durch die chemische Bindung nicht veränderte. Anders dagegen bei Uranmineralien. Hier zeigten einige ganz abnorm große Strahlung; so ergab z. B. die Joachimsthaler Pechblende, die doch nur zum Teil aus Uran bestand, eine viermal größere Wirkung als das reine Uran. Hier konnte offenbar nur eine Beimengung die Wirkung ausüben; da aber bekannte Körper — mit Ausnahme des hier nicht in größerer Menge in Betracht kommenden Thoriums — die Strahlen nicht emittierten, so konnte es nur ein bis dahin unbekanntes Element sein; da endlich ein solches bei sorgfältigen chemischen Analysen der Pechblende bis dahin nie gefunden war, so konnte die Menge des unbekanntes Körpers nur äußerst geringfügig, und wegen der starken Strahlung mußte seine Strahlungsfähigkeit, bezogen auf die Masseneinheit, enorm groß sein.

Nachdem so die Existenz eines ganz neuartigen Körpers zunächst logisch erschlossen war, machten sich P. Curie und Frau S. Curie⁷⁾, denen sich später noch Bémont⁸⁾ anschloß, an die ungemein schwierige Aufgabe, den

¹⁾ Compt. rend. **122**, 420, 501, 559, 762, 1086 (1896). In Buchform: „Recherches sur une nouvelle propriété de la matière“ (Paris 1903). — ²⁾ Wied. Ann. **64**, 720 (1898). — ³⁾ Compt. rend. **126**, 1101 (1898). — ⁴⁾ Proc. Cambr. Soc. **13**, 282 (1906). — ⁵⁾ Phys. Zeitschr. **9**, 248 (1908). — ⁶⁾ Ebenda **126**, 1101 (1898). — ⁷⁾ Ebenda **127**, 175 (1898). — ⁸⁾ Ebenda **127**, 1215 (1898).

oder die neuen Körper in möglichst konzentrierter Form aus der Pechblende abzutrennen; es war zu erwarten, daß bei der chemischen Fällung sämtlicher bekannten, in der Pechblende vorhandenen Elemente die neuen Stoffe sich in den Niederschlägen oder Lösungen derjenigen Elemente finden würden, welche ihnen chemisch am nächsten verwandt sind. Als Reagens auf die ja zunächst unwägbare kleinen Mengen diente dabei stets die Strahlung, zu deren Messung jedoch nicht mehr die langwierige photographische, sondern die raschere und exaktere elektrische Methode (s. § 374 und 377) gewählt wurde. Es ergab sich, daß nach Abtrennung des Urans der Rest der Strahlung fast vollständig in den Fällungen des Wismuts und des Baryums konzentriert war. Den beiden hier vermuteten neuen Elementen wurden die Namen Polonium und Radium gegeben. Ein Jahr später fand Debierne¹⁾ einen dritten strahlenden Stoff in den Lanthanfällen, der den Namen Aktinium erhielt. Endlich fanden Hofmann und Strauss²⁾, daß auch das aus Uranmineralien gewonnene Blei aktiv war und nannten den unbekannt Körper „Radioblei“. Spätere Forschungen ergaben, daß Polonium und Radioblei Umwandlungsprodukte des Radiums sind.

Von den genannten drei Stoffen ist bis jetzt nur das Radium in fast reinem Zustande (als Salz und als Metall) und in wägbarer Menge dargestellt und durch sein Atomgewicht³⁾ und Spektrum als neues Element sichergestellt worden. Beim Polonium ist Frau S. Curie und Debierne⁴⁾ eine Anreicherung bis auf einige Prozente gelungen, das Aktinium erwies sich als untrennbar von den begleitenden Metallen aus der Gruppe der seltenen Erden, namentlich dem Lanthan. Während die Strahlung des Radiums und Aktiniums sich innerhalb der bis jetzt vorliegenden Beobachtungszeiträume als unveränderlich erwies⁵⁾, zeigte das Polonium eine Abnahme auf die Hälfte des Anfangswertes in etwa 136 Tagen.

Nach dem Vorschlage der Curies werden die neuen strahlenden Körper als „radioaktiv“ und die ganze damit zusammenhängende Erscheinungsgruppe als

„Radioaktivität“

bezeichnet.

Die nähere Untersuchung der von den radioaktiven Stoffen ausgehenden Strahlen ergab, daß diese sich in drei qualitativ deutlich unterschiedene Gruppen teilen lassen, welche nach dem Vorschlage Rutherfords als

„ α -, β - und γ -Strahlen“

bezeichnet werden und in ihren Eigenschaften den Kanal-, Kathoden- und Röntgenstrahlen analog sind.

Die Frage nach der Energiequelle endlich wurde von Rutherford durch Aufstellung seiner kühnen Hypothese von der

„Atomumwandlung“

gelöst, wonach die radioaktiven Atome instabile Gebilde sind, von denen je nach dem Grade ihrer Instabilität ein mehr oder weniger

¹⁾ Compt. rend. **129**, 593 (1899); **130**, 206 (1900).

²⁾ Ber. d. D. Chem. Gesellsch. 3035 (1901).

³⁾ Atomgewicht 226,5, chemisches Zeichen Ra.

⁴⁾ Compt. rend. **150**, 386 (1910).

⁵⁾ Über die lediglich errechneten Abklingungszeiten des Radiums s. § 383.

großer Bruchteil pro Zeiteinheit zerfällt. Dieser Zerfall ist mit der Aussendung geladener Atombruchstücke verbunden, die teils materieller Natur sind (α -Strahlen), teils reine Elektronen (β -Strahlen). Die Geschwindigkeit der Umwandlung kann relativ groß sein, so daß die Abnahme der Aktivität beobachtbar ist, wie beim Polonium, sie kann klein sein, so daß sie sich der direkten Beobachtung einstweilen entzieht, wie beim Radium. Da die Strahlung eine direkte Begleiterscheinung der Umwandlung ist, so müssen die rasch zerfallenden Stoffe, wie das Polonium, bereits in äußerst geringer Menge kräftige Strahlung zeigen, können sich aber, eben des raschen Zerfalls wegen, nicht in direkt meßbarer Quantität ansammeln.

Die langsamer zerfallenden Stoffe, wie das Radium, strahlen entsprechend schwächer, dafür sammeln sie sich in entsprechend größerer Menge an. Das im Vergleich zum Radium etwa 1000000mal schwächer strahlende Uran endlich hat eine entsprechend größere Lebensdauer und übertrifft das Radium auch etwa 1000000mal an Menge. (Näheres s. § 379 und 380.)

Vergleichen wir damit endlich unsere gewöhnlichen chemischen Elemente, so können wir nach Analogie schließen, daß diese sich vielleicht auch verwandeln, daß aber der Prozeß viel zu langsam vor sich geht, als daß er direkt feststellbar sein könnte und daß auch eine etwaige Strahlung viel zu schwach ist, um entdeckt werden zu können.

So sehr nun auch die in der Folgezeit sich häufenden indirekten Bestätigungen der Rutherford'schen Theorie zu ihrer allgemeinen Annahme beitragen, so bildete doch die Krönung des Ganzen der Nachweis der Bildung von Helium aus Radiumemanation durch Ramsay und Soddy (siehe § 386), sowie der Identität der α -Strahlen mit geladenen Heliumatomen durch Rutherford und Royds (siehe § 386).

Die Zahl der bekannten oder vermuteten radioaktiven Stoffe, deren mittlere Lebensdauer von einigen Milliarden Jahren bis zu kleinen Bruchteilen einer Sekunde schwankt, ist unterdessen bis auf 34 gestiegen. Von diesen sind im Handel natürlich nur die relativ langlebigen erhältlich, nämlich außer dem längst bekannten Uran und Thorium noch die folgenden: Radium¹⁾, Mesothorium²⁾, Aktinium¹⁾, Polonium³⁾. Radium ist als Bromid oder Chlorid in ziemlicher Reinheit zu erhalten; Mesothorium nur in Verbindung mit noch anderen Produkten (darunter auch Radium), Aktinium nur zusammen mit nicht abtrennbaren Metallen der seltenen Erdgruppe; Polonium als Niederschlag auf Metallblechen in unwägbarer Menge, aber radioaktiv rein, d. h. ohne Beimengung anderer strahlender Substanzen.

§ 374. Klassifikation und Haupteigenschaften der Strahlen. Photographische Wirkung. Einige Gramm einer beliebigen Uranverbindung werden auf die Schichtseite einer in schwarzes Papier eingewickelten photographischen Platte gelegt und einen oder mehrere Tage liegen gelassen: nach der Entwicklung zeigt die Platte einen schwarzen Fleck unter der

¹⁾ Bezugsquelle (u. a.): Braunschweigische Chininfabrik, Buchler u. Co.

²⁾ Bezugsquelle: Knoefler u. Co., Berlin.

³⁾ Bezugsquelle: Stahmer, Hamburg.

vom Uranpräparat bedeckten Stelle. Ist eine andere Stelle der Platte einer gleich großen Uranmenge unter Zwischenschaltung eines etwa $\frac{1}{2}$ mm dicken Aluminiumbleches ausgesetzt, so wird dieselbe durch eine Exposition von doppelter Dauer ungefähr ebenso stark geschwärzt wie die andere. Die wirksamen Strahlen werden also in $\frac{1}{2}$ mm Aluminium etwa zur Hälfte absorbiert.

Ionisation. Auf den Teller eines gut isolierenden Blättchenelektrometers wird in einem Metallteller (oder einem mit Stanniol überzogenen Gläschälchen) eine etwa 1 mm dicke Schicht gepulvertes Uranoxyd ausgebreitet. Man beobachtet, daß das Elektrometer sich langsam entlädt, und zwar gleich schnell bei positiver wie bei negativer Ladung. Die Strahlen wirken also ionisierend auf die Luft. Bedeckt man das Präparat mit einer $\frac{1}{100}$ mm dicken Aluminiumfolie, so ist die elektrische Wirkung fast völlig verschwunden, die hier wirksamen Strahlen werden also viel stärker absorbiert, als die in dem photographischen Versuch wirksamen. Damit stimmt auch die Tatsache überein, daß die photographische Wirkung bei zunehmender Schichtdicke bis zu mehreren Millimetern deutlich wächst, die elektrische dagegen bei unbedecktem Präparat fast unabhängig von der Dicke ist, sofern diese mehr als etwa einige Zehntel Millimeter beträgt (S. Curie). Die Strahlen aus den tieferen Schichten des Präparates werden offenbar in den höheren absorbiert.

Wir müssen also annehmen, daß das Uran zwei Strahlenarten aussendet, von denen die eine, ionisierend stärker wirkende, schon in $\frac{1}{100}$ mm Aluminium völlig absorbiert wird, während die andere, durch Papier hindurch photographisch wirkende, viel durchdringender ist und erst in $\frac{1}{2}$ mm Aluminium auf die Hälfte vermindert wird.

Die erste Strahlenart sei als α -Strahlung, die zweite als β -Strahlung bezeichnet.

Bei genauerer Beobachtung findet man, daß auch das bedeckte Präparat noch elektrisch wirkt. Die restierende, äußerst schwache Wirkung stammt von den β -Strahlen her und wird, genau wie die photographische Wirkung, durch etwa $\frac{1}{2}$ mm Aluminium auf die Hälfte reduziert.

Als Maß für die elektrische Wirkung nehmen wir den reziproken Wert der Zeit, die das Blättchen gebraucht, um das Intervall zwischen zwei beliebigen gewählten, aber bei allen zu vergleichenden Messungen konstant zu haltenden Skalenteilen zu durchlaufen¹⁾. Die in gleicher Weise gemessene Entladungsgeschwindigkeit ohne Bestrahlung ist natürlich jedesmal abzuziehen.

Wie die β -Strahlen eine elektrische Wirkung ausüben, wenn auch schwächer als die α -Strahlen, so üben die α -Strahlen auch eine photographische Wirkung aus: Wenn man ein mit einem Poloniumpräparat überzogenes Kupferblech auf dem Teller des Elektroskops untersucht, so findet man eine völlige Aufhaltung der Strahlen durch etwa 0,03 mm Aluminium; da nicht die mindeste Spur übrig bleibt, obgleich die Wirkung bei unbedecktem Präparat hundertmal stärker war als bei dem Uranoxyd, so sind hier offenbar gar keine β -Strahlen vorhanden. Gleichwohl wirkt das Präparat kräftig auf die photographische Platte, aber nur, wenn man es Schicht gegen Schicht auf die unbedeckte Platte legt.

¹⁾ Über die exakten Messungsbedingungen s. § 377.

Leuchtwirkung. a) Ein Poloniumpräparat erzeugt auf einem mit künstlicher Sidotblende (Zinksulfid) überzogenen Papp- oder Glimmerschirm, wenn es von der Schichtseite her auf weniger als etwa 4 cm genähert wird, ein kräftiges Leuchten; auf einen Baryumplatincyanürschirm (Röntgenschirm) dagegen wirkt es nicht ein. Bedecken des Präparates mit etwa 0,03 mm Aluminium hemmt die Wirkung vollständig.

b) Ein Radiumpräparat (etwa 1 mg reines RaBr_2 enthaltend) erzeugt sowohl auf dem Zinksulfidschirm, als auch auf dem Platincyanürschirm kräftiges Leuchten; die Wirkung auf ersteren wird wesentlich, die Wirkung auf letzteren nur unwesentlich geschwächt, wenn das Präparat von der Rückseite des Schirmes her wirkt. Aluminiumbleche schwächen bei rückwärtiger Bestrahlung des Schirmes die Leuchtwirkung in gleichem Betrag, wie die photographische Wirkung.

Die α -Strahlen (des Poloniums und des Radiums) wirken also offenbar nur auf den Zinksulfidschirm, während die β -Strahlen (des Radiums) auf beide Schirme wirken. Die β -Strahlung des Urans ist zu schwach, um auf dem Schirm wahrgenommen zu werden.

c) Das durch α -Strahlen erregte Leuchten des Zn-S-Schirmes ist scintillierend, d. h. es besteht aus dem momentanen Aufblitzen unzähliger einzelner Lichtpunkte¹⁾.

Untersucht man ein sehr schwaches Radiumpräparat elektrometrisch²⁾, so findet man zunächst eine Abnahme auf einen ganz geringen Rest bei Bedeckung des Präparates mit einigen Hundertstel Millimetern Aluminium. Die Ionisation rührt also größtenteils von α -Strahlen her. Ein stärkeres Präparat, etwa 0,1 mg Radiumsalz in einem etwa $\frac{1}{4}$ mm dicken Glasröhrchen zeigt etwa dieselbe Ionisationswirkung wie das obige α -Strahlenpräparat. Da die α -Strahlen die Röhre nicht durchdringen, so schließen wir zunächst auf etwa 100 mal schwächere β -Strahlenwirkung pro Masseneinheit des Ra als α -Strahlenwirkung. Bei Umhüllung des Röhrchens mit Aluminium zeigt sich gleiche Absorption wie bei Leuchtschirmbeobachtung.

γ -Strahlen. Ein sehr starkes Radiumpräparat (1 mg reines RaBr_2 oder mehr) zeigt noch eine entladende Wirkung, wenn es durch eine 1 cm dicke Bleischicht hindurchwirkt³⁾. Diese Strahlen werden erst durch eine weitere Bleischicht von etwa 1,4 cm Dicke auf die Hälfte geschwächt. Es sind die bereits oben erwähnten γ -Strahlen, deren ionisierende Wirkung etwa 100 mal schwächer ist als diejenige der β - oder etwa 10000 mal schwächer als diejenige der α -Strahlen.

Mit einer Radiummenge von 3 bis 4 mg läßt sich auch die Wirkung der γ -Strahlen auf den Leuchtschirm zeigen, jedoch nur bei gut ausgeruhtem Auge im völlig verdunkelten Zimmer. Auch eine direkte Wirkung auf das Auge ist unter gleichen Umständen wahrnehmbar; nähert man das Radium dem Auge, so empfindet man eine diffuse Aufhellung des ganzen Gesichtsfeldes.

Man vermeide eine Ausdehnung dieses Versuches über einige Sekunden hinaus; ebenso vermeide man längere intensive Bestrahlung der

¹⁾ Crookes, Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 405 (1903); Elster u. Geitel, Phys. Zeitschr. **4**, 437 (1903). — ²⁾ Man löse einige Hundertstel Milligramm Radiumbromid in etwa 50 ccm reinem destillierten Wasser auf und verdampfe etwa $\frac{1}{2}$ bis 1 ccm davon auf einem Nickel- oder Platintellerchen, das man sodann auf das Elektroskop legt. —

³⁾ Villard, Compt. rend. **130**, 1010, 1178 (1900); Becquerel, ebenda **130**, 1154 (1900).

Haut, da die Radiumstrahlen ebenso wie die Röntgenstrahlen zerstörend auf das Zellgewebe wirken¹⁾.

Die folgende Tabelle enthält zur vorläufigen Orientierung eine Übersicht über die Größenordnung der Absorption der verschiedenen Strahlenarten in Aluminium, Blei und Luft.

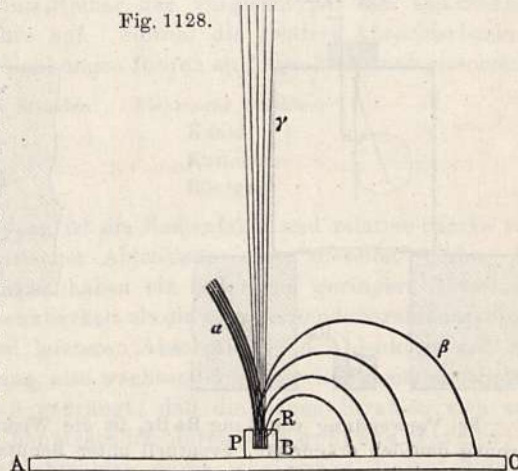
	D		
	Aluminium	Blei	Luft
Kathodenstrahlen ($v = 10^{10}$ cm/sec)	10^{-4}	—	0,2
α -Strahlen des Urans	$2,5 \cdot 10^{-4}$	—	0,4
α -Strahlen des Radiums und Poloniums	$5 \cdot 10^{-4}$	—	—
β -Strahlen des Urans und des Radiums	0,05	0,006	100
Mittelharte Röntgenstrahlen	etwa 1,5	0,03	500
γ -Strahlen des Radiums	8	1,4	15 000

Die Zahlen geben die Schichtdicke D in Zentimetern an, in welcher die Hälfte der Strahlen absorbiert wird²⁾.

§ 375. Magnetische Ablenkung; Natur der Strahlen; Ladung der α - und β -Strahlen.

Die magnetische Ablenkung der Strahlung radioaktiver Körper wurde fast gleichzeitig von Giesel³⁾, St. Meyer und v. Schweidler⁴⁾ und Becquerel⁵⁾ entdeckt. Bald darauf zeigte P. Curie⁶⁾, daß man mindestens zwei Strahlengruppen: eine stark ablenkbare (nach jetziger Kenntnis β -Strahlen) und eine schwach oder gar nicht ablenkbare (α - und γ -Strahlen) unterscheiden müsse. Der Sinn der Ablenkung war derselbe wie bei Kathodenstrahlen, der Betrag viel geringer. Erst viel später zeigten Rutherford⁷⁾ und Becquerel⁸⁾, daß das anscheinend unablenkbare Bündel in zwei Gruppen zerlegbar ist, von denen die eine tatsächlich gar nicht (γ -Strahlen), die andere aber sehr wenig (α -Strahlen) abgelenkt wird, und zwar im entgegengesetzten Sinn wie die stärker ablenkbaren β -Strahlen, also im gleichen Sinn wie Kanalstrahlen.

Fig. 1128.



Das Verhalten der drei Strahlengruppen eines Radiumpräparates läßt sich danach am besten durch folgende schematische Figur (nach S. Curie) wiedergeben (Fig. 1128). Das Präparat R befindet sich auf dem Boden einer

¹⁾ Die γ -Strahlen werden neuerdings ebenso wie die Röntgenstrahlen zu Heilzwecken verwandt. Siehe u. a. Kienböck, „Radiotherapie“. — ²⁾ Die Absorption für andere Schichtdicken läßt sich daraus nicht ohne weiteres bestimmen. — ³⁾ Wied. Ann. **69**, 834 (1899). — ⁴⁾ Phys. Zeitschr. **1**, 90 (1899). — ⁵⁾ Compt. rend. **129**, 996 (1899). — ⁶⁾ Ebenda **130**, 73 (1900). — ⁷⁾ Phys. Zeitschr. **4**, 235 (1903). — ⁸⁾ Compt. rend. **136**, 199 u. 431 (1903).

in den Bleiblock P gebohrten Höhlung; ein kräftiges Magnetfeld durchsetze die Anordnung senkrecht zur Zeichnungsebene von vorn nach hinten. Dann werden die drei Strahlengruppen voneinander getrennt: Die γ -Strahlen behalten ihren geradlinigen Verlauf bei, die β -Strahlen werden zu Kreisen von stark variablem Krümmungsradius gebogen und zeichnen auf der photographischen Platte (oder Leuchtschirm) ABC einen langen Streifen, die α -Strahlen erleiden eine schwache Krümmung nach der anderen Seite.

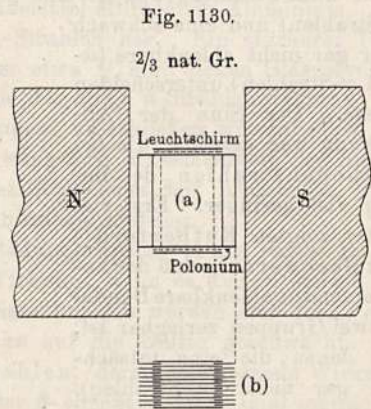
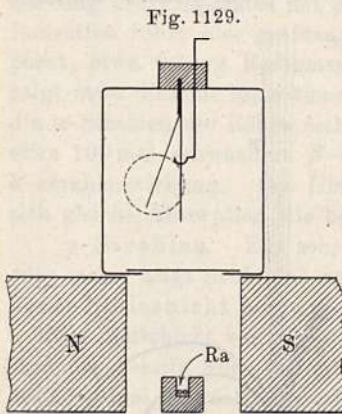
Ferner deutet die Figur die Intensitätsverhältnisse (im Ionisationsmaß) der Strahlen durch die Dicke der Striche an. Das plötzliche Abbrechen der Kurve für die α -Strahlen besagt, daß diese in Luft nur einen ganz bestimmten Weg — für Ra und Polonium etwa 3,8 cm — zurücklegen können. Jenseits dieser

„Reichweite“

hört jede nachweisbare Wirkung der α -Strahlen auf (s. § 387).

Zur Demonstration der magnetischen Ablenkung können folgende Anordnungen dienen:

a) β -Strahlen. Die Anordnung entspricht ganz der obigen Figur, ABC ist ein Leuchtschirm. Das Ganze befindet sich zwischen den ebenen Polstücken eines großen Elektromagneten. Bei unerregtem Feld bleibt der Schirm dunkel, bei Erregung des Feldes leuchtet er, je nach der Richtung des Feldes, auf der einen oder anderen Seite. Bedeckung mit etwa 1 mm Blei läßt das Leuchten verschwinden.



Bei Verwendung von 4 mg RaBr_2 ist die Wirkung aus mehreren Metern Entfernung deutlich erkennbar, eventuell unter Benutzung eines unter 45° geneigten Spiegels.

Mit schwächeren Präparaten gelingt der Versuch bei Verwendung des Elektroskops (Fig. 1129). Ein Elektroskop, dessen Boden aus etwa 0,1 mm dickem Aluminiumblech besteht — sogen. „ β -Strahlenelektroskop“ —, steht unmittelbar auf den Flachpolen des Elektromagneten, zwischen denen in einigen Zentimetern Entfernung das Ra-Präparat liegt. Bei Erregung des Feldes wird die Entladungsgeschwindigkeit des Elektroskops stark vermindert, da die stark gekrümmten β -Strahlen das Elektroskop nicht mehr erreichen können. Die Restwirkung ist dieselbe, als wenn bei unerregtem Feld das Präparat mit einem $\frac{1}{2}$ bis 1 mm-Bleichschirm bedeckt wird; die Restwirkung rührt also offenbar von γ -Strahlen her.

b) α -Strahlen. Mit einem kräftigen Poloniumpräparat läßt sich folgende Anordnung benutzen: Aus Glimmer werden etwa 0,1 mm dicke Blätter gespalten und, wie in Fig. 1130b angedeutet, so aufeinander geschichtet, daß eine große Anzahl etwa 0,1 mm weite Kanäle entsteht. Diese Vorrichtung läßt bei einer Höhe von 2 cm nur solche Strahlen hindurch, deren Krümmungsradius r mehr als 50 cm beträgt. Legt man unter die Vorrichtung das Polonium und darüber einen auf Glimmer aufgetragenen Zinksulfidschirm mit der Schichtseite nach unten, und bringt das Ganze in ein parallel zu den Kanälen verlaufendes Feld (Fig. 1130a), so beobachtet man eine Abnahme des Leuchtens bei zunehmender Feldstärke und völliges Aufhören bei etwa $H = 8000$. Daraus folgt¹⁾ für die „Steifigkeit“ (vgl. § 320) der α -Strahlen des Poloniums $Hr = \text{rund } 400000$. (Die Steifigkeit von Kathodenstrahlen beträgt bei 15000 Volt rund 400.)

Über eine elektroskopische Anordnung s. Rutherford (l. c.).

Über den Nachweis und die Messung der elektrostatischen Ablenkung von α - und β -Strahlen s. unten § 385 und 376.

Die elektrische Ablenkung wurde für β -Strahlen zuerst durch Dorn²⁾ und Becquerel³⁾, für α -Strahlen durch Rutherford⁴⁾ nachgewiesen.

c) γ -Strahlen. Durch eine der soeben beschriebenen ganz ähnliche, aber viel größere Vorrichtung aus parallelen Bleiplatten läßt sich die völlige Nichtablenkbarkeit⁵⁾ der γ -Strahlen elektroskopisch nachweisen.

Faßt man die bisher geschilderten Eigenschaften der α -, β - und γ -Strahlen zusammen, so drängt sich unmittelbar der Vergleich mit den elektrischen Strahlen einer Entladungsröhre auf. Sowohl die relative Absorbierbarkeit, als auch die magnetischen Ablenkungen führen zu folgendem Analogieschema:

Radioaktive Strahlen	Elektrische Strahlen
α -	Kanal- ⁶⁾
β -	Kathoden-
γ -	Röntgen-

In jeder der beiden Gruppen ist die Reihenfolge und relative Stärke von Absorbierbarkeit und magnetischer Ablenkung etwa dieselbe. Aber die Strahlen der radioaktiven Körper haben ein jeder viel geringere Absorbierbarkeit und viel geringere Ablenkbarkeit als die entsprechende Strahlenart einer Entladungsröhre. Da nun bei letzteren Absorption und Ablenkung mit zunehmender Entladungsspannung, also wachsender Geschwindigkeit, abnehmen, so werden wir zu dem Schluß gedrängt, daß die neuen Strahlen sich von denen einer Entladungsröhre hauptsächlich durch ihre größere Geschwindigkeit, bzw. im Falle der γ -Strahlen durch geringere Impulsbreite oder Wellenlänge unterscheiden.

Elektrische Ladung der α - und β -Strahlen. Aus der soeben geschilderten Anschauung über die Natur der Strahlen folgt, daß dieselben

¹⁾ Ist d der Abstand der Kanalwände und $2h$ die Höhe der Kanäle, so kann kein Strahl mehr hindurch, wenn $d/h = h/(2r - d)$ oder da $d \ll r$, wenn $r = h^2/2d$; für $h = 1$ und $d = 0,01$ wird $r = 50$ und für $H = 8000$ $Hr = 400000$. —
²⁾ Abh. Nat. Ges. Halle 1900; Phys. Zeitschr. 1, 337 (1900). — ³⁾ Compt. rend. 130, 809 (1900). — ⁴⁾ Radioaktivität, S. 150. Radioaktive Substanzen, S. 85. —
⁵⁾ Paschen, Ann. d. Phys. 14, 164, 389 (1904); Phys. Zeitschr. 5, 563 (1904). —
⁶⁾ Strutt, Phil. Trans. (A) 196, 507 (1901); Crookes, Proc. Roy. Soc. (A) 69, 413 (1902).

elektrisch geladen sein müssen. Die Ladung wurde zuerst an den β -Strahlen durch P. und S. Curie¹⁾ nachgewiesen. Da die Strahlen aber die Luft ionisieren, so gelingt der Nachweis der Ladung durch Aufladung eines Elektrometers nur dann, wenn sich die Anordnung im Vakuum, oder aber im Inneren eines festen oder flüssigen Dielektrikums befindet, welches

Fig. 1132.

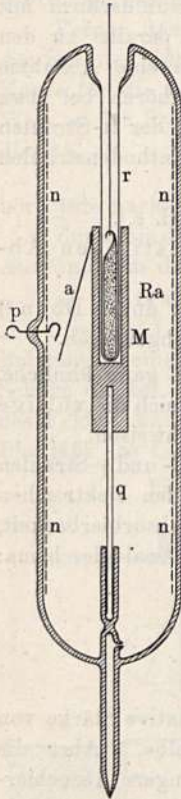
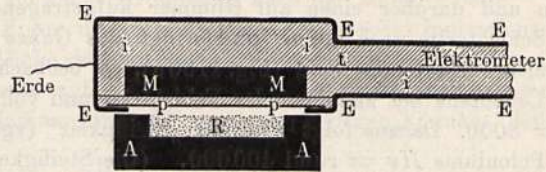


Fig. 1131.



nur relativ schwach ionisiert wird. Fig. 1131 zeigt die Anordnung nach Curie.

Ein Bleiklotz *A* enthält das Radiumsalz. Ihm dicht gegenüber befindet sich die in Paraffin *ii* eingegossene Metallscheibe *M*, welche mit einem empfindlichen Elektrometer verbunden ist. Das Paraffin ist von einer geerdeten Metallhülle *EE* umgeben. Auf der dem Radium zugewandten Seite von *MM* ist die Paraffinschicht nur sehr dünn (etwa $\frac{1}{2}$ mm) und mit einem Blatt *pp* aus Aluminiumfolie bedeckt. Die Verbindungsleitung zum Elektrometer ist mindestens 1 m lang durch Paraffin in abgeleiteter Hülle geführt, um eine direkte Bestrahlung des Elektrometers möglichst zu vermeiden. Am geeignetsten ist ein empfindliches Instrument vom Typus des Hankelschen Elektrometers; doch sind mindestens einige Milligramm Radium für den Versuch nötig. Man beobachtet eine negative Ladung des Elektrometers.

Eine im Prinzip ähnliche Demonstrationsanordnung beschreibt Greinacher²⁾.

Ebenfalls für Demonstrationszwecke geeignet ist die von Strutt³⁾ angegebene „Radiumuhr“ (Fig. 1132).

Im Inneren eines sehr gut evakuierten Glasrohres befindet sich ein hohler Messingzylinder *M* von etwa 1 mm Wandstärke, der von einem isolierenden Quarzstäbchen *q* getragen wird. In das Innere von *M* ragt ein oben offenes, unten geschlossenes, möglichst dünnwandiges Glasröhrchen *r*, in welches das Radiumpräparat eingeführt wird. Die durch das Glas hindurchdringenden β -Strahlen laden den Messingzylinder und bringen das Aluminiumblättchen *a* zum Ausschlagen, bis es sich beim Anstoßen an das geerdete Platinhäkchen *p* entlädt. Um Ladung der Glaswand und äußere elektrostatische Einflüsse abzuhalten, ist die Innenwand des Apparates mit einem Drahtnetz *nn* ausgekleidet, das mit *p* in Verbindung steht.

1 mg Ra emittiert pro Sekunde ungefähr 0,02 cgs-Einheiten durch β -Strahlen (Näheres s. § 395). Nehmen wir die Kapazität des Apparates zu etwa 2 cm an und eine Entladung des Blättchens bei einer Spannung von $\frac{1}{2}$ cgs (150 Volt), so

¹⁾ Compt. rend. **130**, 647 (1900). — ²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 398 (1911). — ³⁾ Phil. Mag. (6) **6**, 588 (1903).

beträgt die maximale Ladung 1 cgs und wird nach etwa 50 Sekunden erreicht. Bei der fast absoluten Isolierfähigkeit des Quarzes ist der Apparat aber auch mit noch viel geringeren Radiummengen betreibbar.

Für α -Strahlen war der Nachweis der Ladung schwieriger zu erbringen. Nach zunächst erfolglosen Versuchen von Rutherford¹⁾ und Strutt²⁾ im Jahre 1904 gelang es J. J. Thomson³⁾, den Grund für den Mißerfolg zu finden und ein positives Resultat zu erhalten:

Die Emission der α -Strahlen ist stets von der gleichzeitigen Emission einer vielmal größeren Menge negativer Elektronen begleitet, deren Geschwindigkeit jedoch sehr gering ist. Für diese sehr langsamen Elektronenstrahlen von nur wenigen Volt Geschwindigkeit ist von Thomson der Name

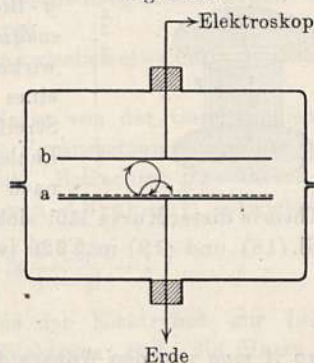
δ -Strahlen

vorgeschlagen worden. (Siehe auch § 399.)

Fig. 1133 zeigt das Schema der Thomson'schen Anordnung: In einem hochevakuierten Gefäß steht einer mit einer dünnen Poloniumschicht bedeckten Platte *a* eine mit einem Elektroskop verbundene isolierte Platte *b* in etwa 3 mm Abstand gegenüber. Das Elektroskop entlud sich bei positiver Ladung etwa 100 mal schneller als bei negativer; das Polonium sandte also offenbar vielmehr negative als positive Teilchen aus. Wurde aber der Apparat in ein zur Plattenebene paralleles Magnetfeld gebracht, so wurden die Bahnen der δ -Teilchen zu engen Kreisen gebogen (vgl. Fig. 1133) und konnten die Platte *b* nicht mehr erreichen. Nunmehr wurde nur noch negative Elektrizität entladen.

Messende Versuche ähnlicher Art sind von Rutherford⁴⁾, Ewers⁵⁾, Aschkinass⁶⁾, Moulin⁷⁾, Rutherford und Geiger⁸⁾ ausgeführt worden. Ferner mit einer der Curieschen analogen Anordnung (vgl. Fig. 1131), nur mit äußerst dünner Dielektrikumschicht von Greinacher⁹⁾. Über die Resultate soll später berichtet werden.

Fig. 1133.



§ 376. Spezifische Ladung und Geschwindigkeit der β -Strahlen; Beziehung zur Relativtheorie. Aus der Tabelle am Schluß des § 374 geht hervor, daß die β -Strahlen im Mittel etwa 500 mal¹⁰⁾ durchdringender sind, als Kathodenstrahlen von der Geschwindigkeit der aus einem Lenardfenster austretenden. Aus den in § 329 mitgeteilten Absorptionsmessungen war deshalb zu folgern, daß die Geschwindigkeit der β -Teilchen diejenige der Kathodenstrahlelektronen bedeutend übertreffen und vermutlich der Lichtgeschwindigkeit schon nahe kommen müsse. Wenn dies der Fall, so war

¹⁾ Phil. Trans. (A) 204, 169 (1904); Phil. Mag. (6) 10, 193 (1905). — ²⁾ Phil. Mag. (6) 8, 157 (1904). — ³⁾ Proc. Cambr. Soc. 13, 40 (1905). — ⁴⁾ Phil. Mag. (6) 10, 193 (1905). — ⁵⁾ Phys. Zeitschr. 7, 148 (1906). — ⁶⁾ Ebenda 8, 773 (1907). — ⁷⁾ Le Radium 1907. — ⁸⁾ Phys. Zeitschr. 10, 42 (1909); Jahrb. d. Rad. 5, 408 (1908). — ⁹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 170 (1909). — ¹⁰⁾ Näheres über die Absorption der β -Strahlen s. § 396.

weiter zu erwarten, daß die in § 286 theoretisch abgeleitete Veränderung der Masse mit der Geschwindigkeit hier der Beobachtung zugänglich werden müsse.

Der experimentelle Nachweis dieser Veränderlichkeit der Masse gelang dem Verfasser im Jahre 1901 und wurde in einer Reihe weiterer Arbeiten¹⁾ in bezug auf die Genauigkeit der Resultate vervollkommen. Da die von einem Radiumkörnchen ausgehenden β -Strahlen ein kontinuierliches „Spektrum“ eines großen Geschwindigkeitsbereiches enthalten²⁾, so wurden die Strahlen gleichzeitig magnetisch und elektrisch abgelenkt. Fig. 1134 zeigt das Schema der Anordnung, die sich in einem evakuierten Glasgefäß befindet.

Die von einem Ra-Körnchen *Ra* ausgehenden Strahlen passieren ein Diaphragma *d* und erzeugen auf einer photographischen Platte in *o* einen kleinen Fleck. Wenn nun durch Laden der Kondensatorplatten *PP* ein elektrisches Feld *F* erzeugt wird, so entsteht außer dem unabgelenkten Mittelfleck bei *o* (von γ - und den wenig ablenkbaren α -Strahlen herrührend) noch ein verwaschener Streifen in der *y*-Richtung. Läßt man statt des elektrischen ein magnetisches Feld *H* ebenfalls in der *y*-Richtung wirken, indem man den Apparat zwischen die Pole eines großen Hufeisenmagneten setzt, so entsteht ein Streifen längs der *z*-Richtung. Wirken endlich beide Fehler zugleich, so erhält man die Kurve *os* oder nach Kommutieren des elektrischen Feldes *os'*. Die

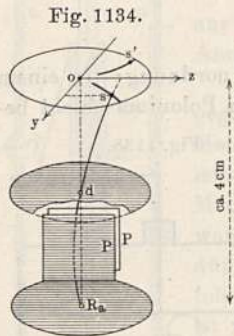


Fig. 1134.

Theorie dieser Kurve läßt sich für kleine Ablenkungen leicht entwickeln. Nach Gl. (18) und (19) in § 320 ist nämlich, wenn *z* klein gegen die Bahnlänge *l*:

$$z = \frac{e}{mv} \cdot H \cdot A \dots \dots \dots (1)$$

wo *A* eine von den Apparatdimensionen abhängige Konstante. Ferner nach Gl. (13) in § 320:

$$y = \frac{e}{mv^2} \cdot F \cdot B \dots \dots \dots (2)$$

wo *B* eine andere Konstante.

Es ist also ceteris paribus:

$$z/y \text{ proportional } v \dots \dots \dots (3)$$

$$z^2/y \text{ proportional } e/m \dots \dots \dots (4)$$

Die exaktere Durchführung der Rechnung für inhomogene Felder und endliche Ablenkungen s. Kaufmann (l. c. 1906).

Fig. 1135 zeigt vergrößert die Gestalt der gefundenen Kurven, Fig. 1135 a ist eine Reproduktion nach einer Originalkurve.

Wäre *e/m* konstant, so müßte z^2/y konstant, jeder Kurvenast also ein Parabelbogen mit der *y*-Richtung als Achse sein; die Kurve müßte in *o* die *z*-Achse tangieren. Die Kurve zeigt aber deutlich ein Einmünden nach *o*

¹⁾ Gött. Nachr. 1901, Heft 1; ebenda 1902, Heft 5; 1903, Heft 3; Phys. Zeitschr. 4, 55 (1902); Ann. d. Phys. (4) 19, 487 (1906).

²⁾ Die Kontinuität ist sekundär durch Absorption im Radium selbst bewirkt. Äußerst dünne Schichten emittieren nur eine Reihe mehr oder weniger zahlreicher Einzelgeschwindigkeiten (s. § 395), doch wurde diese Tatsache erst später gefunden.

unter endlichem Winkel α , also ein Nullwerden von z und damit auch z^2/y für ein endliches $z/y = tg\alpha$. Es gibt also eine bestimmte größte Geschwindigkeit der Elektronen, für welche z und damit auch z^2/y und e/m gleich Null oder, da eine stetige Ladungsänderung sehr unwahrscheinlich, die Masse m unendlich groß wird. Die Auswertung der Felder und Apparatkonstanten ergab, daß die Grenzgeschwindigkeit auf

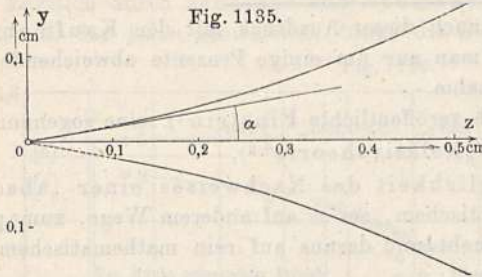


Fig. 1135 a.



einige Prozente genau mit der Lichtgeschwindigkeit übereinstimmte und daß die Werte von e/m für abnehmende Geschwindigkeiten gegen den Kathodenstrahlwert (vgl. § 321) hin konvergieren.

Die nachweisbaren Geschwindigkeiten lagen zwischen etwa $0,5c$ ($c =$ Lichtgeschwindigkeit) und $0,999c$.

Die Theorie für die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit führt zu verschiedenen Resultaten, je nach den Voraussetzungen, welche man über die Gestalt des bewegten Elektrons macht. Betrachtet man dieses als eine starre Kugel, so gelangt man zu einer von Abraham¹⁾ entwickelten Formel:

$$m/m_0 = \frac{3}{4} \frac{1}{\beta} = \left(\frac{1 + \beta^2}{2\beta} \cdot \lg \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right) \dots \dots (5)$$

Hierin bedeutet $\beta = v/c$ das Verhältnis der Elektronen zur Lichtgeschwindigkeit, m_0 die „Ruhmasse“ des Elektrons, d. h. die Masse für sehr kleine Geschwindigkeiten.

Die Formel wurde durch die Messungen anscheinend gut bestätigt, so daß der Schluß berechtigt erschien, die Masse des Elektrons als rein elektromagnetischer Natur zu betrachten [vgl. § 286, Gl. (9)], falls man nicht etwa eine gleichartige Veränderlichkeit jeglicher materieller Masse annehmen wollte.

Relativtheorie. Während die genannten Versuche im Gang waren, setzte eine wissenschaftliche Diskussion von neuem ein über die Frage, warum gewisse Versuche, die absolute Bewegung der Erde im Weltraum auf optischem Wege — durch Interferenz zweier Lichtstrahlen, von denen einer parallel, der andere senkrecht zur Erdbewegung verlief²⁾ — nachzuweisen, stets zu negativen Resultaten geführt hatten.

H. A. Lorentz³⁾ zeigte, daß man auf Grund seiner Elektronentheorie der optischen Erscheinungen⁴⁾ zu einer Erklärung der negativen Resultate gelangen könnte, wenn man alle Molekularkräfte als elektrische oder magnetische Kräfte betrachtete und außerdem dem Elektron statt der starren Ge-

¹⁾ Gött. Nachr. 1902; Theorie der Elektr., Bd. II. — ²⁾ Michelson und Morley, Sil. Journ. 34, 333 (1887). — ³⁾ Versl. Kon. Akad. Amsterdam 1904. — ⁴⁾ Versuch einer Theorie usw. Leiden 1895.

stalt eine von der Geschwindigkeit gesetzmäßig abhängige Form zuschrieb, nämlich diejenige eines in der v -Richtung abgeplatteten Rotationsellipsoides mit der relativen Abplattung $\sqrt{1 - v^2/c^2} : 1$. Für ein solches von Heaviside zuerst untersuchtes Ellipsoid wird aber ein ganz anderer Ausdruck für m/m_0 gefunden, nämlich:

$$m/m_0 = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} \dots \dots \dots (6)$$

Lorentz zeigte, daß auch dieser Ausdruck mit den Kaufmannschen Messungen stimmte, wenn man nur um einige Prozente abweichende Werte der Apparatkonstanten annahm.

Im Jahre 1905 endlich veröffentlichte Einstein¹⁾ seine sogenannte „Relativtheorie“²⁾,

in welcher er die Unmöglichkeit des Nachweises einer „absoluten Bewegung“, sei es auf optischem, sei es auf anderem Wege, zum physikalischen Grundsatz erhebt und daraus auf rein mathematischem Wege zu folgendem Resultat gelangt:

Jede Masse ist von der Geschwindigkeit abhängig, mag sie mechanischer oder elektromagnetischer Natur sein³⁾.

Das Gesetz der Abhängigkeit ist mit obiger Lorentz'scher Gleichung (6) identisch. Die kinetische Energie ist nicht mehr v^2 proportional, sondern wird:

$$E_k = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right] \dots \dots \dots (7)$$

Damit war dem Problem einer Entscheidung zwischen den Gleichungen (5) und (6) eine große Bedeutung verliehen.

Die vom Verfasser (l. c. 1906) in dieser Richtung unternommenen Versuche führten zu keinem eindeutigen Resultat; wenn man nämlich die Konstanten der Kurven aus den gemessenen Feldern und Apparatdimensionen entnahm, so ergab sich Übereinstimmung mit der Abrahamschen Theorie des starren Elektrons, jedoch mit einem Wert von $e/m_0 = 1,86 \cdot 10^7$, welcher zwar dem bis dahin für richtig geltenden (vgl. § 321) Simonschen Wert ($1,88 \cdot 10^7$ für $v = 0$ extrapoliert) recht nahe kam, nicht aber den späteren exakteren Werten in der Nähe von $1,765 \cdot 10^7$. Planck⁴⁾ wies darauf hin, daß die Kurven sich mit der Relativtheorie in Übereinstimmung bringen ließen, wenn man annähme, daß das elektrische Feld in Wirklichkeit um etwa 10 Proz. kleiner gewesen sei, als die direkten Messungen ergaben. Aber die von Herrn Planck vermutete Ursache für eine derartige Feldverminderung erwies sich als nicht ausreichend, und andere Ursachen konnten trotz vieler theoretischer und experimenteller Bemühungen des Verfassers⁵⁾ nicht gefunden werden.

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 17, 891 (1905).

²⁾ Näheres über diese Theorie und die mittlerweile sehr umfangreich gewordene Literatur siehe Laue, „Das Relativitätsprinzip“, Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn; ferner in elementarer Darstellung: E. Cohn, „Physikalisches über Raum und Zeit“, Leipzig, B. G. Teubner, 1913.

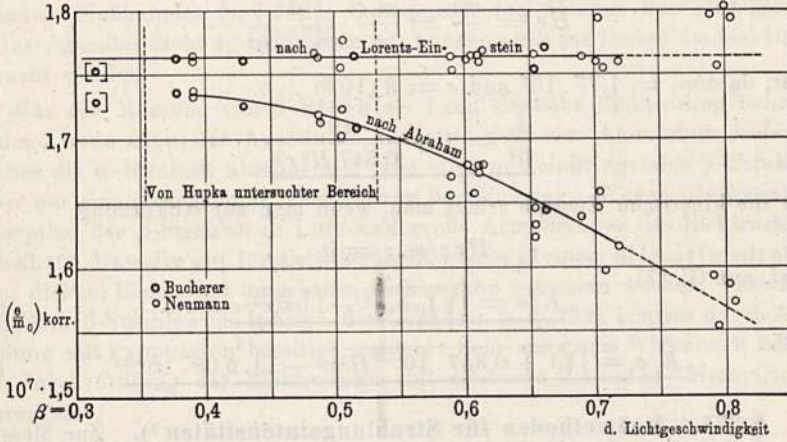
³⁾ In der Relativtheorie ist die „Masse“ nur ein Maß des gesamten Energieinhaltes. Ein System mit der Energie E (Wärme, chemische, elektrische, mechanische usw. Energie) besitzt eine durch den Widerstand gegen Beschleunigungen sich kundtuende „Masse“ $m = E/c^2$.

⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 301 (1907).

⁵⁾ Nicht publiziert.

Eine endgültige Bestätigung der relativtheoretischen Gleichung (6) erfolgte für die β -Strahlen durch Bucherer¹⁾, welcher nach der zuerst von Thomson und von Bestelmeyer²⁾ angewandten Methode der gekreuzten Felder [vgl. § 320, Gl. (20)] aus dem Strahlengemenge ein Bündel ganz bestimmter Geschwindigkeit ausblendete und für dieses die magnetische Ablenkbarkeit im weiteren Bahnverlauf bestimmte; die Versuche Bucherers wurden kürzlich durch Schaefer und Neumann³⁾ wiederholt und vervollständigt. Da für jeden gemessenen Punkt die Geschwindigkeit v , bzw. das

Fig. 1136.



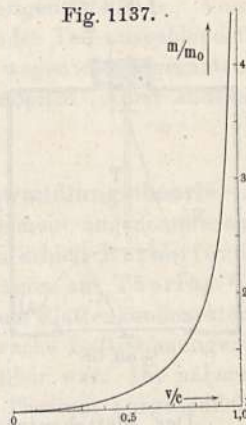
Verhältnis $\beta = v/c$ durch das Verhältnis der beiden kompensierenden Felder F/H und außerdem e/m durch die magnetische Ablenkbarkeit bestimmt war, so konnte e/m_0 nach beiden Formeln berechnet werden. Dann mußte diejenige die richtige sein, welche für alle Punkte denselben und außerdem mit dem Kathodenstrahlwert übereinstimmenden Wert von e/m_0 ergab. Fig. 1136 zeigt die Resultate der Berechnung, welche wohl zweifellos für die Richtigkeit der Relativtheorie sprechen.

Auch für Kathodenstrahlen sehr hoher Geschwindigkeit gelang es schließlich, die Veränderlichkeit der Masse nachzuweisen. Wir nennen die Versuche von Starke⁴⁾, welcher bis zu $v/c = 0,38$ gelangte, und die späteren Versuche von Hupka⁵⁾, welcher das Intervall von 0,35 bis 0,53 mit stark beschleunigten Photokathodenstrahlen untersuchte, sowie von Proctor⁶⁾ und Guye u. Ratnowsky⁷⁾. Die Versuche Hupkas ergaben eine Bestätigung der Relativtheorie.

Die Kurve (Fig. 1137) zeigt, in welcher Weise die Masse mit der Geschwindigkeit zunimmt.

Da die Relativtheorie eine gleiche Veränderlichkeit für jede Masse annimmt, so ist der Schluß auf die elektromagnetische Natur der Elektronenmasse nun nicht

Fig. 1137.



¹⁾ Ann. d. Phys. (4) **28**, 513 (1908). — ²⁾ Ebenda **22**, 429 (1907). — ³⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 935 (1913). — ⁴⁾ Ebenda **5**, 241 (1903). — ⁵⁾ Diss. Berlin 1909; Ann. d. Phys. (4) **31**, 169 (1910); Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 249 (1909). — ⁶⁾ Phys. Rev. **30**, 53 (1910). — ⁷⁾ Arch. d. Genève **29**, 339 (1910).

mehr bindend; man darf jetzt nur noch sagen, daß die Masse ganz oder zum Teil elektromagnetisch sein kann.

Für die später (§ 395 u. 396) mitzuteilenden Beobachtungen an β -Strahlen sind noch die folgenden Beziehungen zwischen der direkt meßbaren magnetischen Steifigkeit Hr einerseits und den Größen: Geschwindigkeit, Energie, spezifische Ladung andererseits wichtig.

Aus Gl. (6) und aus Gl. (17) § 320 folgt, wenn zur Abkürzung

$$\beta = v/c \dots \dots \dots (8)$$

gesetzt wird:

$$Hr = \frac{mv}{e} = \frac{m_0 c}{e} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \dots \dots \dots (9)$$

oder, da $e/m_0 = 1,77 \cdot 10^7$ und $e = 3 \cdot 10^{10}$:

$$\frac{1}{\beta^2} = 1 + \frac{10^6}{0,347 H^2 r^2} \dots \dots \dots (10)$$

Für die kinetische Energie erhält man, wenn man zur Abkürzung

$$Hre/m_0 c = a \dots \dots \dots (11)$$

setzt, aus Gl. (7):

$$E/e = [\sqrt{1 + a^2} - 1] m_0 c^2 / e \dots \dots \dots (12)$$

oder

$$E/e = [\sqrt{1 + 0,347 \cdot 10^{-6} H^2 r^2} - 1] \cdot 5,08 \cdot 10^{-13} \dots \dots (13)$$

§ 377. Meßmethoden für Strahlungsintensitäten ¹⁾. Zur Messung

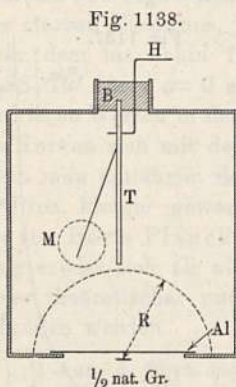
der Strahlungsintensität dient in erster Linie die elektrische Methode, über deren Prinzipien schon in § 344 berichtet ist. In erster Linie muß stets dafür gesorgt werden, daß der gemessene Ionisationsstrom gesättigt ist, was bei den schwach wirkenden γ -Strahlen am leichtesten, bei den β -Strahlen

auch noch leicht, bei den α -Strahlen manchmal nur schwer zu erreichen ist; bei letzteren spielt namentlich die Richtung der Strahlen relativ zu den Kraftlinien des elektrischen Feldes eine Rolle. (Näheres siehe § 390.)

Das zur Messung des Ionisationsstromes dienende Elektrometer kann entweder mit einem besonderen Ionisationsraum, auf welchen die Strahlen wirken, verbunden sein (vgl. Fig. 1073), oder aber es bildet selbst den Ionisationsraum derart, daß das Gehäuse die eine, der bewegliche Leiter (Blättchen, Faden, Nadel) nebst seinem Träger die andere Elektrode bildet. Fig. 1138 zeigt im schematischen Durchschnitt ein

α -Strahlenelektroskop.

Der Blättchenträger T ist durch Bernstein B isoliert; ein drehbarer Hebel H dient zur Ladung; ein als elektrischer und mechanischer Schutz dienender Deckel ist nicht mitgezeichnet. Die Strahlen dringen durch den



¹⁾ Näheres bei Makower u. H. Geiger, „Practical measurements in radioactivity“. London 1912. Ferner: Rutherford, „Radioaktive Umwandlungen“. Braunschweig 1907; sowie Rutherford „d. r. S.“ und Curie „d. R.“

mit dünnster Aluminiumfolie bedeckten Ausschnitt A im Boden des Instrumentes in das Innere. Als Maß des Stromes dient die reziproke Zeit, die das Blättchen zum Durchgang zwischen zwei beliebig gewählten, aber bei allen Messungen gleichen Strichen der Okularskala des Ablesemikroskops M gebraucht.

Damit die Strahlen voll zur Wirkung kommen, muß der Abstand der Wände von A größer sein, als die „Reichweite“ R (vgl. § 375, ferner § 387) der α -Strahlen, welche in Luft im Maximum etwa 8 cm beträgt. Die Vergleichung der α -Strahlen verschiedener radioaktiver Substanzen erfordert besondere Maßnahmen (s. § 388). Substanzen, von welchen eine „Infektion“ des Instrumentes nicht zu befürchten ist, können auch ins Innere des Gehäuses gebracht werden.

Für die Messung von β -Strahlen kann dasselbe Elektroskop benutzt werden, wenn man den Ausschnitt mit etwa 0,05 mm Aluminium bedeckt, welches die α -Strahlen abschneidet. Die etwa mit eindringenden γ -Strahlen geben nur eine geringfügige Vermehrung der Wirkung. Wegen der geringen Absorption der β -Strahlen in Luft sind große Abmessungen des Elektroskops vorteilhaft. Dasselbe gilt für die γ -Strahlen, welche in einem allseitig mit etwa 2 mm dickem Bleimantel umgebenen Elektroskop gemessen werden. Etwaige sekundäre β -Strahlen im Inneren des Gehäuses (s. § 399) können durch Auskleidung mit Pappkarton beseitigt werden. Sehr schwache Wirkungen lassen sich durch Füllung des Elektroskops mit schweren Dämpfen (Methyljodid) verstärken.

Zählung der α -Teilchen. Die Scintillationen eines Zn-S-Schirmes rühren von dem Aufprall der einzelnen α -Teilchen her und gestatten eine direkte Abzählung der in einer bestimmten Richtung und Entfernung vom Präparat pro Sekunde emittierten α -Teilchen. Nicht zu große Intensität, ein sehr gleichmäßiger, feinkörniger Schirm und völlige Dunkelheit sind Vorbedingung für die Brauchbarkeit dieser sehr wichtigen Methode. Von zu starken Präparaten kann durch Abdecken ein passender Teil ausgeblendet werden. Schwächung durch vergrößerten Abstand ist wegen der begrenzten Reichweite nur bei Evakuierung des Strahlungsfeldes möglich. Über andere Zählmethoden s. § 385.

§ 378. Experimentelle Grundlagen der Umwandlungstheorie¹⁾.

Die erste experimentelle Grundlage zu der jetzt allgemein angenommenen „Umwandlungstheorie“ der radioaktiven Erscheinungen erhielt Rutherford im Jahre 1900 durch die Beobachtung der Erscheinungen am Thorium²⁾. Der Ionisationsstrom, den gepulvertes Thoroxyd in einem Plattenkondensator hervorrief, erwies sich äußerst empfindlich gegen schwache Luftströmungen, während bei Uranverbindungen Ähnliches nicht feststellbar war. Die nähere Untersuchung führte zu der Entdeckung eines vom Thorium ausgehenden radioaktiven Gases, für welches Rutherford den Namen

„Emanation“

¹⁾ Näheres: Rutherford, „Radioaktive Umwandlungen“. Deutsch von M. Levin. Braunschweig 1907.

²⁾ Phil. Mag., Jan. u. Febr. 1900; Phys. Zeitschr. 1, 347 (1900).

vorschlug. Auf Grund der späteren Entdeckungen unterscheiden wir jetzt je nach der Herkunft:

Thoriumemanation [abgekürzt Th-Em],
 Radiumemanation [„ Ra-Em]¹⁾,
 Aktiniumemanation [„ Akt-Em]²⁾.

Zum Nachweis der Emanation kann folgende einfache Anordnung dienen (Fig. 1139):

Ein Blechgefäß *A* von etwa 1 Liter Inhalt trägt in seiner Achse einen gegen das Gefäß isolierten und leicht herausnehmbaren Draht *D*, der leitend mit einem beliebigen Elektrometer *E* verbunden ist. Bläst man nun mittels eines Gummigebläses einen schwachen Luftstrom durch einen Kolben *K*, dessen Boden mit feuchtem Thorhydroxyd oder einer Thorнитratlösung bedeckt ist, in das Gefäß *A* hinein, so bemerkt man eine rapide Entladung des Elektroskops³⁾. Es sind nicht etwa in *K* erzeugte Ionen, die, vom Luftstrom mitgeführt, die Entladung hervorrufen, denn die Zwischenschaltung von „Ionenfängern“, wie Wattepfropfen, Drahtgitter, Waschflaschen mit Wasser oder Lösungen, sofern sie nur den Luftstrom nicht zu sehr verlangsamten, ändert nichts an der Erscheinung.

Fig. 1139.

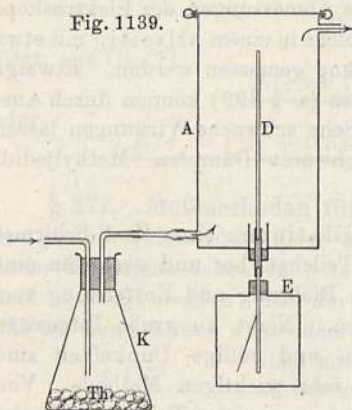
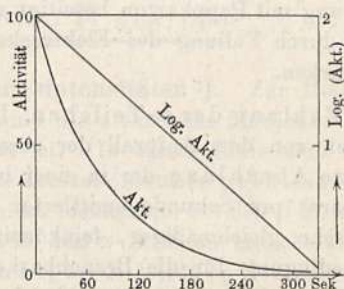


Fig. 1140.



Ladet man nach Abstellung des Luftstromes das Elektroskop von neuem und beobachtet in regelmäßigen Intervallen die Entladegeschwindigkeit, so findet man, daß der Effekt allmählich abnimmt, und zwar so, daß er in etwa 1 Minute (genau in 54 Sekunden) auf die Hälfte, in 2 Minuten auf $\frac{1}{4}$, [in 3 Minuten auf $\frac{1}{8}$ usw. sinkt (Fig. 1140).

Das „Emanationsvermögen“⁴⁾ des Thoriums — und auch des Radiums und Aktiniums — ist stark von der physikalischen Beschaffenheit abhängig und kann z. B. durch Ausglühen fast völlig vernichtet werden; besondere

¹⁾ Entdeckt von Dorn, Naturf. Ges. Halle 1900.

²⁾ Entdeckt von Giesel, Chem. Ber. **35**, 3608 (1902); **36**, 342 (1903); **37**, 1696 (1904).

³⁾ Der Versuch gelingt auch mit trockenen Thorverbindungen, doch ist dann die Einschaltung eines Wattepfropfens zwischen *K* und *A* nötig, um die Verschleppung von Thorstaub zu verhüten. Bei längeren Versuchsreihen muß die aus *A* austretende Luft in einen Abzug oder ins Freie geführt werden, um eine „Infektion“ des Laboratoriums zu vermeiden; ist eine Infektion durch Thorium-Emanation bzw. ihre Produkte, die sich durch mangelhafte Isolation elektrischer Instrumente bemerkbar macht, eingetreten, so hilft nur mehrtägiges gründliches Auslüften. Bei Ra-Emanation kann wegen der langen Lebensdauer seiner Produkte (Ra-D und Ra-F) die Infektion eine dauernde sein.

⁴⁾ Abkürzung für „Vermögen, Emanation abzugeben“.

Versuche zeigten jedoch, daß nicht die Erzeugung, sondern nur die Abgabe der Emanation nach außen beeinflußt wird; erstere erweist sich als völlig unveränderlich.

Die Entladung des Elektroskops setzt sofort aus, wenn man durch einen Luftstrom die Emanation aus dem Ionisationsgefäß herausbläst.

Rutherford und Soddy¹⁾ stellten fest, daß die Wirkung unverändert blieb, wenn statt Luft ein anderes Gas als Träger der Emanation benutzt wurde und daß kein chemisches oder physikalisches Reagens die Emanation in ihren Eigenschaften verändert oder bindet; sie schlossen daraus, daß die Emanation ein Gas aus der Gruppe der Edelgase (Helium, Argon, Krypton, Xenon) sei. Ihre materielle Natur wurde durch die Möglichkeit ihrer Kondensation bei Temperaturen zwischen -120 und 150° festgestellt: Einschalten einer in flüssige Luft tauchenden Bleirohrspirale zwischen *K* und *A* reduziert nämlich den Entladungseffekt beträchtlich. Nach Abschaltung von *K* und rascher Erwärmung der Spirale kann die „eingefrorene“ Emanation in das Prüfgefäß geblasen werden und die Entladung wieder hervorrufen.

Da die Emanation so rasch unwirksam wird, andererseits aber der Versuch, sie aus dem Thorium auszublasen, beliebig oft wiederholt werden kann, so muß angenommen werden, daß sich wirksame Emanation im Thorium dauernd neu bildet; wenn sie aber nicht aus Nichts entstehen soll, so muß ferner angenommen werden, daß ein entsprechender Teil des Thoriums sich direkt oder indirekt in die Emanation verwandelt.

Die zeitliche Abnahme der elektrischen Wirkung der Emanation kann entweder in einer Abnahme der Wirksamkeit der Emanation bei konstant bleibender Menge, oder aber in einer Abnahme der Menge der Emanation selbst beruhen, indem diese sich unter Aussendung von Strahlen in einen anderen Körper verwandelt.

Zu letztgenannter Anschauung führen die Versuche über die sogenannte „induzierte oder erregte Aktivität“ [P. und S. Curie²⁾, P. Curie und Debierne³⁾] oder, nach jetziger Bezeichnungsweise:

„Aktive Niederschläge“.

Jeder Körper, der sich in einem geschlossenen Gefäß in Gegenwart eines Radium-, Thorium- oder Aktiniumpräparates befindet, wird nämlich nach einiger Zeit selbst radioaktiv.

Ferner bleibt bei dem oben beschriebenen Ausblaseversuch, wenn die Emanation längere Zeit durch das Gefäß geströmt war, eine „Restaktivität“ der Gefäßwände zurück.

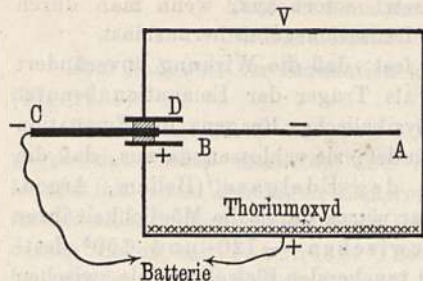
Daß es sich nicht um zerstäubte oder sublimierte Partikel des primär aktiven Körpers handelt, geht aus dem zeitlichen Abfall der erregten Aktivität hervor, der wieder das charakteristische Gesetz — Abfall auf $\frac{1}{2}$ in einer bestimmten Zeit — befolgt⁴⁾. Rutherford⁵⁾ zeigte nun, daß:

1. nur diejenigen Substanzen erregte Aktivität erzeugen, welche Emanation aussenden (Radium, Thorium, Aktinium, nicht aber Uran und Polonium);
2. Emanationsvermögen und Erregungsvermögen parallel gingen;
3. zur Erzeugung erregter Aktivität die Gegenwart der Emanation allein, ohne die primäre Substanz, genügt.

¹⁾ Phil. Mag., Sept. 1902. — ²⁾ Compt. rend. 129, 714 (1899). — ³⁾ Ebenda 132, 548, 768 (1901); Phys. Zeitschr. 2, 500, 513 (1901). — ⁴⁾ Über Komplikationen des Abfallgesetzes s. weiter unten. — ⁵⁾ Phys. Zeitschr. 3, 210 (1902).

Zur Aktivierung eines Körpers, etwa eines Drahtes, genügt die in Fig. 1141 schematisch dargestellte Anordnung: *AB* ist der zu aktivierende Draht, welcher in der Bohrung eines in einem Gummistopfen befestigten Stiftes *C* mit Reibung gehalten wird.

Fig. 1141.



Bleche oder Stanniolblätter aktiviert man mittels der noch einfacheren Anordnung, Fig. 1142.

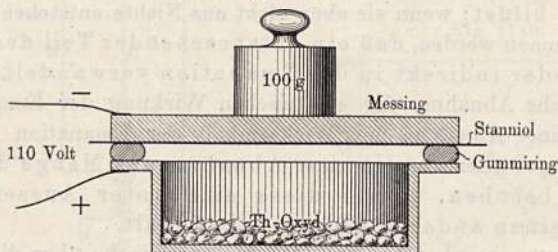
Die Aktivierungszeit wähle man einige Stunden lang.

Die Wirkung wird bedeutend verstärkt, wenn man dem zu aktivierenden Körper ein negatives

Potential (von etwa 100 Volt) gegenüber seiner Umgebung gibt¹⁾ (siehe auch § 392 und 393).

Die Aktivierung rührt von einem materiellen Niederschlag auf dem Draht her, den man durch Abreiben mit einem Lappen oder durch Abätzen

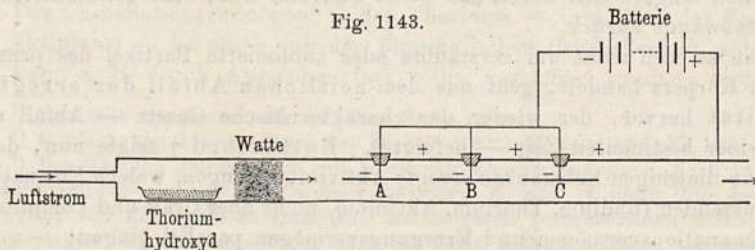
Fig. 1142.



mit Säuren entfernen kann. Die Aktivität befindet sich dann in der Säure und kann durch Eindampfen auf einer Schale als aktiver Beschlag konzentriert werden. Ferner kann die Aktivität von einem Pt-Draht durch Erhitzen auf Rotglut entfernt und auf einer kälteren Hülle kondensiert werden.

Den Zusammenhang der Aktivierung mit der Emanation und ihrer Strahlung zeigte Rutherford durch folgende Anordnung (Fig. 1143):

Fig. 1143.



¹⁾ Bei den Emanationsversuchen (Fig. 1139) empfiehlt es sich, das Elektroskop und die leicht auszuwechselnde oder zu reinigende Innenelektrode stets nur negativ zu laden, um etwa sich bildende aktive Niederschläge dort anzusammeln und eine „Infektion“ des Gefäßes zu verhüten.

Durch einen langsamen, gleichmäßigen Luftstrom wurde Emanation längere Zeit über drei negativ geladene Elektroden *ABC* geleitet, die nachher einzeln untersucht wurden. Vorher war während der Durchströmung die Ionisation der Luft und damit die Strahlung der Emanation bei *ABC* gemessen, indem die Elektroden einzeln mit einem Elektroskop verbunden wurden. Es ergab sich völlige Proportionalität zwischen Strahlung der Emanation einerseits und Aktivierung andererseits. Beide Fähigkeiten der Emanation haben also die gleiche Halbierungszeit von 54 Sekunden. Angesichts der nachgewiesenen materiellen Natur des Niederschlages muß also angenommen werden, daß dieser aus der Emanation entsteht, und da seine Bildungsgeschwindigkeit, also auch die Zerfallsgeschwindigkeit der Emanation, sich der Strahlung der letzteren proportional ergab, so liegt der Schluß nahe, daß Strahlung und Zerfall eng miteinander verknüpfte Vorgänge sind. So gelangten Rutherford und Soddy¹⁾ zur Aufstellung ihrer Zerfalls- oder Umwandlungstheorie, deren Hauptsätze lauten:

A. Radioaktive Körper besitzen **unbeständige Atome**, von denen in jeder Zeiteinheit ein bestimmter Bruchteil explosionsartig zerfällt, wobei gleichzeitig α - oder β -Teilchen emittiert werden.

B. Der Rest des Atoms bildet ein neues „Radioelement“, das seinerseits unter Strahlenemission weiter zerfällt, und so fort bis zur Bildung eines stabilen oder der Langsamkeit seines Zerfalles wegen nicht mehr als radioaktiv erkennbaren Endproduktes.

Diese Theorie, so sehr sie auch dem bis dahin als sichere Grundlage der Chemie geltenden Satz von der Unveränderlichkeit der Elemente widerspricht, hat sich in der Folgezeit als so fruchtbar erwiesen, indem sie sich als sicherster und bis jetzt untrüglicher Leitfaden in dem rasch anwachsenden Gewirr der radioaktiven Tatsachen zeigte, daß wir vielmehr genötigt sind, unsere chemischen Grundanschauungen entsprechend zu modifizieren. Man bedenke, daß die teils direkt, teils indirekt bestimmten Halbierungszeiten von kleinsten Bruchteilen einer Sekunde (z. B.: Akt-A) bis zu Milliarden Jahren (beim Uran) variieren. So gibt für die langsam zerfallenden Stoffe die Radioaktivität erst das Hilfsmittel, um ihre Veränderlichkeit zu erkennen, und die rasch zerfallenden Stoffe haben sich vor Kenntnis der selbst die Spektralreaktionen an Empfindlichkeit weit hinter sich lassenden „Elektroskopreaktion“ überhaupt unserer Kenntnis entzogen. Nichts steht also im Wege und vieles spricht dafür — namentlich das periodische System der Elemente —, daß alle Elemente genetisch zusammenhängen, daß alle sich verwandeln, daß aber diese Verwandlungen sich meist der Beobachtung entziehen, weil sie zu langsam geschehen oder etwaige Strahlen wegen zu geringer Intensität oder Durchdringungsfähigkeit nicht beobachtbar sind.

Bei Demonstrationen dürfte es sich empfehlen, im Anschluß an den Nachweis der Thoriumemanation auch die Radium- und Aktiniumemanation im gleichen Apparat zu demonstrieren. Die entladene Wirkung in einem mit Ra-Em gefüllten Gefäß steigt zunächst schnell an und wird nach etwa 15 Minuten mit etwa dem doppelten Wert fast konstant; entfernt man rasch die durch fortwährendes Wiederaufladen dauernd negativ geladene Innenelektrode, indem man sie mit ihrem Stopfen herauszieht und durch eine

¹⁾ Phil. Mag., Sept. u. Nov. 1902.

neue ersetzt, so beobachtet man wieder den ursprünglichen, aber von neuem rasch steigenden Wert; die herausgenommene Elektrode erweist sich, an einem zweiten Elektroskop gemessen, als aktiv, verliert aber den größten Teil ihrer Aktivität in etwa 15 Minuten, während der dann noch bleibende Rest viel langsamer, nämlich in etwa $\frac{1}{2}$ Stunde auf die Hälfte abfällt. Es hat sich hier offenbar ein sehr rasch zerfallender aktiver Niederschlag (Ra-A) gebildet, der seinerseits sich in einen anderen, viel langsamer zerfallenden Körper (Ra-C) verwandelt (Näheres s. § 380). Läßt man das mit Ra-Emanation gefüllte Gefäß ruhig stehen, so steigt die Wirkung zunächst in einigen Stunden etwa auf das Dreifache, um dann weiter nach je 4 Tagen (genauer 3,86 Tagen) auf $\frac{1}{2}$ zu fallen. Die Ra-Em ist also im Gegensatz zur Thoremanation sehr langlebig. Dagegen erneuert sie sich auch viel langsamer, denn eine Ra-Lösung gibt nach mehrmaligem Durchblasen eines Luftstromes schließlich keine Emanation mehr ab und erneuert ihr Vermögen erst zur Hälfte in etwa 4 Tagen, wenn sie in völlig geschlossenem Gefäß aufbewahrt wird. Zur Demonstration der Emanation genügen äußerst geringe Mengen, etwa 1 ccm einer Lösung von $\frac{1}{100}$ mg Ra Br₂ in 50 ccm mit HCl angesäuertem Wasser. Für die Aktivierungsversuche sind etwas größere Mengen erforderlich.

Das „Ausfrieren“ der Ra-Emanation mittels flüssiger Luft gelingt sehr leicht; ihrer Langlebigkeit wegen kann die Emanation noch nach Stunden wieder „aufgetaut“ und ausgeblasen werden.

Die Aktiniumemanation beobachtet man leicht mittels eines über festes Aktiniumhydroxyd streichenden Luftstromes; der Abfall der Blättchen ist zunächst äußerst rasch, vermindert sich aber schon nach wenigen Sekunden und ist nach etwa 1 bis 2 Minuten praktisch völlig verschwunden. Die Aktiniumemanation ist also äußerst kurzlebig, ihre Halbwertszeit beträgt nur 3,9 Sekunden. Bringt man ein Aktiniumpräparat in ein kurzes Glasröhrchen zwischen zwei Wattepfropfen und bläst einen langsamen Luftstrom hindurch gegen einen Zinksulfidschirm, so beobachtet man in völliger Dunkelheit ein wolkenartiges, scintillierendes Leuchten des Schirmes.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß die hier aufgezählten Umwandlungsvorgänge nur als leicht nachzuprüfende Beispiele gelten sollen. Die vollständigen Umwandlungsreihen enthält § 400.

§ 379. Scheinbar konstante radioaktive Substanzen¹⁾; radioaktives Gleichgewicht. Ein Thoriumsalz oder eine Thoriumlösung scheinen bis auf die dauernde Produktion der Emanation völlig konstant zu sein. Rutherford und Soddy²⁾ zeigten jedoch, daß die Emanation gar nicht aus dem Thorium selbst, sondern aus einem chemisch abscheidbaren Zwischenprodukt stammt, das sie

„Thorium-X“,

abgekürzt Th-X, nannten. Spätere Forschungen ergaben noch mehrere andere Zwischenprodukte, nämlich die von Hahn³⁾ entdeckten Substanzen Mesothorium und Radiothorium (siehe § 400).

¹⁾ Bezüglich der Auswahl der Beispiele vgl. den Schlußabsatz des vorigen Paragraphen. — ²⁾ l. c. — ³⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **76**, 115 (1905); Phys. Zeitschr. **8**, 277 (1907); **9**, 392 (1908).

Aus einer Lösung von Th-Nitrat werde das Th als Hydroxyd mittels Ammoniak gefällt und abfiltriert. Ein Teil des Filtrates werde in einem Tiegel eingedampft¹⁾ und durch weiteres Erhitzen das Ammoniumsalz zersetzt und verflüchtigt. Es bleibt ein kaum merklicher Beschlag auf dem Tiegel, welcher sich als äußerst stark aktiv erweist.

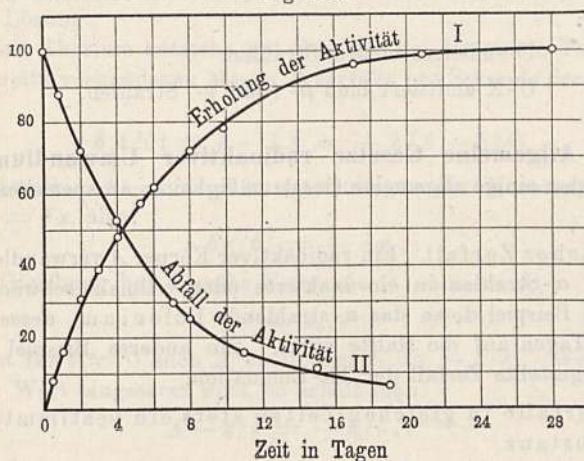
Prüft man einen Teil des völlig Th-freien Filtrates auf Emanationsvermögen, so zeigt sich dieses fast so stark wie das der Ausgangslösung.

Drei- bis viermalige Wiederholung der Fällung des Th und Wiederauflösung in HNO_3 nimmt dem Th sein Emanationsvermögen vollständig, während dasselbe in unverminderter Stärke in das — durch Eindampfen entsprechend eingeeengte — Filtrat übergegangen ist. Letzteres enthält also das Th-X in unwägbarer Menge.

Das Th-X verliert sowohl seine Aktivität — am eingedampften Rückstand mittels α -Strahlenelektroskop gemessen — als auch sein Emanationsvermögen nach etwa 4 Tagen zur Hälfte, es wandelt sich offenbar in die Emanation um.

Das vom Th-X befreite Th-Nitrat bildet in einigen Tagen neues Th-X, das wieder abgeschieden werden kann. Fig. 1144 zeigt in Kurve II den Ab-

Fig. 1144.



fall des Th-X, in Kurve I den Anstieg des Th nach Abzug des anfänglichen Wertes, beide gemessen an ihrem Emanationsvermögen.

Das scheinbar konstante Emanationsvermögen des Th beruht also auf einem „beweglichen Gleichgewicht“ zwischen Th und Th-X, indem von letzterem jederzeit so viel neu gebildet wird, wie sich in Th-Em umwandelt.

Beim Radium sind ähnliche Zwischenprodukte zwischen dem Ra und seiner Emanation nicht gefunden worden. Dagegen gelingt es leicht, aus Ra-Lösungen, die entweder aus einige Jahre alten Ra-Salzen frisch hergestellt sind oder aber in zugeschmolzenem Gefäß einige Jahre gestanden haben, ein stark α -strahlendes Produkt abzuschneiden, indem man einen blank polierten Streifen Kupfer- oder Wismutblech einige Stunden lang in die Lösung eintaucht. Das — sorgfältig abgspülte — Blech bringt einen Zn-Sulfid-

¹⁾ Die chemischen Operationen sind in einem besonderen Raume und unter dem Abzug vorzunehmen.

schirm zum Leuchten¹⁾. Der Abfall seiner Aktivität auf die Hälfte in 136 Tagen, die ausschließliche Emission von α -Strahlen von 3,8 cm Reichweite weisen auf die Identität dieses Produktes mit dem Polonium hin. Die vom Polonium befreite und im zugeschmolzenen Gefäß aufbewahrte Ra-Lösung bildet neues Polonium erst im Laufe mehrerer Jahre wieder. Das Polonium ist also kein direktes Umwandlungsprodukt der Emanation, bzw. der auf diese zuerst folgenden rasch zerfallenden Niederschläge, sondern es entsteht aus einem sehr langsam, im Laufe von Jahren wachsenden Zwischenprodukt (Ra-D). Das Polonium selbst wird in der Reihe der Ra-Produkte als

Ra-F

bezeichnet (siehe § 400).

Endlich sei noch erwähnt, daß schon 1900 Crookes²⁾ aus dem Uran einen Körper abschied, den er Uran-X (abgekürzt U-X) nannte und der die photographisch wirksamen Strahlen aussandte, während das U fast unwirksam wurde. Becquerel³⁾ beobachtete zuerst den allmählichen Abfall des U-X und die Erholung des U.

Das U-X sendet also offenbar β -Strahlen aus, das U dagegen nicht. Nach der α -Strahlenmethode (Elektroskop) untersucht, zeigt sich dagegen das U-X als unwirksam, während das U seine volle Aktivität behält. Wir schließen also:

U emittiert bloß α -Strahlen,

U-X emittiert bloß β - (und γ -) Strahlen.

§ 380. Allgemeine Gesetze radioaktiver Umwandlungen. Im folgenden werden einige allgemeine Gesetzmäßigkeiten an speziellen Beispielen erläutert.

a) Einfacher Zerfall. Ein radioaktiver Körper A verwandle sich unter Emission von α -Strahlen in ein inaktives oder vielmals schwächeres Endprodukt. Als Beispiel diene das α -strahlende Polonium, dessen Aktivität in etwa 136 Tagen auf die Hälfte sinkt. Ein anderes Beispiel ist der in Fig. 1140 dargestellte Zerfall der Th-Emanation.

A. Es zerfällt in gleichen Zeiten stets ein bestimmter Bruchteil der Substanz.

Ist λ der pro Zeiteinheit zerfallende Bruchteil und beträgt die durch die α -Strahlung gemessene Menge zu irgend einer Zeit A , so zerfällt in der Zeit δt die Menge $\lambda \cdot A \cdot \delta t$ und es ist:

$$\delta A / \delta t = - \lambda A$$

oder:

$$\delta A / A = - \lambda \cdot \delta t \dots \dots \dots (1)$$

hieraus folgt [vgl. § 100, Gl. (3) u. (4)]:

$$\ln A = \ln A_0 - \lambda t \dots \dots \dots (2)$$

oder:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \dots \dots \dots (3)$$

¹⁾ Die Lösung muß etwa 0,1 mg Ra enthalten, das eingetauchte Blech höchstens etwa 25 mm² groß sein. — ²⁾ Proc. Roy. Soc. **66**, 409 (1900). — ³⁾ Compt. rend. **131**, 137 (1900); **133**, 977 (1901).

Die einfachste Prüfung des in den Gl. (1) bis (3) ausgesprochenen Zerfallsgesetzes ist die Auftragung von $\ln A$ als Ordinate und t als Abszisse:

B. Liegt ein einfacher Zerfall vor, so muß die logarithmische Zerfallskurve eine gerade Linie sein (vgl. Fig. 1140).

Einen ganz entsprechenden Verlauf erhält man für Radiumemanation, die (mit Luft gemengt) über Quecksilber aufgefangen und von dort in jedesmal gleichen Portionen von Tag zu Tag in ein Meßgefäß übergeführt wird; die Aktivität fällt in etwa 4 Tagen (genauer in 3,86 Tagen) auf die Hälfte.

Die Größe λ heißt die

„Zerfallskonstante“

und wird in reziproken Sekunden, Minuten oder Tagen angegeben.

Anschaulicher ist die „Halbierungszeit“ τ , welche mit λ durch die Gleichung zusammenhängt:

$$e^{-\lambda\tau} = 1/2 \quad \text{oder} \quad \lambda\tau = \ln 2 = 0,694 \dots \dots \dots (4)$$

also:

$$\tau = 0,694/\lambda \dots \dots \dots (5)$$

b) Entstehung aus konstanter Muttersubstanz. Als Beispiel diene die Entstehung des Th-X aus einer praktisch als konstant zu betrachtenden Th-Lösung.

Aus dem Thorium entstehe pro Sekunde die konstante Th-X-Menge k . Von der bereits vorhandenen Menge A zerfällt pro Sekunde der Bruchteil λA . Also ist:

$$\delta A/\delta t = k - \lambda A = -\lambda(A - k/\lambda) \dots \dots \dots (6)$$

Schreiben wir $A - k/\lambda = x$, so ist wegen der Konstanz von k/λ zu setzen $\delta A = \delta x$, also:

$$\delta x/\delta t = -\lambda x \dots \dots \dots (7)$$

Diese Gleichung hat dieselbe Form wie (1), also wird:

$$x = x_0 \cdot e^{-\lambda t} \dots \dots \dots (8)$$

Nun ist für $t = 0$ auch $A = 0$, also $x_0 = -k/\lambda$. Wenn also für x wieder sein Wert eingesetzt wird, so erhält man:

$$A - k/\lambda = -k/\lambda \cdot e^{-\lambda t}$$

oder:

$$A = A_0 (1 - e^{-\lambda t}) \dots \dots \dots (9)$$

wobei

$$A_0 = k/\lambda \dots \dots \dots (10)$$

der nach unendlich langer Zeit erreichte Grenzwert. Da die Anstiegsgleichung (9) für $(A - A_0)$ denselben Verlauf ergibt, wie die Abfallgleichung (3) für A , so folgt:

C. Abfall- und Anstiegskurve einer radioaktiven Substanz sind völlig symmetrisch, vgl. Fig. 1144 in § 379.

c) Radioaktives Gleichgewicht. Nach unendlich langer Zeit¹⁾ wird in Gl. (9) $A = A_0$ und man beobachtet eine scheinbare Konstanz des Th-X, weil in jedem Augenblick ebensoviel zerfällt, wie neu entsteht.

¹⁾ Das Gleichgewicht ist auf etwa 1 Proz. erreicht für $t = 7$ facher Halbierungszeit.

Dasselbe gilt von der Emanation einer längere Zeit in geschlossenem Gefäß befindlichen Ra-Lösung.

Betrachten wir die Emanation als ein Zerfallsprodukt des Ra, bezeichnen die Radiummenge mit R , die Emanationsmenge mit E , die Zerfallskonstanten mit λ_R und λ_E , so wird:

$$k = -\delta R / \delta t = \lambda_R \cdot R,$$

so wird im Gleichgewicht:

$$\lambda_R \cdot R = \lambda_E \cdot E$$

oder:

$$\underline{E/R = \lambda_R/\lambda_E = \tau_E/\tau_R} \dots \dots \dots (11)$$

oder in Worten:

D. Die Mengen zweier im radioaktiven Gleichgewicht befindlichen Stoffe verhalten sich umgekehrt wie die Umwandlungskonstanten, direkt wie die Halbwertszeiten.

Wenn also das sehr langsam¹⁾ zur Hälfte zerfallende Ra in wägbaren Mengen vorhanden ist, so kann die in ihm enthaltene Gleichgewichtsmenge an Emanation nur außerordentlich klein sein. Gleichwohl ist ihr direkter Nachweis gelungen (siehe § 384). Noch viel kleiner sind danach die Gleichgewichtsmengen der viel rascher zerfallenden Th- und Akt-Emanation.

Gl. (11) läßt sich leicht auf beliebig viele Substanzen ausdehnen.

Bildet eine sehr langsam zerfallende Ausgangssubstanz der Reihe nach die Produkte ABC usw., so gilt:

$$\underline{\lambda_A \cdot A = \lambda_B \cdot B = \lambda_C \cdot C} \dots \dots \dots (12)$$

oder

$$\underline{A/\tau_A = B/\tau_B = C/\tau_C} \dots \dots \dots (13)$$

d) Strahlungsintensität und Umwandlungskonstante. Nach Rutherford soll die Strahlung eine Begleiterscheinung der Umwandlung sein, derart, daß bei jedem Zerfall eines Atoms eine bestimmte Strahlung emittiert wird. Die einzelnen Glieder $\lambda_A \cdot A$ usw. der Gl. (12) sind also den Anteilen der einzelnen Produkte ABC usw. an der Gesamtstrahlung proportional.

Läßt man $RaBr_2$ aus einer Lösung mit Überschuß von $BaBr_2$ frisch auskristallisieren, löst einige Kristalle wieder auf und verdampft einige Tropfen der Lösung auf einem blanken Blechteller, so erhält man eine äußerst dünne Schicht²⁾ eines von seiner Emanation und seinen späteren Verwandlungsprodukten befreiten Ra-Salzes. Die α -Aktivität des Präparates werde gleich 1 gesetzt. Man beobachtet eine erst raschere, dann langsamere Zunahme der α -Strahlung und nach etwa einem Monat wird ein Grenzwert erreicht, der etwa gleich dem Fünffachen des Anfangswertes ist (siehe auch § 387, Fig. 1149). Das Ra ist dann im Gleichgewicht mit seinen α -strahlenden Umwandlungsprodukten, von denen wir im § 378 drei kennen gelernt haben, nämlich die Emanation ($\tau = 3,86$ Tage), einen sehr rasch zerfallenden Niederschlag (Ra-A) und einen weniger rasch zerfallenden (Ra-C); das in § 379 erwähnte Polonium oder Ra-F kommt nicht in Betracht, da es erst aus einem sehr langsam ($\tau = 16,5$ Jahre) sich ansammelnden Zwischenprodukt

¹⁾ In rund 1800 Jahren (s. § 383).

²⁾ Schichten von merklicher Dicke würden einen Teil der α -Teilchen absorbieren.

Ra-D entsteht. Die vier Produkte Ra, Ra-Em, Ra-A und Ra-C haben also zusammen die etwa fünffache α -Aktivität, wie das Ra allein.

Es liegt die Annahme nahe, daß bei jeder mit α -Strahlung verbundenen Atomumwandlung immer dieselbe Zahl von α -Teilchen emittiert wird [Rutherford¹⁾]. Wäre die Geschwindigkeit und damit die Ionisationsfähigkeit der α -Teilchen für jede Umwandlung dieselbe, so müßte man für das Ra plus seinen drei Produkten die vierfache Aktivität des Ra erwarten. Die Abweichung rührt, wie wir später (§ 387 u. 388) sehen werden, von der verschiedenen Geschwindigkeit der α -Teilchen her. Dagegen erhält man exakte Steigerung auf das Vierfache des Anfangswertes, wenn man die emittierten α -Teilchen nach der Scintillationsmethode zählt.

Später (§ 383) zu beschreibende Versuche haben ergeben, daß bei jeder von α -Strahlung begleiteten Umwandlung je ein α -Teilchen emittiert wird.

Wir gelangen jedenfalls zu der allgemeinen Regel:

E. Die einzelnen α -strahlenden Glieder einer Umwandlungsreihe tragen im Gleichgewicht gleich viel zur Gesamtzahl der α -Teilchen bei.

Diese Regel hat sich stets bewährt, und wo man Ausnahmen zu finden glaubte, etwa doppelte Zahl der α -Teilchen eines Produktes, hat sich stets herausgestellt, daß noch ein zunächst übersehenes, sehr rasch zerfallendes und daher mit seiner Ausgangssubstanz praktisch stets im Gleichgewicht befindliches oder von ihm bisher nicht abtrennbares Zwischenprodukt existierte. [Beispiele: Th-Em ($\tau = 53''$) plus Th-A ($\tau = 0,14''$), oder Akt-Em ($\tau = 3,9''$) plus Akt-A ($\tau = 0,002''$) s. § 389.]

e) Sukzessive Umwandlung. Eine Substanz B mit der Konstante λ_B verwandle sich in C mit der Konstante λ_C . Wenn anfangs B_0 und C_0 vorhanden, wie groß ist dann B und C zur Zeit t ?

Es ist offenbar:

$$\delta B / \delta t = -\lambda_B \cdot B \dots \dots \dots (14)$$

also:

$$B = B_0 \cdot e^{-\lambda_B \cdot t} \dots \dots \dots (15)$$

ferner, da C sich gleichzeitig aus B bildet und selbst zerfällt:

$$\delta C / \delta t = \lambda_B \cdot B - \lambda_C C = \lambda_B B_0 e^{-\lambda_B t} - \lambda_C C \dots \dots (16)$$

die Lösung von (16) lautet²⁾:

$$C = C_0 e^{-\lambda_C t} + \frac{\lambda_B}{\lambda_C - \lambda_B} \cdot B_0 [e^{-\lambda_B t} - e^{-\lambda_C t}] \dots \dots (17)$$

wobei C_0 der Wert von C für $t = 0$ ist. Fig. 1145, Kurve $LLBC$ zeigt den Verlauf der Gl. (17), für $C_0 = B_0 = 50$ und $1/\lambda_B = 38,5'$, $1/\lambda_C = 28,1'$.

Spezialfälle:

1. $C_0 = 0$.

Die Gl. (17) beschränkt sich auf das zweite Glied. Der Ausdruck in der Klammer ist 0 für $t = 0$ und für $t = \infty$. Dazwischen liegt ein Maximum für den Zeitpunkt t_m , das bestimmt ist durch:

$$\delta C / \delta t = 0.$$

¹⁾ Phil. Mag. (6) 10, 193 (1905). — ²⁾ Die Richtigkeit ergibt sich durch Bildung von $\delta C / \delta t$ und Einsetzen in Gl. (16).

Dann ist aber nach (16) und (17):

$$\left(\lambda_B - \frac{\lambda_C \lambda_B}{\lambda_C - \lambda_B}\right) e^{-\lambda_B t_m} + \frac{\lambda_C \lambda_B}{\lambda_C - \lambda_B} e^{-\lambda t_m} = 0$$

oder nach einigen Umrechnungen:

$$t_m = \frac{\ln(\lambda_B/\lambda_C)}{\lambda_B - \lambda_C} \text{ (s. Kurve } BB \text{ in Fig. 1145) } \dots \dots (18)$$

2. λ_B sehr klein gegen λ_C .

Nach genügend langer Zeit sind die Glieder mit $e^{-\lambda_C t}$ gegen die Glieder mit $e^{-\lambda_B t}$ zu vernachlässigen; ferner ist $\lambda_C - \lambda_B = \lambda_C$ zu setzen, und es wird:

$$\lambda_C C = \lambda_B B_0 e^{-\lambda_B t} = \lambda_B \cdot B \dots \dots \dots (19)$$

In Worten:

F. Eine sehr schnell zerfallende Substanz ist mit der langsam zerfallenden Muttersubstanz nach genügend langer Zeit im radioaktiven Gleichgewicht und zerfällt nach demselben Gesetz wie dieses.

(Beispiel ist der bereits betrachtete Fall der Ra-Em im Gleichgewicht mit Ra.)

3. λ_B kleiner als λ_C , aber von gleicher Größenordnung.

Nach genügend langer Zeit überwiegt auch jetzt noch das Glied mit $e^{-\lambda_B t}$, und es wird:

$$C = \lambda_B B / (\lambda_C - \lambda_B) \dots \dots \dots (20)$$

Auch jetzt folgt C dem Zerfallsgesetz von B , aber seine Menge ist geringer als dem Gleichgewicht entspräche.

4. λ_C kleiner als λ_B .

Nach genügend langer Zeit überwiegt $e^{-\lambda_C t}$, also:

$$C = \left(C_0 - \frac{\lambda_B}{\lambda_C - \lambda_B} B_0\right) e^{-\lambda_C t} \dots \dots \dots (21)$$

Jetzt zerfällt C nach genügend langer Zeit nach dem einfachen Exponentialgesetz mit seiner eigenen Zerfallsgeschwindigkeit.

Fassen wir Fall (3) und (4) zusammen, so folgt:

G. In einem aus zwei Substanzen bestehenden System folgen nach genügend langer Zeit beide dem einfachen Zerfallsgesetz des langsamer zerfallenden Bestandteiles.

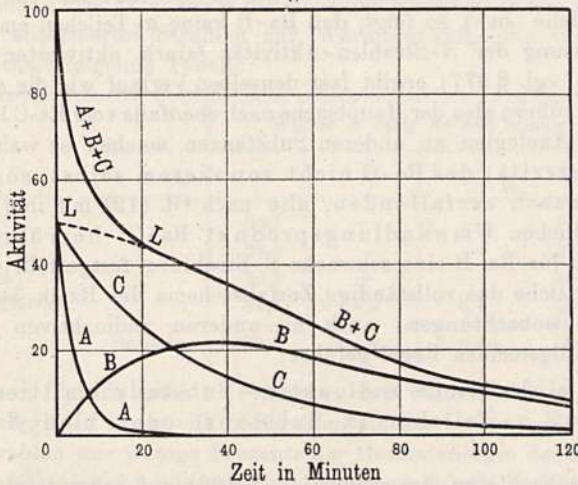
Als Beispiel betrachten wir die Umwandlung des aktiven Niederschlags der Ra-Emanation¹⁾:

Die obere Kurve in Fig. 1145 zeigt die α -Aktivität eines Drahtes, der lange Zeit (etwa 24 Stunden) der Emanation ausgesetzt war, dessen aktiver Niederschlag also mit der langlebigen Emanation praktisch im Gleichgewicht ist. Die Aktivität fällt zunächst sehr rasch in 15' etwa auf die Hälfte, worauf ein viel langsamerer Zerfall folgt. Es ist offenbar anfangs eine rasch zerfallende, α -strahlende Substanz vorhanden, die in 15' praktisch verschwindet.

¹⁾ Zuerst quantitativ untersucht von P. Curie u. Danne, Compt. rend. 136, 364 (1903).

Wir nennen sie Ra-A. Verlängert man den gestreckten Teil der Kurve bis zum Punkt 50 der Ordinatenachse, und bildet die Differenz zwischen dem steilen Stück und der Verlängerung *LL*, so erhält man die Kurve *A*, welche ein einfaches Exponentialgesetz mit $1/\lambda_A = 4,3'$ oder $\tau = 3,0'$ befolgt; sie ist die Zerfallskurve für Ra-A. Da die nach Abzug von *A* restierende α -Aktivität etwa die Hälfte der Anfangsmenge beträgt, so folgern wir nach Satz E, daß nur noch **eine** andere α -Substanz

Fig. 1145.



ursprünglich vorhanden war. Die nach Abzug von *A* übrigbleibende Kurve *LLBC* folgt zunächst keinem einfachen Exponentialgesetz, sondern der Gl. (17); nach langer Zeit geht sie in eine einfache Kurve mit $1/\lambda = 38,5'$ oder $\tau = 26,7'$ über. Es handelt sich hier offenbar um eine Umwandlung nach dem Schema der Gl. (17), wobei bloß die Substanz *C* α -Strahlen emittiert.

Da im Anfang *B* und *C* im Gleichgewicht, so ist

$$\lambda_C C_0 = \lambda_B B_0 \dots \dots \dots (22)$$

und es wird:

$$C/C_0 = \frac{\lambda_C e^{-\lambda_B t} - \lambda_B e^{-\lambda_C t}}{\lambda_C - \lambda_B} \dots \dots \dots (23)$$

Die rechte Seite von Gl. (23) ändert sich nicht, wenn λ_B und λ_C vertauscht werden. Es läßt sich also aus dem Verlauf nicht entscheiden, welche der beiden die experimentell gefundene Kurve nach Gl.(17) darstellenden Konstanten $1/\lambda = 38,5'$ und $1/\lambda = 28,1'$ der Substanz *B* und welche der Substanz *C* zuzuordnen ist.

Eine Entscheidung hierüber haben Versuche über die Einwirkung starker Erhitzung auf den Aktivitätsverlauf gebracht [Curie u. Danne¹⁾, Bronson²⁾]. Diese haben gezeigt, daß Ra-B flüchtiger ist als Ra-C und daß nach Erhitzung eine α -Substanz zurückbleibt, die nahezu exponentiell mit $1/\lambda = 28,1'$ abfällt. Wir setzen also:

$$1/\lambda_C = 28,1' \text{ und } 1/\lambda_B = 38,5' \quad (\tau_C = 19,5', \tau_B = 26,7').$$

¹⁾ Compt. rend. 138, 748 (1904). — ²⁾ Phil. Mag. (6) 11, 143 (1906).

Die Kurve für C ($LLBC$) läßt sich nach Gl. (23) auch zerlegen in die Abfallkurve $C_0 e^{-\lambda_C t}$, welche den Abfall des ursprünglichen Ra-C darstellt (Kurve CC) und die Kurve

$$C_0 \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \cdot [e^{-\lambda_B t} - e^{-\lambda_C t}],$$

welche von dem aus B neugebildeten C herrührt (Kurve BB).

Da die α -Strahlen-Aktivität so verläuft, als rühre sie von Ra-C allein her und ferner den fünf Produkten vom Ra bis zum Ra-C nur vier α -Teilchen entsprechen (siehe oben), so folgt, daß Ra-B keine α -Teilchen emittiert.

Eine Messung der β -Strahlen-Aktivität (stark aktivierter Draht und β -Elektroskop, vgl. § 377) ergibt fast denselben Verlauf wie die α -Aktivität. Die β -Strahlen rühren also der Hauptsache nach ebenfalls vom Ra-C her. Spätere Versuche und Analogien an anderen Substanzen machen es wahrscheinlich, daß die α -Aktivität des Ra-C nicht von diesem selbst, sondern von einem sehr rasch zerfallenden, also nach Gl. (19) mit ihm im Gleichgewicht befindlichen Umwandlungsprodukt Ra-C' herrührt. Endlich ist später auch für Ra-B eine schwache β -Strahlung festgestellt worden.

Man vergleiche das vollständige Zerfallsschema des Ra in § 400.

Ähnliche Beobachtungen, auch an anderen radioaktiven Produkten, haben zu der allgemeinen Regel geführt:

H. Eine einheitliche radioaktive Substanz emittiert primär entweder bloß α -Teilchen (α -Substanz) oder bloß β -Teilchen (β -Substanz).

Ob die beobachteten Ausnahmen (s. § 400) auf Sekundärstrahlung beruhen, bedarf noch der Aufklärung.

Über die Zahl der β -Teilchen bei einer Umwandlung siehe § 395.

Was endlich die γ -Strahlung betrifft, so ist ihr zeitlicher Verlauf in allen Fällen so genau demjenigen der gleichzeitigen β -Strahlung parallel, daß hier die Annahme von mit den β -Substanzen im Gleichgewicht befindlichen, rasch zerfallenden besonderen γ -Substanzen wenig wahrscheinlich erscheint. Viel wahrscheinlicher erscheint die Annahme:

I. β - und γ -Strahlen werden gleichzeitig emittiert; die γ -Strahlen sind ihrer Natur nach harte Röntgenstrahlen, welche bei dem Durchgang des β -Teilchens durch das zerfallende Atom emittiert werden. Näheres siehe § 398.

§ 381. Wärmeentwicklung radioaktiver Substanzen. Im Jahre 1903 fanden P. Curie und Laborde¹⁾, daß Radiumsalze eine etwas höhere Temperatur haben als ihre Umgebung, daß also in ihnen eine fortwährende Wärmeentwicklung statthaben muß. Dasselbe beobachtete fast gleichzeitig Giesel²⁾.

Die genaue Messung der von einer bestimmten Radiummenge entwickelten Wärmemenge erfordert große Radiummengen oder sehr empfindliche Meßmethoden; wegen letzterer muß auf die Originalarbeiten oder auf die Darstellung bei Rutherford (d. r. S.) verwiesen werden.

Die genauesten Resultate sind wohl diejenigen von St. Meyer und Heß³⁾, welche die von 1 g Radium im radioaktiven Gleichgewicht mit seinen

¹⁾ Compt. rend. **136**, 673 (1903). — ²⁾ Chem. Ber. **36**, 2368 (1903). — ³⁾ Wien. Ber. **121**, 603 (1912).

kurzlebigen Produkten (Emanation, Ra-A, B, C) entwickelte Wärmemenge zu
132 cal/Stunde

bestimmten. Hierbei wurden die α - und β -Strahlen völlig, die γ -Strahlen zu etwa 15 Proz. im Kalorimeter absorbiert. Zu einem nur wenig abweichenden Resultat gelangten Rutherford und Robinson¹⁾, welche

134,7 cal/Stunde

fanden; sie untersuchten ferner auch die Verteilung der Wärmeentwicklung auf die einzelnen Produkte, sowie die einzelnen Strahlen, indem sie annahmen, daß nur die absorbierten Strahlen zur Wärmeentwicklung beitragen. Die Resultate enthält folgende Tabelle:

	Wärme in cal/g Ra und Stunde			
	α	β	γ	Summe
Ra	25,1	—	—	25,1
Em	28,6	—	—	28,6
Ra-A	30,5	—	—	30,5
Ra-B + C	39,4	4,7	6,4	50,5
Summe	123,6	4,7	6,4	134,7

Aus dieser Tabelle geht klar hervor, daß weitaus der größte Teil der Strahlungsenergie in Form von α -Strahlen emittiert wird, daß dagegen die β - und γ -Strahlen nur wenige Prozente der Gesamtenergie darstellen. Ferner sieht man, daß die vier untereinander im Gleichgewicht befindlichen α -Substanzen annähernd gleich viel Wärme entwickeln; die Unterschiede rühren von der verschiedenen Anfangsgeschwindigkeit der betreffenden α -Strahlen her (s. § 387).

Der Betrag der umgesetzten Energie ist ein enorm großer. Wir werden später sehen (§ 383), daß das Radium in rund 1800 Jahren zur Hälfte zerfällt; daraus ergibt sich für die Wärmeproduktion beim Zerfall von 1 g Radium der Betrag von etwa 3 Milliarden cal. Dieselbe Wärmemenge entsteht bei der Verbrennung von etwa 400 kg Steinkohle. Wir haben jedoch keinerlei Mittel, die Wärmeabgabe des Radiums zu beschleunigen, oder etwa die erzeugte Wärme längere Zeit zu akkumulieren und dann auf einmal auszugeben.

Von gleicher Größe ist auch die Wärmeproduktion der Emanation, nur daß hier die Ausgabe zur Hälfte bereits in etwa 4 Tagen erfolgt. 1 ccm Knallgas gibt beim Verbrennen etwa 2 cal. 1 ccm Emanation (im Gleichgewicht mit etwa 1700 g Ra) würde pro Stunde etwa 50 000 cal entwickeln, während ihres totalen Zerfalls aber etwa 7 000 000 cal.

Auf ein Molekül berechnet, also 226,5 g Ra (s. § 382) oder 222,5 g Em (s. § 384), erhält man für die beim totalen Zerfall frei werdende Wärme:

für Ra (ohne Umwandlungsprodukte) . . . 133 · 10⁹ cal
 für Em 142 · 10⁹ „

Wir müssen also annehmen, daß ein chemisches Atom eine ganz ungeheure Energiemenge enthält, welche mehr als millionenmal größer ist, als die stärksten Wärmetönungen der bis dahin bekannten chemischen Reaktionen; diese Energiemenge wird beim Zerfall des Atomes in Freiheit gesetzt, und

¹⁾ Phil. Mag. (6) 25, 312 (1913).

zwar hauptsächlich in Form von α -Strahlen, d. h. in kinetischer Energie rasch bewegter materieller Teilchen (s. § 385).

Wäre die radioaktive Umwandlung eine gewöhnliche chemische Reaktion, auf welche die Gesetze der Thermodynamik anwendbar wären, so müßte, da der Vorgang mit Wärmeentwicklung verknüpft ist, seine Geschwindigkeit durch Erwärmung sehr stark beschleunigt, durch Abkühlung verzögert werden. Es konnte jedoch mit den empfindlichsten Methoden kein Einfluß der Temperatur — zwischen -251° bis zur Weißglut — auf den Ablauf radioaktiver Umwandlungen konstatiert werden ¹⁾.

Die radioaktiven Prozesse sind also den Sätzen der Thermodynamik nicht unterworfen.

Ganz ähnliche Zahlen für die Gesamtwärme ergeben sich auch für Thorium; die stündliche Wärme dagegen ist wegen des viel langsameren Zerfalls des Thoriums viel geringer als beim Radium. Messungen von Pegram und Webb ²⁾ ergaben für Thorium (einschließlich seiner Produkte):

$$2,5 \cdot 10^{-5} \text{ cal/g und Stunde.}$$

Für Pechblende hat Poole ³⁾, für Polonium Duane ⁴⁾ die Wärmeentwicklung gemessen.

§ 382. Physikalische und chemische Eigenschaften des Radiums; Radiumstandard. Neben dem als chemische Elemente bereits früher bekannten Uran und Thorium sind das Radium und die Radiumemanation die einzigen unter den neuen radioaktiven Substanzen, die sich in genügender Menge haben rein darstellen lassen, um mit den gewöhnlichen, wenn auch entsprechend verfeinerten Methoden der Physik und Chemie auf ihre Eigenschaften untersucht zu werden. Über die Eigenschaften der übrigen radioaktiven Substanzen s. § 401.

Danach ist das Radium ein Metall, welches chemisch zur Gruppe der Erdalkalien (Calcium, Strontium, Baryum) gehört und in seinen Reaktionen durchaus dem Baryum folgt, von welchem es wegen der etwas geringeren Löslichkeit seiner Salze mittels fraktionierter Kristallisation getrennt werden kann.

Sein Atomgewicht ist von S. Curie ⁵⁾, Thorpe ⁶⁾, Hönigschmidt ⁷⁾ zu

$$\underline{226 \text{ bis } 226,5}$$

bestimmt worden.

Das Spektrum, welches von Demarcay ⁸⁾, Runge ⁹⁾, Exner und Haschek ¹⁰⁾, Crookes ¹¹⁾, Runge und Precht ¹²⁾ untersucht wurde, entspricht in seinem Bau dem der alkalischen Erden ¹²⁾. Die stärkeren Linien im Spektrum haben die Wellenlängen:

6446,3; 6200,6; 6167,4; 5958,4; 5813,8; 5729,2; 5660,8; 5616,7;
5601,7; 5502,1; 5406,8; 5400,3; 4826,1; **4682,3**; 4533,3; 4436,5;
4340,8; **3814,6**; 3649,7; 2813,8; 2709,0 A.-E.

¹⁾ Rutherford, Wien. Ber. **120**, 303 (1911); S. Curie und Kamerlingh Onnes, Le Radium **10**, 181 (1913); Comm. Leiden **135** (1913). — ²⁾ Phys. Rev. **27**, 18 (1908). — ³⁾ Phil. Mag. (6) **19**, 314 (1910). — ⁴⁾ Compt. rend. **151**, 379 (1910). — ⁵⁾ Ebenda **129**, 760 (1899); **131**, 382 (1900); **135**, 161 (1902); **145**, 422 (1907). — ⁶⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 298 (1908). — ⁷⁾ Wien. Ber. **120**, 1617 (1911). — ⁸⁾ Compt. rend. **127**, 1218 (1898); **129**, 716 (1899); **131**, 258 (1900). — ⁹⁾ Ann. d. Phys. (4) **2**, 742 (1900); **12**, 407 (1903). — ¹⁰⁾ Wien. Ber. **110**, 964 (1901). — ¹¹⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **72**, 295 (1904). — ¹²⁾ Ann. d. Phys. (4) **14**, 418 (1904).

Die kursiv gedruckten Linien sind besonders hell, die fett gedruckten sind nach Exner und Haschek schon in Präparaten mit 0,001 Proz. Radium photographisch nachweisbar.

In metallischem Zustande wurde das Radium von S. Curie und Debierne¹⁾ dargestellt; es ist von weißlicher Farbe, schmilzt bei etwa 700° und zersetzt Wasser.

Die Radiumsalze färben sich, namentlich wenn sie noch etwas Baryum enthalten, unter dem Einfluß der eigenen Strahlen allmählich gelb bis braun.

Die Ra-Salze sind paramagnetisch; nach Curie und Cheneveau²⁾ beträgt die Suszeptibilität $K = 1,05 \cdot 10^{-6}$.

Radiumstandard. Die Prüfung irgend einer Substanz auf ihren Radiumgehalt ist auf direktem Wege, d. h. durch chemische Analyse des daraus abtrennbaren Ra-Ba-Gemenges, nur ausführbar, wenn der Gehalt, sowie die absoluten Mengen ziemlich groß, mindestens etwa von der Ordnung eines Zehntel Grammes sind. Dagegen sind relative Vergleichen durch Bestimmung des Emanationsgehaltes bis herunter zu etwa 10^{-11} g und durch Messung der γ -Strahlung bis zu etwa 10^{-5} g ausführbar, vorausgesetzt, daß ein genügend genau bestimmter Standard zur Verfügung steht.

Auf Grund internationaler Vereinbarung auf dem Brüsseler Radiologenkongreß³⁾ im Jahre 1910 wurde deshalb Frau S. Curie mit der Herstellung eines Radiumstandards beauftragt. Der 1911 hergestellte Standard enthält 21,99 mg reinen Radiumchlorids und wird im Bureau international des poids et mesures in Sèvres aufbewahrt. Ein zweiter, von Hönigschmidt in Wien hergestellter und dort aufbewahrter Standard stimmt mit dem ersten — auf gleiches Gewicht bezogen — innerhalb der Meßfehler, d. h. auf etwa 1:300, überein. Für Deutschland hat die Physikalisch-Technische Reichsanstalt die Messung von Radiumpräparaten übernommen.

§ 383. Abstammung und Lebensdauer des Radiums; Ionium; Uran-Radiumreihe. Wenn auch das Radium nach unseren jetzigen Kenntnissen ein allgemein verbreitetes Element ist, das sich mittels der empfindlichen elektrischen Meßmethoden in jeder Erdbodenprobe, in jedem Quellwasser nachweisen läßt, und dessen Emanation einen ziemlich konstanten Bestandteil der atmosphärischen Luft bildet (s. § 402), so ist es doch in größerer Menge nur in Uranmineralien enthalten. In diesen findet es sich, vorausgesetzt, daß das Mineral einer genügend alten geologischen Formation entstammt und nicht nachweislich durch Wassereinwirkung ausgelaugt ist, stets in konstantem Mengenverhältnis zum Uran, nämlich etwa:

$$\text{Ra/U} = 3,4 \cdot 10^{-7}.$$

In 1000 kg Uran sind also etwa 0,34 g Ra enthalten.

Die Messung des Ra-Gehaltes geschieht meist durch Bestimmung der aus dem aufgelösten Mineral entwickelten Emanation, die mit derjenigen einer bekannten Ra-Menge verglichen wird. Literatur: Boltwood⁴⁾, McCoy⁵⁾, Rutherford und Boltwood⁶⁾, Gleditsch⁷⁾.

¹⁾ Compt. rend. **151**, 523 (1910); Le Radium **7**, 309 (1910). — ²⁾ Siehe S. Curie, d. R., Bd. I, § 46. — ³⁾ Phys. Zeitschr. **12**, 141 (1911). — ⁴⁾ Phil. Mag. (6) **9**, 599 (1905). — ⁵⁾ Chem. Ber. **37**, 264 (1904). — ⁶⁾ Sill. Journ. **22**, 1 (1906); **25**, 296 (1908). — ⁷⁾ Compt. rend. **148**, 1451 (1909).

Das konstante Verhältnis läßt auf Entstehung des Ra aus dem U schließen, so daß die obige Zahl dem radioaktiven Gleichgewicht entspricht. Multipliziert man noch mit dem Verhältnis der Atomgewichte $238,5/226,5$, so erhält man demnach

$$3,6 \cdot 10^{-7} = \lambda_U / \lambda_{Ra} = \tau_{Ra} / \tau_U$$

als das Verhältnis der Zerfallskonstanten von Uran und Radium. Ist diese Betrachtung richtig, so muß die Zahl der von 1 g U pro Sekunde ausgesandten α -Teilchen ebenso groß sein, wie diejenige von $3,4 \cdot 10^{-7} g$ des von seinen Umwandlungsprodukten befreiten Radiums. In Wirklichkeit findet man für Uran gerade die doppelte Zahl von α -Teilchen. Die Erklärung für diese Abweichung hat man durch den Nachweis (s. § 387) eines auf das Uran unmittelbar folgenden und α -strahlenden Zwischenproduktes von rascherem Zerfall gefunden, welches als Uran-II bezeichnet wird und bis jetzt noch nicht vom Uran hat getrennt werden können.

Eine direkte Bestimmung der Zerfallskonstanten des Urans oder des Radiums ist wegen der enormen Dauer des Zerfalls unmöglich. Für die weitere Diskussion ist deshalb zunächst eine Besprechung der zur Bestimmung der Lebensdauer des Ra dienenden indirekten Methoden nötig.

Rutherford u. Geiger¹⁾ bestimmten durch Zählung der Scintillationen die von einer bestimmten Ra-Menge pro Sekunde ausgesandten α -Teilchen. Ist n diese Zahl pro Gramm Ra, so ist $n \cdot 226,5$ die pro Mol Radium und Sekunde ausgesandte Zahl, oder nach der Hypothese von Rutherford die Zahl der zerfallenden Ra-Atome. Da aber 1 Mol $N = 62 \cdot 10^{22}$ Atome enthält (vgl. § 351), so ist der pro Sekunde zerfallende Bruchteil, d. h. die Zerfallskonstante, gleich:

$$\lambda_{Ra} = n \cdot 226,5 \cdot 10^{-22} / 62 \quad \dots \quad (1)$$

Für n wurden gefunden:

$$3,4 \cdot 10^{10} \alpha\text{-Teilchen/g-Sek.}$$

(Für Ra im Gleichgewicht mit seinen Produkten Emanation, Ra-A und Ra-C ergibt sich der vierfache Wert.) Also ist:

$$\lambda_{Ra} = 1,24 \cdot 10^{-11} \text{ Sek}^{-1} \quad \dots \quad (2)$$

oder:

$$1/\lambda_{Ra} = 2550 \text{ Jahre}; \quad \tau_{Ra} = 1760 \text{ Jahre} \quad \dots \quad (3)$$

Spätere Kontrollen bezüglich der Reinheit der benutzten Präparate durch Vergleichung mit den inzwischen hergestellten Standardpräparaten (vgl. § 382) führten zu einer geringen Erhöhung der Zahlen auf

$$1/\lambda_{Ra} = 2670 \text{ Jahre}; \quad \tau_{Ra} = 1850 \text{ Jahre} \quad \dots \quad (4)$$

Eine zweite Bestimmung lieferten die Messungen der mit 1 g Radium im Gleichgewicht stehenden Emanationsmenge (s. § 384). Diese Menge wurde im Mittel zu 0,6 cmm bei 0° und 760 mm Druck bestimmt. Da 1 Mol eines Gases gleich 22 300 ccm ist, so enthält die genannte Emanationsmenge $6 \cdot 10^{-4} / 22 300 = 2,73 \cdot 10^{-8}$ Mol und ist im Gleichgewicht mit $1/226,5$ Mol Radium. Also ist:

$$\lambda_{Ra} / \lambda_{Em} = 2,73 \cdot 226,5 \cdot 10^{-8} = 6,17 \cdot 10^{-6} \quad \dots \quad (5)$$

¹⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 162 (1908); Phys. Zeitschr. **10**, 1 (1909).

Für die Emanation ist aber $\tau = 3,86$ Tage oder $1/\lambda = 5,57$ Tage, woraus folgt:

$$1/\lambda_{\text{Ra}} = 5,57 \cdot 10^6 / 6,17 \text{ Tage} = \underline{2470 \text{ Jahre}} \text{ und } \underline{\tau_{\text{Ra}} = 1730 \text{ Jahre}} \quad (6)$$

Die Resultate der beiden Methoden stimmen hinlänglich genau überein; die erstgenannte dürfte wohl die genauere sein.

Entstehung des Radiums. Würde das Radium aus dem Uran direkt oder unter Vermittelung irgend eines rasch (mindestens innerhalb einiger Monate) zerfallenden Zwischenproduktes entstehen, so müßte sich vermittelt der empfindlichen Emanationsprobe die Vermehrung des Radiums in einer anfangs radiumfreien Uranlösung verfolgen lassen. Versuche von Soddy¹⁾, die sich über fünf Jahre erstrecken, ergaben aber nicht $1/1000$ des erwarteten Betrages. Es war also zu vermuten, daß sich zwischen Uran und Radium ein langsam zerfallendes Zwischenprodukt befindet, welches bei den gewöhnlichen Methoden der Reindarstellung der Uransalze mit den Nebenprodukten ausgeschieden wird. Als dieses Zwischenprodukt ist das im Jahre 1907 von Boltwood²⁾ entdeckte

Ionium

erkannt worden. Dasselbe findet sich als Begleiter des aus Uranmineralien abscheidbaren Thoriums und ist von diesem chemisch untrennbar, dagegen von Thorium anderer Herkunft einerseits durch die Eigenschaften seiner α -Strahlung, andererseits durch die Tatsache der allmählichen Radiumentstehung unterscheidbar. Seine Lebensdauer ist auf indirektem Wege zu etwa 100 000 Jahren festgestellt worden. Für die Entstehung des Radiums aus dem Uran erhalten wir somit die folgende Reihe³⁾:

Substanz	Halb.-Zeit	Strahlung
U-I	$5 \cdot 10^9$ Jahre	α -
U-II	$2 \cdot 10^6$ „	α -
U-X	35,5 Tage	$\beta\gamma$ -
Io	10^5 Jahre	α -
Ra	1800 „	α -

§ 384. Eigenschaften der Emanationen. Von den drei bekannten radioaktiven Gasen, der Radium-, Thorium- und Aktiniumemanation, ist die erstere als die langlebigste allein in meßbarer Menge erhältlich. Zur Messung der in einer bestimmten Radiummenge im Gleichgewicht enthaltenen Emanation wird das Radium gelöst und die Emanation durch Kochen im Vakuum ausgetrieben. Die entweichenden Gase werden zunächst von Knallgas durch Explosion, dann von Wasserdampf, CO_2 usw. durch geeignete Absorptionsmittel befreit. Dann wird die Emanation in einem mittels flüssiger Luft abgekühlten U-Rohr größtenteils kondensiert (siehe weiter unten), die noch übrigen Gase werden fortgepumpt und schließlich die nach Erwärmung wieder frei gewordene Emanation in die möglichst klein gehaltenen Untersuchungsgefäße gedrückt.

¹⁾ Phil. Mag. (6) **9**, 768 (1905); **16**, 632 (1908); **18**, 846 (1909); **20**, 340 (1910).

— ²⁾ Phys. Zeitschr. **8**, 884 (1907). — ³⁾ Die Reihenfolge von U-II und U-X ist nach neuesten Forschungen zu vertauschen und in zwei Substanzen zu zerlegen (siehe § 400 und 401).

Für die mit 1 g Radium im Gleichgewicht befindliche Emanationsmenge wurde durch Beschluß des Brüsseler Radiologenkongresses (1910) die Bezeichnung ein

„Curie“

festgesetzt. Entsprechend heißt die Emanationsmenge von 1 mg Radium ein

„Millicurie“.

Dieselben Maßbezeichnungen werden auch auf die mit 1 g oder 1 mg Ra im Gleichgewicht befindlichen Mengen der anderen Ra-Produkte gebraucht.

Volumen. Für das Volumen von einem Curie Emanation sind die folgenden Zahlen gefunden worden:

Jahr	Volumen von 1 Curie bei 0° und 760 mm	Beobachter
1904	etwa 1 cmm	Ramsay u. Soddy ¹⁾
1908	0,61 „ (0,58 bis 0,66)	Rutherford ²⁾
1909	0,58 cmm (0,52 bis 0,61)	Debierne ³⁾
1909	0,60 cmm	Gray u. Ramsay ⁴⁾
Mittel:	0,60 cmm	

Während der ersten Stunden nach der Einfüllung ändert sich das Volumen meistens stark, infolge von Reaktion der vorhandenen Verunreinigungen mit den Gefäßwänden unter dem Einfluß der Strahlen. Der kleinste Wert kommt jedenfalls dem richtigen am nächsten. Die spätere Volumabnahme erfolgt langsamer, als dem Zerfall der Emanation entspricht, da die gleichzeitige Heliumbildung (s. § 386) die Abnahme durch Zerfall teilweise kompensiert.

Dichte. Die Dichte der Radiumemanation wurde von Gray und Ramsay⁵⁾ durch direkte Wägung mittels einer noch 10^{-6} mg anzeigenden Wage in fünf Versuchsreihen zu 227, 226, 225, 220, 218 im Mittel zu

$D = 223$ bezogen auf Wasserstoff gleich 2 bestimmt.

Indirekte Dichtebestimmungen sind von verschiedenen Autoren ausgeführt worden. In Betracht kommt die Bestimmung der Diffusionskonstante in anderen Gasen und ihre Vergleichung mit der Diffusionskonstante schwerer Dämpfe, ferner die Bunsensche Ausströmungsmethode. Mittels letzterer erhielt Debierne⁶⁾ etwa $D = 220$ in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Wägung.

Mittels einer ähnlichen Methode erhielten neuerdings Marsden und Wood⁷⁾ für die Aktiniumemanation die Werte 236 bis 228. Diese Zahlen sind deshalb von besonderer Bedeutung, weil keine direkte Bestimmungsmöglichkeit für das Atomgewicht des Aktiniums und seiner Produkte vorliegt.

¹⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **73**, 346 (1904). — ²⁾ Phil. Mag. (6) **16**, 300 (1908). — ³⁾ Compt. rend. **148**, 1264 (1909). — ⁴⁾ Trans. Chem. Soc. **95**, 1073 (1909). — ⁵⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **84**, 536 (1911). — ⁶⁾ Compt. rend. **150**, 1740 (1910). — ⁷⁾ Phil. Mag. (6) **26**, 948 (1913).

Spektrum. Das Entladungsspektrum der Emanation in einer Geißlerischen Röhre wurde zuerst von Ramsay und Collie¹⁾ visuell, später namentlich von Rutherford und Royds²⁾, sowie von Watson³⁾ photographisch beobachtet. Fig. 1146 zeigt die stärksten Linien des Emanationsspektrums, zusammen mit den Heliumlinien als Vergleichsspektrum (nach Rutherford und Royds). Die Farbe der Entladung ist bläulich; die Emanation wird unter dem Einfluß der Entladung rasch okkludiert (vgl. § 314).

Zustandsgleichung. Bei gewöhnlicher Temperatur folgt die Emanation dem Boyle - Mariotteschen Gesetz. Durch Druck und Abkühlung läßt sie sich verflüssigen. Die Dampfdruckkurve ist von Rutherford⁴⁾ für Temperaturen unter etwa 200° abs., von Ramsay und Gray⁵⁾ für höhere Temperaturen untersucht worden.

Fig. 1147 zeigt die Resultate, wobei für die einzelnen Temperaturgebiete drei verschiedene Ordinatenmaßstäbe gebraucht sind. Es liegt

der Schmelzpunkt bei	- 71° C,
„ Siedepunkt bei	- 65 bis 62° C,
die kritische Temperatur bei . . .	+ 104,5° C.

Die Dampfdichte beim Siedepunkt (bezogen auf Wasser) beträgt etwa 5, ist also von der Ordnung der Dichte fester Körper.

Chemisches Verhalten. In chemischer Beziehung verhalten sich alle drei Emanationen völlig indifferent; es ist nicht gelungen, sie in irgend welche chemische Verbindungen überzuführen⁶⁾. Für ihre Einordnung in das periodische System (s. § 401) folgt deshalb mit großer Wahrscheinlichkeit, daß sie zu der Gruppe der Edelgase (Helium, Argon, Krypton, Xenon) als höchste Glieder derselben gehören. Da diese Gase sämtlich einatomig sind — wie sich durch Bestimmung der Schallgeschwindigkeit ergab —, so läßt sich dasselbe nach Analogie auch für die Emanationen vermuten. Danach ist ihr Atomgewicht gleich der Dichte, bezogen auf $H_2 = 2$, also für Ra-Emanation gleich 223. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem aus der Zerfallstheorie folgenden, wonach das Atomgewicht der Emanation gleich dem um das Atomgewicht des Heliums, also um vier Einheiten⁷⁾ verminderten Atomgewicht des Radiums sein muß, also:

$$Em = Ra - He = 226,5 - 4 = 222,5 \text{ (s. auch § 386)}$$

Absorption. Die Emanationen werden sowohl von Flüssigkeiten, als auch von festen Körpern stark absorbiert, besonders bei niedriger Temperatur. Hierher gehört die schon in § 378 erwähnte „Kondensation“ der Emanationen in Röhren aus beliebigem Material, bei Abkühlung auf etwa - 150° für Ra-Em, auf etwa 120 bis 160° für Th- und Act-Em⁸⁾. Diese „Kondensation“ findet bei Partialdrucken der Emanation statt, die weit unterhalb dem für diese Temperatur gemessenen Sättigungsdruck liegen; es muß sich also um eine Absorptionserscheinung handeln.

¹⁾ Proc. Roy. Soc. (A.) **73**, 470 (1904). — ²⁾ Phil. Mag. (6) **16**, 313 (1908). —

³⁾ Proc. Roy. Soc. (A.) **83**, 50 (1909). — ⁴⁾ Phil. Mag. (6) **17**, 723 (1909). —

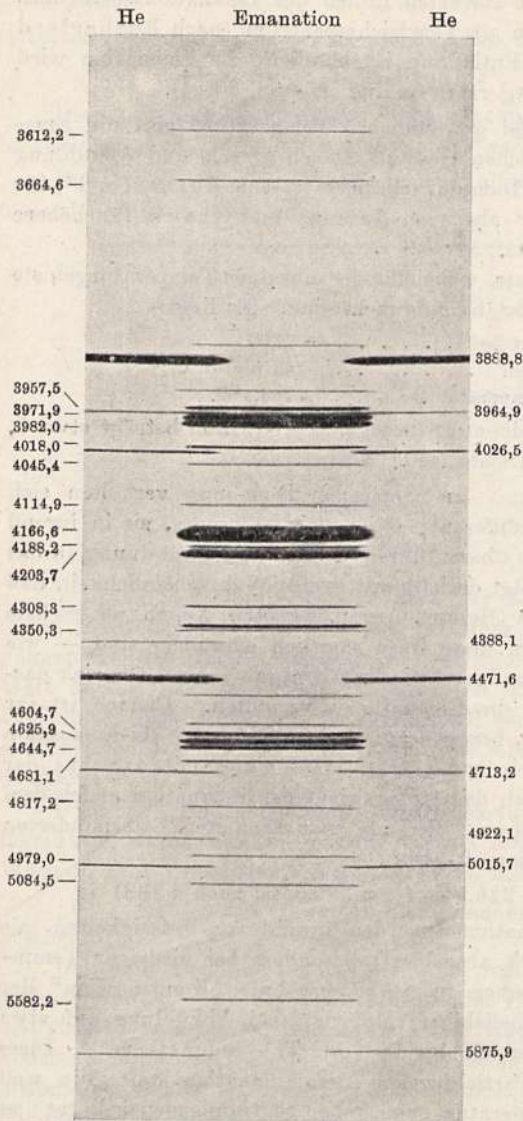
⁵⁾ Trans. Chem. Soc. **95**, 1073 (1909). — ⁶⁾ Rutherford u. Soddy, Phil. Mag. (6) **4**, Nov. (1902); Ramsay u. Soddy, Proc. Roy. Soc. **72**, 204 (1903). — ⁷⁾ Heuse,

Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 518 (1913), findet das Atomgewicht des He gleich 4,002. —

⁸⁾ Rutherford u. Soddy, Phil. Mag. (6) **5**, 561 (1903); Goldstein, Ber. d. D. Phys. Ges. **5**, 393 (1903); Henriot, Le Radium **5**, 41 (1908); Kinoshita, Phil. Mag. (6) **16**, 121 (1908).

Bei Zimmertemperatur wirken stark absorbierend Celluloid und Gummi¹⁾, und besonders Kokosnußkohle²⁾, die etwa 50 Proz. absorbiert.

Fig. 1146.

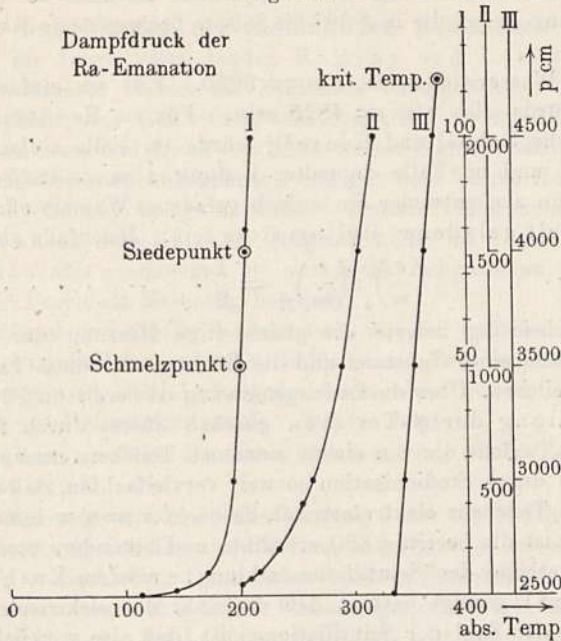


Für die Absorption durch Flüssigkeiten gilt das Henrysche Absorptionsgesetz; es stellt sich also ein vom Druck unabhängiges Verteilungsgleichgewicht der Konzentrationen in der Flüssigkeit und im Gasraum her. Der dieses Verhältnis angehende „Absorptionskoeffizient“ α nimmt genau wie bei anderen Gasen mit zunehmender Temperatur, sowie bei Zusatz anderer löslicher Stoffe ab. Die vorstehenden Tabellen enthalten einige Resultate³⁾.

¹⁾ P. Curie u. Danne, *Compt. rend.* **136**, 364 (1903). — ²⁾ Rutherford, *Nature* **74**, 634 (1906); *Chem. News* **99**, 76 (1909). — ³⁾ Traubenberg, *Phys. Zeitschr.* **5**, 130 (1904); Mache, *Wien. Ber.* **113**, 1329 (1904); Hofmann, *Phys. Zeitschr.* **6**, 337 (1905); Kofler, *ebenda* **9**, 6 (1908); Boyle, *Phil. Mag.* (6) **22**, 840 (1911).

Über die Absorption von Act-Em siehe v. Hevesy¹⁾, von Th-Em siehe Klaus²⁾.

Fig. 1147.



§ 385. $e/m, v$ und e der α -Strahlen. Nach bekannten Methoden (vgl. § 320) kann aus der magnetischen und elektrischen Ablenkbarkeit der α -Strahlen e/m und v bestimmt werden. Ältere Messungen von Rutherford³⁾, des Coudres⁴⁾ u. Becquerel⁵⁾ ergaben noch ziemlich schwankende Resultate infolge der Inhomogenität der benutzten α -Strahlen, auf welche zuerst Mackenzie⁶⁾ aufmerksam machte.

Nachdem dann Bragg (s. § 387) gezeigt hatte, daß einheitliche radioaktive Substanzen in sehr dünner Schicht homogene α -Strahlung emittieren, gelangen Rutherford⁷⁾, sowie Rutherford und Hahn⁸⁾ die Messungen an den α -Strahlen der in folgender Tabelle genannten Substanzen:

	$v^9)$	e/m
Ra A	$1,77 \cdot 10^9$ cm/sec	5600 CGS
Ra C	2,06 "	5070 "
Ra F (Polonium)	1,73 "	5300 "
Ac B	— "	4700 "
Th C	2,27 "	5600 "
Im Mittel	—	5250 CGS

¹⁾ Phys. Zeitschr. **12**, 1214 (1911). — ²⁾ Ebenda **6**, 820 (1905). — ³⁾ Ebenda **4**, 235 (1903); Phil. Mag. (6) **5**, 177 (1903). — ⁴⁾ Phys. Zeitschr. **4**, 483 (1903). — ⁵⁾ Compt. rend. **136**, 199 (1903). — ⁶⁾ Phil. Mag. (6) **10**, 583 (1905). — ⁷⁾ Phil. Mag. (6) **12**, 348 (1906). — ⁸⁾ Ebenda **12**, 371 (1906). — ⁹⁾ Zur Erzeugung dieser Geschwindigkeit in einer Entladungsröhre wäre eine Spannung von etwa 4 Millionen Volt nötig.

Es ist demnach zu vermuten, daß e/m für die α -Strahlen sämtlicher Substanzen dasselbe ist und daß die Strahlen sich nur durch ihre Anfangsgeschwindigkeit unterscheiden. Eine bequemere Methode der Geschwindigkeitsvergleichung liefert die in § 387 bis 389 zu besprechende Reichweitenmessung.

Für ein Wasserstoffion ist $e/m = 9650$. Für ein einfach geladenes H_2 -Molekül würde also $e/m = 4825$ sein. Für ein He-Atom vom Atomgewicht 4 [siehe Scheel und Heuse¹⁾] würde im Falle einfacher Ladung $e/m = 2412$, und im Falle doppelter Ladung $e/m = 4825$ sein. Das α -Teilchen kann also entweder ein einfach geladenes Wasserstoffmolekül oder aber ein doppelt geladenes Heliumatom sein. Jedenfalls aber ist:

$$\left(\frac{e}{m}\right)_\alpha : \left(\frac{e}{m}\right)_H = \frac{1}{2} \dots \dots \dots (1)$$

Die Entscheidung lieferte die gleichzeitige Messung der Ladung der α -Teilchen irgend einer Substanz und die Zählung der diese Ladung transportierenden Teilchen. Über die Ladungsmessung ist bereits in § 375 berichtet.

Eine Zählung der α -Teilchen geschah zuerst durch Rutherford und Geiger²⁾, welche die von einem einzelnen Teilchen erzeugte Ionenzahl (etwa 150 000) durch Stoßionisation so weit vervielfachten, daß die Wirkung eines einzelnen Teilchens elektrometrisch beobachtet werden konnte³⁾.

Bequemer ist die bereits § 380 erwähnte und besonders von Regener⁴⁾ ausgebildete Methode der Scintillationszählung, nachdem Rutherford und Geiger (loc. cit.) gezeigt hatten, daß die Zahl der elektrisch gemessenen Teilchen gleich der Zahl der Scintillationen ist, daß also wirklich jedes Teilchen nur einen und stets einen Lichtblitz erzeugt.

Es ergab sich, daß das mit 1 g Ra im Gleichgewicht befindliche Ra C pro Sekunde $3,4 \cdot 10^{10}$ α -Teilchen und eine Ladung von 32 cgs emittiert. Also beträgt die Ladung eines einzelnen α -Teilchens:

$$e_\alpha = 32 \cdot 10^{-10} / 3,4 = 9,4 \cdot 10^{-10} \text{ cgs.}$$

Das ist offenbar das Doppelte einer Elektronenladung, also:

$$e_\alpha = 2e \text{ oder } e = 4,7 \cdot 10^{-10} \text{ cgs.} \dots \dots \dots (2)$$

in guter Übereinstimmung mit den anderweitig bestimmten Werten (vgl. § 351).

Aus Gl. (1) und (2) folgt aber $m_\alpha/m_H = 4$ oder in Worten:

Das α -Teilchen ist identisch mit einem eine doppelte Elementarladung tragenden **Heliumatom**.

Aus obigen Daten läßt sich leicht die Wärmeentwicklung einer α -strahlenden Substanz berechnen: Ist $E = 32 \text{ cgs} = 32/c \text{ CGS}$ die Gesamtladung der α -Teilchen eines Curie Ra C, so ist die kinetische Energie:

$$K = E \cdot \frac{m v^2}{e} = \frac{32}{c \cdot 4825} \cdot \frac{2,06^2}{2} \cdot 10^{18} = 4,7 \cdot 10^5 \text{ Erg/Sek} = 16,9 \cdot 10^8 \text{ Erg/Stdn.} \\ = 40,3 \text{ cal/Stunden}$$

Die direkte Messung (vgl. § 381) ergab 39,4 cal/Stunden.

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 518 (1913). — ²⁾ Phys. Zeitschr. **10**, 1 u. 42 (1909); Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 141 (1908); ferner Bericht in Jahrb. d. Radioakt. **5**, 408 (1908); Phil. Mag. (6) **24**, 618 (1912). — ³⁾ Die neueren verbesserten Formen hochempfindlicher Elektrometer gestatten den Nachweis auch ohne Mitwirkung der Stoßionisation. Literatur s. G. Hoffmann, Phys. Zeitschr. **13**, 1029 (1912). Über die Verwendbarkeit der Stoßionisation an einer Spitze zu einer einfachen Demonstrationmethode s. Geiger, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 535 (1913). — ⁴⁾ Ebenda **10**, 78 (1908).

Die bei der radioaktiven Umwandlung freiwerdende Energie besteht also zunächst ganz in der kinetischen Energie der erzeugten Strahlung und wird erst bei der Absorption der Strahlen in Wärme verwandelt.

§ 386. Beziehungen der radioaktiven Substanzen zum Helium und Blei. Im Jahre 1895 fanden Ramsay und Lockyer¹⁾, daß in den aus dem Mineral Cleveit bei Erhitzung entweichenden Gasen sich ein neues Gas befand, das sich durch sein Spektrum als identisch erwies mit einem von Janssen und Lockyer 1868 in der Sonnenatmosphäre spektroskopisch nachgewiesenen unbekanntem und mit dem Namen Helium (Helios [griechisch] = Sonne) belegten Stoffe. Spätere Untersuchungen ergaben die Anwesenheit des Heliums (abgekürzt He) in sämtlichen radioaktiven Mineralien; dagegen ist von nicht radioaktiven Mineralien bis jetzt bloß der Beryll als He-haltig bekannt.

Rutherford und Soddy²⁾ vermuteten zuerst, daß das Helium bei der radioaktiven Umwandlung entstehe, indem das α -Teilchen, nachdem es zur Ruhe gekommen und seine Ladung durch Annahme zweier Elektronen neutralisiert hat, ein Heliumatom werde. Daraus folgt:

A. Es müssen so viel He-Atome entstehen, als α -Teilchen emittiert worden sind.

Diese Folgerung wird im vollen Umfang durch die Erfahrung bestätigt:

Die Entstehung von He aus Ra-Emanation wurde zuerst von Ramsay und Soddy³⁾ beobachtet und von vielen anderen Forschern⁴⁾ bestätigt. Eine mit Ra-Emanation beschickte kleine Entladungsröhre zeigte anfangs die He-Linien überhaupt nicht; im Laufe einiger Tage trat dann das He-Spektrum mit zunehmender Deutlichkeit auf.

Quantitativ wurde die Entstehung von He in festen Ra-Salzen von Dewar⁵⁾ und in Ra-Lösungen von Boltwood und Rutherford⁶⁾ gemessen. Ersterer fand

164 mm³ pro Gramm Ra⁷⁾ (+ Em + Ra A + Ra C) und Jahr,

letztere fanden 156 mm³.

Die Zahl der α -Teilchen beträgt nach § 385 für die vier im Gleichgewicht befindlichen α -Produkte zusammen:

$$4.3.4.10^{10} \text{ pro Sekunde,}$$

also:

$$4,3 \cdot 18^{18} \text{ im Jahr.}$$

In einem Mol = $2,23 \cdot 10^7$ mm³ sind $N = 62 \cdot 10^{22}$ Atome enthalten (vgl. § 351). Also ist das theoretische He-Volumen, da das He ein einatomiges Gas ist:

$$\frac{4,3 \cdot 10^{18}}{62 \cdot 10^{22}} \cdot 2,23 \cdot 10^7 = \underline{155 \text{ mm}^3},$$

in vorzüglicher Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen Zahlen.

¹⁾ Proc. Roy. Soc. (A.) **58**, 65 u. 67 (1895). — ²⁾ Phil. Mag. (6) **4**, 569 (1902); **5**, 441 u. 561 (1903). — ³⁾ Nature **68**, 354 (1903); Proc. Roy. Soc. (A) **72**, 204 (1903); **73**, 346 (1904). — ⁴⁾ P. Curie u. Dewar, Compt. rend. **138**, 190 (1904); Himstedt u. Meyer, Ann. d. Phys. (4) **15**, 184 (1904); Debierne, Compt. rend. **141**, 383 (1905). — ⁵⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 280 (1908); **83**, 404 (1910). — ⁶⁾ Phil. Mag. (6) **22**, 586 (1911); Wien. Ber. **120**, 313 (1911). — ⁷⁾ Die von Dewar angegebene Zahl 170 ist nach Rutherford auf den von diesem benutzten Ra-Standard korrigiert.

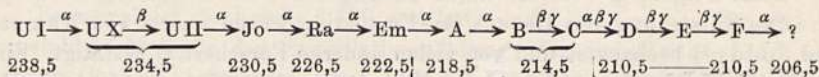
Daß ferner die He-Bildung nicht etwa auf einer durch die Strahlung bewirkten chemischen Zersetzung einer in der radioaktiven Substanz enthaltenen He-Verbindung beruht, sondern tatsächlich aus den α -Teilchen entstammt, geht aus Versuchen von Rutherford und Royds¹⁾ hervor, welche nachwiesen, daß die eine äußerst dünne Glaswand durchsetzenden und in einen evakuierten Raum eindringenden α -Teilchen dort allmählich zur Entstehung eines He-Spektrums Anlaß gaben.

Die He-Bildung aus anderen radioaktiven Substanzen, nämlich aus Actinium, Polonium, Ionium, Uran, Thor wurde von Debierne²⁾, S. Curie und Debierne³⁾, Boltwood und Rutherford⁴⁾, Boltwood⁵⁾, Soddy⁶⁾, diejenige aus Uran- und Thormineralien von Strutt⁷⁾ nachgewiesen. So ergab z. B. Pechblende pro Gramm und Jahr $3,16 \cdot 10^{-5}$ mm³, während die Berechnung $3,5 \cdot 10^{-5}$ ergibt.

Aus der Rutherford-Soddyschen Theorie folgt ferner:

B. Das Produkt einer mit α -Strahlung verbundenen Umwandlung hat ein um vier Einheiten (d. i. um das Gewicht des He-Atoms) kleineres Atomgewicht, als die Ausgangssubstanz.

Die folgende Tabelle enthält das Umwandlungsschema für die Uran-Radiumreihe, unter Fortlassung einiger für das Nächstfolgende unwesentlicher Komplikationen. (Die vollständige Reihe s. § 400.)



Die Atomgewichte der einzelnen Produkte sind unter der Annahme berechnet, daß die β -Strahlung, d. h. die Aussendung eines Elektrons, an dem Gewicht nichts ändere. Die direkt gemessenen Gewichte sind unterstrichen. Es stimmt offenbar sowohl das gemessene Atomgewicht des Radiums (226 bis 226,5) als auch dasjenige der Emanation (223) sehr gut mit dem berechneten Wert überein.

Ein radioaktives Umwandlungsprodukt des Poloniums oder Ra-F ist nicht bekannt, es scheint, als ob der Umwandlungsvorgang hier abbräche und das Endprodukt wegen seiner Inaktivität oder zu geringer Menge sich der Beobachtung entzöge; dagegen ist seine Gegenwart in Uranmineralien genügend hohen Alters zu erwarten. Das berechnete Atomgewicht 206,5 stimmt mit demjenigen des Bleies, 207,1, nahe genug überein, daß Boltwood⁸⁾ die Vermutung aussprechen konnte, das Blei sei das Endprodukt der Uran-Radiumreihe (siehe auch § 401).

Messungen von Boltwood (loc. cit.) und von Holmes⁹⁾ über den Bleigehalt von Uranmineralien ergaben einen mit dem geologischen Alter steigenden Gehalt an Blei. Es betrug das Verhältnis:

$$\text{Pb/U} = 0,041 \text{ bis } 0,20.$$

Sowohl der Bleigehalt als auch der Heliumgehalt der Mineralien gestatten, da die theoretische Bildungsgeschwindigkeit beider Stoffe bekannt ist,

¹⁾ Phil. Mag. (6) 17, 281 (1909); Jahrb. d. Rad. 6, 1 (1909). — ²⁾ Compt. rend. 141, 383 (1905). — ³⁾ Ebenda 150, 386 (1910). — ⁴⁾ Phil. Mag. (6) 22, 586 (1911). ⁵⁾ Proc. Roy. Soc. (A) 85, 87 (1911). — ⁶⁾ Phil. Mag. (6) 16, 513 (1908). — ⁷⁾ Proc. Roy. Soc. (A) 84, 379 (1911). — ⁸⁾ Sill. Journ. 23, 78 (1907). — ⁹⁾ Proc. Roy. Soc. (A) 85, 248 (1911).

eine Berechnung des Alters der Mineralien. Der He-Gehalt gibt eine untere Grenze, da ein Teil des He entwichen sein kann. Der Pb-Gehalt gibt eine obere Grenze, da ein Teil sich auch schon während der Bildung des Minerals abgeschieden hat. Es berechnen sich:

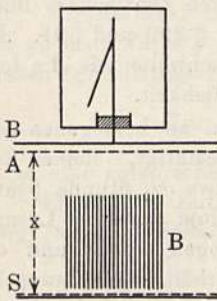
Aus dem He-Gehalt mindestens 200 bis 300 Millionen Jahre
 „ „ Pb-Gehalt höchstens 340 „ 1640 „ „

also genügende Übereinstimmung beider Rechnungsmethoden. Die Größenordnung stimmt mit den Schätzungen der Geologen ziemlich überein.

§ 387. Die Reichweite der α -Strahlen; Braggsche Kurve; Komplexität des Urans; Bremsvermögen. Frau S. Curie¹⁾ beobachtete zuerst, daß das Ionisationsvermögen der α -Strahlen in einer bestimmten Entfernung (3,8 cm für Polonium in Luft) plötzlich aufhörte. Genauer wurde die Erscheinung zuerst von Bragg²⁾ und Bragg und Kleemann³⁾ u. a. untersucht.

Als Strahlungsquelle diente eine stark strahlende Substanz in äußerst dünner Schicht, weil bei Schichten von meßbarer Dicke stets die Absorp-

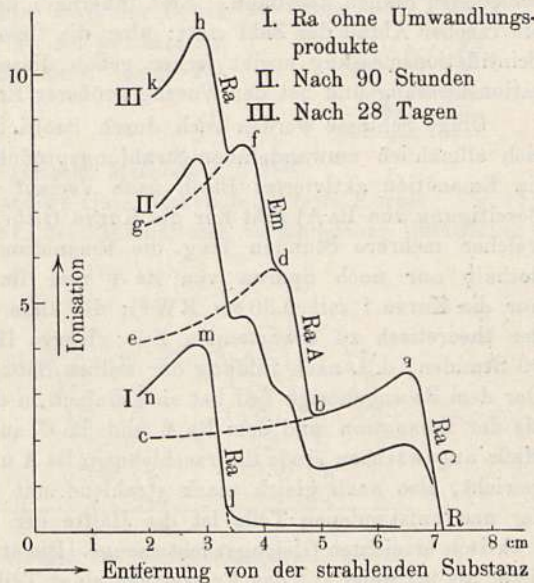
Fig. 1148.



tion in der Substanz selbst störend wirkt. (Eine Methode für schwache Strahlung s. § 388.)

Fig. 1148 zeigt die schematische Anordnung der Versuche: Die von der strahlenden Schicht S ausgehenden Strahler passieren zunächst eine aus parallelen Kapillarröhren bestehende „Braggsche Blende“, welche nur annähernd parallele Strahlen durchläßt, und gelangen dann in den Kondensator AB, dessen untere Platte A aus Drahtnetz besteht. Der zwischen A und B auftretende Ionisationsstrom wird gemessen⁴⁾.

Fig. 1149.



¹⁾ Compt. rend. **130**, 76 (1900).

²⁾ Phil. Mag. (6) **8**, 719 (1904); **10**, 600 (1905); **11**, 617 (1906).

³⁾ Ebenda **8**, 726 (1904); **10**, 318 (1905); **21**, 131 (1906).

⁴⁾ Soll bloß die „Reichweite“ demonstriert werden, so kann die Braggsche Blende auch fortbleiben.

Fig. 1149, Kurve III zeigt die Resultate, wenn Ra im Gleichgewicht mit seinen Produkten Emanation RaA und C die Strahlungsquelle ist: Die Kurve besteht ersichtlich aus der Summe von vier kongruenten und bloß in der Horizontalrichtung gegeneinander verschobenen Teilen. Schiebt man die Kurve *Rabc* sukzessive nach rechts, so daß *a* unter *d* bzw. *f* oder *h* zu liegen kommt und addiert die vier Kurven, so erhält man genau die Kurve III. Der Punkt *R* kommt dabei an die Punkte 4,75, 4,16 und 3,30 cm zu liegen.

Es liegt nahe, die vier Kurvenstücke den vier α -Produkten der Strahlungsquelle zuzuschreiben; die verschiedene

„Reichweite“,

abgekürzt „RW“, rührt dann von verschiedener Anfangsgeschwindigkeit her (vgl. § 385)¹⁾. Die gleiche Höhe aller vier Kurven an entsprechenden Punkten, z. B. im Maximum, beweist, daß nur das Ionisationsvermögen nicht aber die Zahl der α -Teilchen sich beim Durchgang durch die Luft verändert und daß die vier im Gleichgewicht befindlichen Produkte dieselbe Zahl von α -Teilchen aussenden.

Zu demselben Resultat führten auch Scintillationszählungen²⁾ an verschiedenen Stellen der Bahn. Erst innerhalb des letzten Zentimeters findet ein rascher Abfall der Zahl statt; über die Ursache s. § 390 und 391. Die Scintillationsmessung ergibt ferner genau dieselbe Reichweite wie die Ionisationsmessung und hat den Vorzug größerer Empfindlichkeit.

Obige Schlüsse werden auch durch Beobachtungen an homogenen oder sich allmählich umwandelnden Strahlungsprodukten bestätigt. Reines RaC (in Emanation aktiviertes Blech nach Verlauf von etwa $\frac{1}{4}$ Stunde behufs Beseitigung von RaA) gibt nur die Kurve *Oabc*. Radium aus einer Lösung, welcher mehrere Stunden lang die Emanation entzogen wurde und das deshalb nur noch Spuren von RaA und RaC enthält, gibt zunächst nur die Kurve I mit 3,30 cm RW³⁾; die anderen Teile entwickeln sich in der theoretisch zu erwartenden Zeit; Kurve II zeigt das Verhalten nach 90 Stunden, d. i. nach Bildung der halben Sättigungsmenge der Emanation. Der dem Ra angehörige Teil hat sich einfach in die Höhe geschoben, während die der Emanation und dem RaA und RaC angehörigen Teile in gleichem Maße angewachsen sind; die raschlebigen RaA und C sind ja stets im Gleichgewicht, also auch gleich stark strahlend mit der Emanation. Die Höhe der neu entstandenen Teile ist die Hälfte der nach 28 Tagen (Kurve III) praktisch erreichten Gleichgewichtsmenge. Die etwas zu geringe Höhe (*a* liegt tiefer als *m*) weist auf das Entweichen eines Teiles der Emanation hin. Die Zuordnung des dem RaA zugeschriebenen Teiles erfolgt leicht durch Beobachtung der zeitlichen Änderung der Kurve einer frisch aktivierten Platte.

Die vorgetragene Anschauung bedingt ferner, daß die Ionisationskurven aller α -Strahlen kongruent sein müssen, wenn man die

¹⁾ Über eine Vermehrung oder Verminderung der RW durch beschleunigende oder verzögernde elektrostatische Kräfte s. Eve, Phil. Mag. (6) **15**, 720 (1908); Reinganum, Ann. d. Phys. **33**, 134 (1909).

²⁾ Geiger, Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 505 (1910).

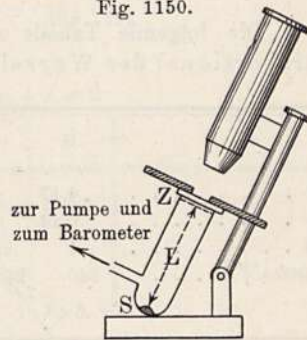
³⁾ Das Stück jenseits *l* rührt von den sich sofort bildenden Umwandlungsprodukten her.

Endpunkte zusammenfallen läßt. Diese Konsequenz hat sich in den meisten Fällen bestätigt; die Beobachtung einer abnormen Kurvengestalt beim Uran ließ sich durch die auch anderweitig begründete (vgl. § 383) Annahme erklären¹⁾, daß das Uran zwei untrennbare α -Substanzen mit wenig verschiedener Reichweite enthalte, nämlich UI mit $R = 2,50$ und U II mit $R = 2,90$ (s. auch § 400). Beim Th C ergab die Form der Kurve die Notwendigkeit einer Zerlegung dieses Produktes in in Th C_1 und C_2 mit $R = 4,8$ und $8,6$, von denen das zweite jedenfalls sehr kurzlebig ist, da es stets mit dem ersten im Gleichgewicht. In gleicher Weise wurde endlich Act A, ein kurzlebiger Begleiter der Act-Emanation, entdeckt (s. auch § 389).

Die Reichweite in einem Gase ist dem Druck umgekehrt proportional²⁾ und kann deshalb mittels der in Fig. 1150 skizzierten Anordnung unter dem Mikroskop gemessen werden: Unter dem Mikroskop ist eine Glasröhre befestigt, deren Länge L größer ist als die Reichweite R bei Atmosphärendruck p_0 ; die Röhre enthält auf ihrem Grunde die Strahlungsquelle S und ist oben durch eine Glasplatte verschlossen, die innen mit Zinksulfid Z bedeckt ist. Mittels einer Luftpumpe wird der Druck bis zu dem Werte p erniedrigt, bei welchem die ersten Scintillationen sichtbar sind. Dann ist:

$$R = L \cdot \frac{p}{p_0} \dots \dots \dots (1)$$

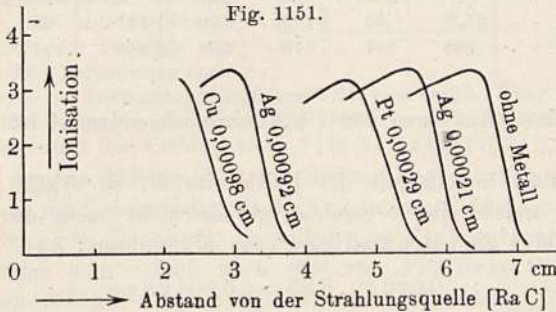
Fig. 1150.



Über eine entsprechende elektrische Methode s. § 388.

Ebenso wie Luft und andere Gase wirken auch feste Körper. Fig. 1151 zeigt einige Kurven für Ra C bei Einschaltung verschiedener Metallfolien³⁾;

Fig. 1151.



die beigeschriebenen Zahlen geben das Gewicht pro Quadratcentimeter des Metalles an. Die Höhe der Kurven und somit auch die Zahl der α -Teilchen ist dieselbe geblieben, bloß die Reichweite hat sich verkürzt. Zu demselben Resultat gelangen Regener⁴⁾ und Taylor⁵⁾ durch Scintillationszählung.

Wenn eine Schichtdicke h einer Substanz die Reichweite in Luft um 1 cm verkürzt, so bezeichnet man h als das

„Luftäquivalent“

¹⁾ Geiger u. Nuttall, Phil. Mag. (6) 23, 439 (1912). — ²⁾ Adams, Phys. Rev. 24, 108 (1907). — ³⁾ Bragg, loc. cit. 1905 u. 1906; Bragg u. Kleemann, loc. cit. 1905. — ⁴⁾ Ber. d. D. Phys. Ges. 6, 78 (1908). — ⁵⁾ Phil. Mag. (6) 26, 402 (1913).

der Substanz. Für die Aufsuchung allgemeiner Beziehungen eignet sich mehr eine andere aus h zu berechnende Größe, nämlich das

„Bremsvermögen“.

Es seien A und A' die Atomgewichte, d und d' die Dichten der Substanz und der Luft; dann ist hd/A die Grammatomzahl in einer Schicht von 1 cm^2 Fläche und $h \text{ cm}$ Höhe. In der äquivalenten Luftschicht von 1 cm Höhe sind d'/A' Grammatome. Also haben hd/A Atome der Substanz die gleiche verzögernde Wirkung wie d'/A' Atome Luft, oder das Bremsvermögen eines Atoms bezogen auf Luft als Einheit beträgt:

$$s = \frac{1}{h} \frac{d'}{d} \frac{A}{A'} \dots \dots \dots (2)$$

Die folgende Tabelle zeigt, daß das Bremsvermögen ungefähr proportional der Wurzel aus dem Atomgewicht ist.

	H	C	N	O	Al	S	Cl	Fe	Ni
h	4,17	—	1,06	0,95	0,059	—	0,56	0,026	0,025
s	0,24	0,85	0,94	1,05	1,49	1,76	1,78	2,29	2,44
A	1	12	14	16	27	32	35,5	56	59
$1000 s/\sqrt{A}$	240	246	251	262	287	312	299	307	319

	Cu	Br	Ag	Sn	J	Pt	Au	Pb
h	0,025	0,026	0,026	0,039	—	0,019	0,020	0,036
s	2,46	2,60	3,28	3,56	3,44	4,14	4,22	4,27
A	63,5	80	108	119	127	195	197	207
$1000 s/\sqrt{A}$	309	291	316	326	307	297	301	298

Ein gewisses Ansteigen von s/\sqrt{A} mit wachsendem A ist allerdings unverkennbar.

Multipliziert man h mit der Reichweite R , so erhält man diejenige Schichtdicke, welche die α -Strahlen gerade nicht mehr durchläßt; so ist für Ra C-Strahlen die „Bremsdicke“ des Aluminiums:

$$0,00059 \cdot 6,93 = 0,00409 \text{ cm}$$

oder rund 0,04 mm.

Für zusammengesetzte Körper ist das Bremsvermögen gleich der Summe der Bremsvermögen der Bestandteile. So ergab sich, da die Einheit das Bremsvermögen des Luftatoms oder des halben Luftmoleküls ist, für:

	Berechnet	Beobachtet	
C_2H_2	$s = s_{\text{C}} + s_{\text{H}}$	1,09	1,11
C_2H_4	$s = s_{\text{C}} + 2 s_{\text{H}}$	1,33	1,35
CH_4O	$s = \frac{1}{2} s_{\text{C}} + 2 s_{\text{H}} + \frac{1}{2} s_{\text{O}}$	1,43	1,43
$\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$	$s = s_{\text{C}} + 2,5 s_{\text{H}} + \frac{1}{2} s_{\text{Cl}}$	2,34	2,36

Aus diesen Resultaten folgt, daß die Wirkung auf die α -Teilchen nicht von den Molekeln als Ganzes ausgeht, sondern daß jedes Atom für sich wirkt, daß also höchstwahrscheinlich eine Einwirkung erst erfolgt, wenn das Atom selbst von dem α -Teilchen durchquert wird. Hier kann also ein materielles Teilchen (α -Teilchen = He-Atom) ein anderes durchdringen. Zu demselben Schluß nötigt auch die Größe der Reichweite, welche ja die gastheoretischen, d. h. mit der Annahme undurchdringlicher Atome berechneten Weglängen fast millionenfach übertrifft. Versuche über Durchgang durch Kristalle bei Reinganum und Heil¹⁾.

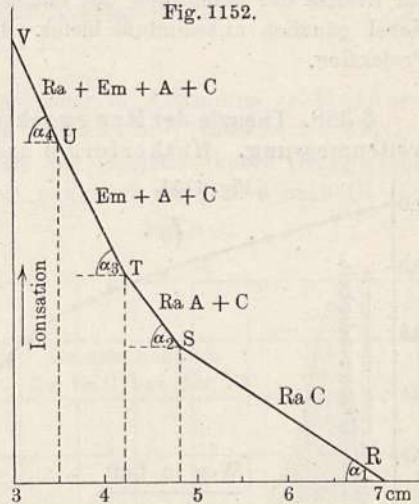
Geht die α -Strahlung von einer dicken Schicht aus, so daß die aus größerer Tiefe kommenden Teilchen völlig abgebremst werden, so sind im Luftraume alle Reichweiten von R bis 0 vorhanden und die Teilchenzahl nimmt von R bis zur Strahlungsquelle hin geradlinig zu, etwa wie das Stück RS in Fig. 1152 im Falle von Ra C. Sind mehrere α -strahlende Substanzen miteinander im Gleichgewicht, wie bei einer dicken Radiumschicht, so erhält man Kurven, wie $RSTUV$ in Fig. 1152 schematisch zeigt; die Kurve besteht aus mehreren geradlinigen Stücken, und da jedes Produkt gleichviel α -Teilchen liefert, so müssen sich die Neigungstangenten $tg \alpha_1 : tg \alpha_2 : tg \alpha_3 : tg \alpha_4$ verhalten wie 1:2:3:4. Über die wirkliche — von dem Schema etwas abweichende — Gestalt der Kurven s. Bragg, loc. cit. 1904; ferner McCoy²⁾ und v. Schweidler³⁾.

Viele Körper werden durch α -Teilchen gefärbt; so färbt sich Glas dunkelviolett; die Färbung ist auf eine scharf begrenzte Schicht beschränkt, die gleich der Reichweite im Glase ist. So fand Rutherford⁴⁾ für eine bestimmte Glassorte eine Tiefe der Färbung von 0,039 mm, während die Berechnung nach dem Bremsvermögen der Bestandteile des Glases 0,041 mm ergab. Über verwandte Erscheinungen in Mineralien — „pleochroitische Höfe“ — und die Berechnung ihres Alters aus der Intensität der Färbung siehe Joly u. Rutherford⁵⁾.

Über eine gewisse Abhängigkeit des Bremsvermögens von dem Orte des Schirmes, also von der Geschwindigkeit des Teilchens s. Kucera und Masek⁶⁾, E. Meyer⁷⁾, Bragg⁸⁾, Taylor⁹⁾, Marsden und Richardson¹⁰⁾.

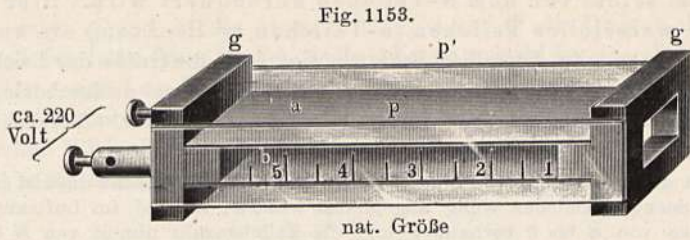
Wir erwähnen zum Schluß noch eine von Przibram¹¹⁾ angegebene Demonstrationsmethode für die Reichweite (Fig. 1153). Zwei Messingplatten a, b von etwa 7 cm Länge und 4 cm Breite sind durch Hartgummistücke gg' in etwa 0,5 cm Abstand gehalten und der entstehende Zwischenraum seitlich durch Glasplatten pp' geschlossen, von denen die eine eine Zentimeterteilung trägt. a und b werden mit einer Spannung von etwa 220 Volt verbunden und Salmiaknebel in den Zwischenraum gebracht. Solange keine Ionen vorhanden, bleibt der Nebel von der Spannung unbeeinflusst. Wird

Fig. 1152.



1) Ber. Nat. Ges. Freiburg 20, 1 (1914). — 2) Phys. Rev. 1, 398 (1913). — 3) Phys. Zeitschr. 14, 505 (1913). — 4) Phil. Mag. (6) 19, 192 (1910). — 5) Ebenda (6) 25, (1913). — 6) Phys. Zeitschr. 7, 630 (1906). — 7) Ebenda 7, 917 (1906); 8, 425 (1907). — 8) Phil. Mag. (6) 13, 507 (1907). — 9) Ebenda (6) 18, 604 (1909). — 10) Ebenda (6) 25, 184 (1913). — 11) Wien. Ber. (IIa) 121, 221 (1912).

jedoch die Öffnung von g' mit einem kräftigen Poloniumpräparat bedeckt, so lagert sich der Nebel an die entstehenden Ionen und wird an die Elektroden getrieben; es entsteht so eine scharf begrenzte nebelfreie Strecke bis



zur Grenze der Reichweite des Poloniums bei 3,86 cm, jenseits welcher der Nebel gänzlich unbeeinflusst bleibt. Der Versuch eignet sich besonders zur Projektion.

§ 388. Theorie der Bragg'schen Kurve; Gesamtionisation; Reichweitenmessung. Rutherford¹⁾ und Geiger²⁾ haben, der erstere photographisch, der letztere mittels des Leuchtschirmes, die Änderung der magnetischen Ablenkung von α -Teilchen im Vakuum bei Zwischenschaltung verschieden dicker Glimmerschirme, deren Luftäquivalent bekannt war, gemessen; hieraus ließ sich die Geschwindigkeit v für verschiedene Punkte der Bahn in Luft berechnen.

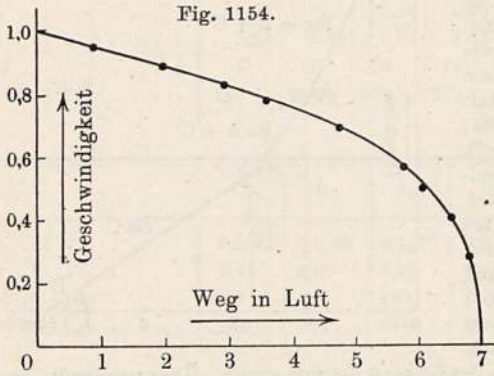


Fig. 1154 zeigt die Resultate für Ra C. Die Beobachtungen

lassen sich nach Geiger durch die Gleichung:

$$v^3 = a(R - x) \dots \dots \dots (1)$$

darstellen, wobei x der Abstand von der Strahlungsquelle und a eine Konstante³⁾. Für Ra C ist die Anfangsgeschwindigkeit $v = v_0 = 2,06 \cdot 10^9$ für $x = 0$. Also:

$$a = 2,06^3 \cdot 10^{27} / 7,06 = 1,24 \cdot 10^{27}$$

oder

$$v = 1,075 \cdot 10^9 \sqrt[3]{R - x} \dots \dots \dots (2)$$

und die Anfangsgeschwindigkeit eines Teilchens von der Reichweite R :

$$v_0 = 1,075 \cdot 10^9 \sqrt[3]{R} \dots \dots \dots (3)$$

Die Beobachtungen ergaben, daß v_0 für alle Teilchen einer Substanz innerhalb 0,5 Proz. den gleichen Wert hat.

¹⁾ Phil. Mag. (6) **12**, 134 (1906). — ²⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 505 (1910). — ³⁾ Für Körper sehr hoher Dichte finden Marsden u. Taylor, Proc. Roy. Soc. (A) **88**, 443 (1913) bessere Übereinstimmung mit $v^2 = a(R - x)$.

Aus (1) folgt, daß längs einer Strecke δx die Abnahme von v^3 überall dieselbe ist. Nun ist aber $\delta v^3 = (v + \delta v)^3 - v^3 = 3v^2\delta v$, also ist: $-v^2\delta v$ proportional δx .

Die Energie E ist proportional v^2 ; ihre Änderung δE proportional $\delta v^2 = 2v\delta v$.

Also ist die Energieabnahme:

$$-\delta E \text{ proportional } \delta x/v \dots \dots \dots (4)$$

Nehmen wir nun an, daß die verbrauchte Energie für die Ionisation verwandt ist, so muß nach (4) die Ionisation J pro Zentimeter Weg proportional $1/v$ sein, oder nach Gl. (1):

$$J = \frac{k}{\sqrt{R-x}} \quad (k \text{ eine Konstante}) \dots \dots \dots (5)$$

Atomistische Theorien der Bremswirkung in Anlehnung an Rutherfords Atommodell (§ 402) bei Darwin¹⁾ und Bohr²⁾ (siehe auch § 391).

Fig. 1155 zeigt die genaue Gestalt der Ionisationskurve (Braggsche Kurve) für Ra C nach Geiger³⁾, sowie punktiert die Kurve nach Gl. (5). Wegen des oben (§ 387) erwähnten Abfalls der Teilchenzahl in der Nähe des Endpunktes entsteht dort ein rascher Abfall an Stelle des unendlich steilen Anstiegs nach Gl. (5). Für die Reichweite ist aus eben demselben Grunde ein mittlerer Wert 6,7 cm eingesetzt.

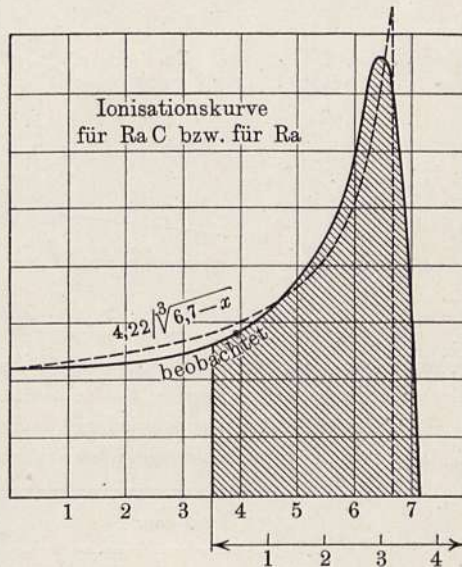
Die Gl. (5) stellt ersichtlich die Kurve, wenigstens in roher Annäherung dar.

Der von der Kurve und den Achsen umschlossene Flächeninhalt ist, wie leicht zu sehen, der von einem α -Teilchen der Reichweite R erzeugten Gesamtionisation proportional.

Für ein Teilchen mit geringerer Reichweite erhält man ein entsprechend kürzeres Flächenstück, z. B. für Ra das in der Fig. 1156 schraffierte Stück als Maß der Gesamtionisation bzw. als Ionisationskurve.

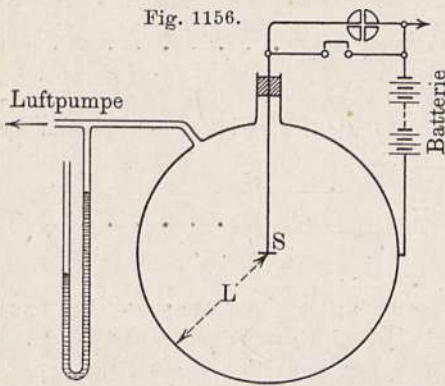
Die einfachste Messungsmethode für die Gesamtionisation und die Reichweite ist in Fig. 1156 angedeutet; diese von Geiger und Nuttall⁴⁾

Fig. 1155.

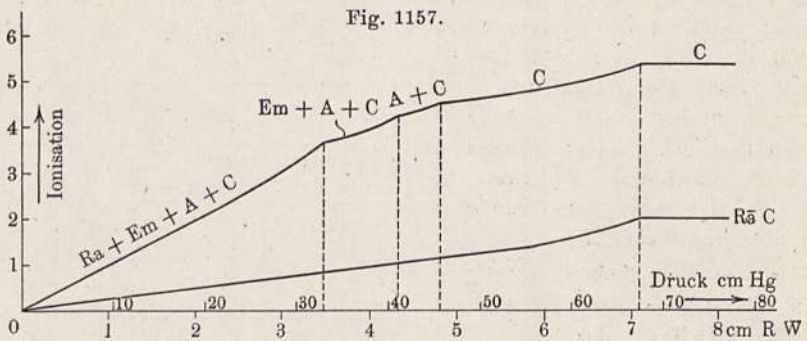


1) Phil. Mag. **23**, 901 (1912). — 2) Ebenda **25**, 10 (1913). — 3) Proc. Roy. Soc. (A) **82**, 486 (1909); die Kurven für verschiedene Gase sind nicht ganz gleich. Näheres siehe Taylor, Sill. Journ. (4) **31**, 249 (1911) und Phil. Mag. (6) **26**, 402 (1913). — 4) Phil. Mag. (6) **22**, 613 (1911).

angegebene Methode hat vor der Braggschen den Vorzug, auch für beliebig schwache Präparate brauchbar zu sein. Die strahlende Schicht *S* befindet sich im Mittelpunkt eines großen Kolbens mit versilberter Wand vom Radius *L*. *L* ist größer als *R* bei normalem Druck. Dann ist der zwischen *S* und der Wand übergehende Ionisationsstrom vom Druck unabhängig, solange $R < L$. Wird dagegen bei abnehmendem Druck $R < L$, so nimmt die Ionisation ab; man erhält also Kurven, wie sie Fig. 1157 für Ra C sowie für (Ra + Em + A + C) zeigt; *L* ist gleich 8 cm angenommen. Wenn *p*' der Druck an einem Knickpunkt, Θ die absolute Temperatur, so ist die Reichweite *R* beim Normaldruck *p*₀ und der Normaltemperatur Θ_0 ¹⁾:



$$R = L \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{\Theta_0}{\Theta} \dots (6)$$



Ist der Maximalstrom *J*₀ bekannt²⁾ sowie die Anzahl der von *S* ausgehenden α -Teilchen gezählt, so erhält man leicht die von einem α -Teilchen emittierte gesamte Ionenzahl.

In Fig. 1156 entsprechen jedem Quadrat 10⁴ Ionen. Folgende Tabelle enthält einige Zahlen nach neueren Messungen (*p*₀ = 760 mm; Temperatur 15° C):

Substanz	<i>R</i> (Luft)	Ionenzahl
Ra	3,30	1,53 · 10 ⁵
Em	4,16	1,74 · 10 ⁵
Ra A	4,75	1,87 · 10 ⁵
Ra C	6,93	2,37 · 10 ⁵
Ra F	3,77	1,62 · 10 ⁵

Nimmt man an, daß von den 3,4 · 10¹⁰ α -Teilchen pro Sekunde eines Gramms Radium von einer dünnen Schicht die Hälfte in den Gasraum ge-

¹⁾ Es ist nur die Dichte des Gases maßgebend und diese ist proportional *p*/ Θ .

²⁾ Wegen gewisser Schwierigkeiten bezüglich Erreichung der Sättigung s. § 390.

langt, so erhält man für den gesamten Ionisationsstrom eines Gramms Ra (ohne Umwandlungsprodukte):

$$J = 1,7 \cdot 10^{10} \cdot 1,53 \cdot 10^5 \cdot 4,71 \cdot 10^{-10} = 1,224 \cdot 10^6 \text{ cgs/Sek} \quad \dots (7)$$

Der 10^{-12} Teil dieses Stromes ist noch nachzuweisen, so daß diese Zahl zur Bestimmung sehr kleiner Ra-Mengen dienen kann, indem man einen gemessenen Bruchteil einer Lösung auf einem flachen Schälchen verdampft und dann den Gesamtstrom mißt. Noch empfindlicher, weil größere Mengen auf einmal messend, ist die Messung des Stromes der aus der Lösung ausgetriebenen Emanation oder ihrer Umwandlungsprodukte. Der Strom für ein Curie (vgl. § 382) Emanation wurde von Mache und St. Meyer¹⁾ zu

$$\underline{2,5 \cdot 10^6 \text{ cgs/Sek}}$$

bestimmt; ebendort Angaben über den Einfluß der Gefäßdimensionen.

In älterer Literatur findet sich vielfach auch als Maß für Emanation die

$$\underline{\text{Mache-Einheit,}}$$

welche einem Ionisationsstrom von $1/1000$ cgs/Sek entspricht.

Die gesamte Ionisation in verschiedenen Gasen ist nach Taylor²⁾ annähernd dieselbe; vom leichtesten untersuchten Gase (H_2) bis zum schwersten ($C_4H_{10}O$) ändert sich der Strom nur im Verhältnis 1:0,73. Daraus folgt die Konstanz der Ionisierungsenergie für alle Gase, vorausgesetzt, daß wirklich die ganze Energie für die Ionisierung verbraucht wird³⁾. Die Anfangsenergie ist:

$$U_0 = \frac{m v_0^2}{2} = 2e \frac{m}{2e} \frac{v_0^2}{2} \quad \dots \dots \dots (8)$$

wobei e die Elektronenladung. Dieselbe wird verwandt, um n Ionen oder die Ladung ne freizumachen. Auf ein Ion kommt also die Energie U_0/n , welche von einer Elektronenladung beim Fall durch die Spannung V erreicht würde, wenn $eV = U_0/n$ oder $V = U_0/ne$, also:

$$\underline{V = \frac{m v_0^2}{2 en}} \quad \dots \dots \dots (9)$$

Es ist $m/2e = 1/4825$; für Ra C ist $v_0 = 2,06 \cdot 10^9$ und $n = 2,37 \cdot 10^5$.

Also:

$$\underline{V = \frac{2,06^2 \cdot 10^{18}}{4825 \cdot 2,37 \cdot 10^5} = 37,1 \cdot 10^8 \text{ CGS} = 37,1 \text{ Volt} \quad \dots (10)}$$

Die Größenordnung ist die gleiche, der Zahlwert jedoch beträchtlich größer als der für stoßende Elektronen in § 354 gefundene.

§ 389. Reichweite und Lebensdauer; Entdeckung sehr kurzlebiger Substanzen. Eine von Rutherford⁴⁾ schon vermutete Beziehung zwischen Reichweite und Zerfallgeschwindigkeit, daß nämlich in jeder einzelnen Umwandlungsreihe der größeren Zerfallgeschwindigkeit auch die größere RW entspreche, ist durch eine Reihe von Arbeiten von Geiger und Nuttall⁵⁾

¹⁾ Phys. Zeitschr. **13**, 320 (1912). — ²⁾ Sill. Journ. (4) **31**, 249 (1911). —

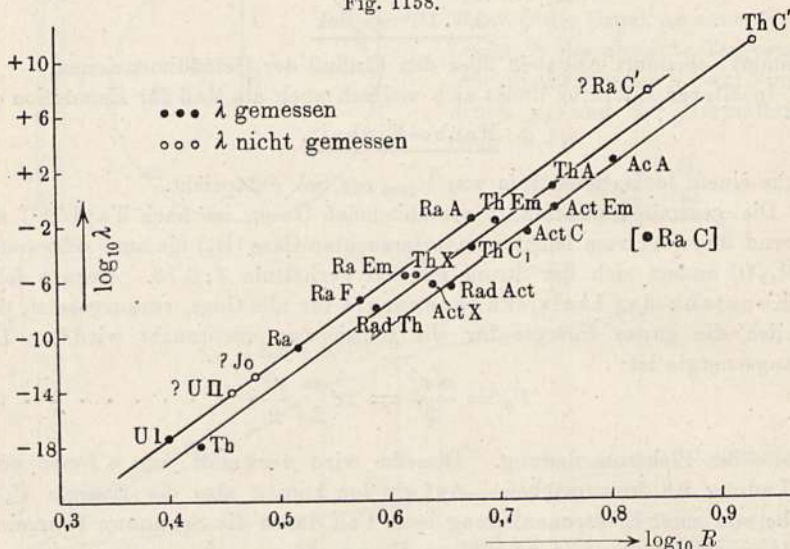
³⁾ Die stärkere Streuung schwererer Gase (s. § 391) kann zum Teil die geringere Ionisation erklären. — ⁴⁾ Phil. Mag. (6) **13**, 110 (1907). — ⁵⁾ Ebenda **22**, 613 (1911); **23**, 439 (1912); **24**, 647 (1912).

bestätigt worden und führte zugleich zu einer indirekten Bestimmungsmethode der Lebensdauer nicht isolierbarer und zur Vermutung der Existenz äußerst kurzlebiger Produkte.

In Fig. 1158 ist für eine Reihe von α -strahlenden Substanzen der Logarithmus der RW als Abszisse und der Logarithmus der Zerfallskonstanten (λ in Sek^{-1} als Einheit) als Ordinate aufgetragen. Die Punkte liegen für jede einzelne Reihe im allgemeinen auf einer Geraden.

Für Ra, Ra-F, Ra-Em und Ra A ist diese Regel ohne weiteres erfüllt; UI paßt ebenfalls hinein, wenn man ihm die auf indirektem Wege (vgl. § 383) bestimmte Zerfallskonstante des Urans $1/\lambda = 7,2 \cdot 10^9$ Jahre = $2,3 \cdot 10^{17}$ Sek

Fig. 1158.



und die kleinere RW zuschreibt. Für UII würde sich dann auf Grund der oben gefundenen Regel eine etwa 1000 mal kleinere Lebensdauer ergeben, so daß UII mit dem UI in Mineralien stets im Gleichgewicht sein muß. Seine Menge, etwa $1/1000$ der Uranmenge, müßte eine Abscheidung in wägbareren Mengen gestatten, wenn eine chemische oder physikalische Scheidung möglich wäre; bis jetzt ist keine geeignete Methode gefunden. Für das Ionium ergibt die Regel etwa $1/\lambda = 200\,000$ Jahre, was der Größenordnung nach mit der — noch ziemlich unsicheren — Bestimmung aus der Bildungsgeschwindigkeit des Radiums (vgl. § 383) stimmt.

Gänzlich aus der Reihe fällt das Ra C, wenn man die früher (§ 380) mitgeteilte Konstante $1/\lambda = 28,1$ beibehält. Aber auch die gleichzeitige Emission von $\alpha\beta\gamma$ -Strahlen seitens einer Substanz widerspricht der sonstigen Erfahrung der getrennten Emission von α -Strahlen einerseits, ($\beta + \gamma$)-Strahlen andererseits. So bietet sich von selbst als Ausweg die Zerlegung von Ra C in einen bloß ($\beta + \gamma$)-strahlenden Bestandteil Ra C und einen α -strahlenden Ra C' von der unmeßbar kurzen Lebensdauer von etwa 10^{-7} Sekunden, der somit mit dem Ra C stets im Gleichgewicht sein muß. In ganz gleicher Weise kann man auf die Existenz einer das Th C begleitenden Substanz Th C' schließen von der noch kürzeren Lebensdauer 10^{-11} Sekunden.

Aus ganz anderen Gründen wurde bei der Th-Em und der Act-Em die Existenz je eines sehr kurzlebigen Produktes vermutet. [Diese werden jetzt als Th-A und Act-A bezeichnet, während vor ihrer Entdeckung (1910) die jetzigen Th-B und Act-B als A-Produkte bezeichnet waren.]

Geiger und Marsden¹⁾ beobachteten nämlich bei der Act-Em, die in dünner Schicht zwischen zwei Zn-S-Schirme eingeschlossen war, eine große Zahl von je zwei gleichzeitig auftretenden Scintillationen und schlossen daraus auf die Existenz eines Produktes der Emanation mit weniger als 0,1" Lebensdauer. Ähnliche Beobachtungen an der Th-Em ergaben fast gleichzeitige Doppelseintillationen, woraus auf ein Produkt von etwa 0,2" Lebensdauer geschlossen wurde. Wegen des direkten Nachweises dieser Produkte durch Geiger²⁾ (Act-A; $1/\lambda = 0,0029''$), Moseley und Fajans³⁾, Rutherford und Geiger⁴⁾ muß auf die Originalliteratur verwiesen werden. Die Zweiteilung der Bragg'schen Kurve der Emanationen zeigt ebenfalls die Existenz des rascher zerfallenden Begleiters an (Geiger, loc. cit.) und die Zuordnung der kleineren Reichweiten zu der Emanation und der größeren zu dem kurzlebigen Produkt kann dann nach der Geiger-Nuttallschen Regel nicht weiter zweifelhaft sein. Endlich gelang Geiger (loc. cit.) auch die Abtrennung des Act-A und Th-A von der Emanation in einem elektrischen Felde.

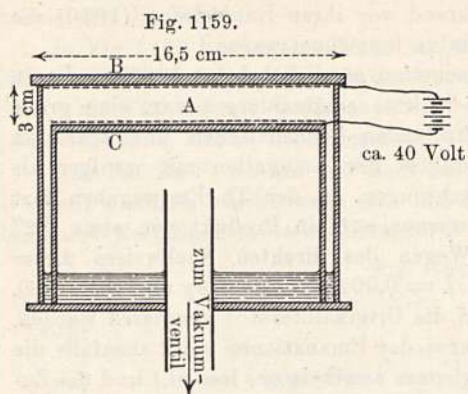
Aus Fig. 1159 geht hervor, daß einer Verkürzung des Reichweitenlogarithmus um 0,075, also einer Verminderung der RW um etwa 16 Proz., eine Vergrößerung der Lebensdauer auf etwa das 10 000fache und damit eine Verkleinerung der Aktivität auf $1/10\,000$ entspricht; einer RW = 2,1 cm würde also bereits eine α -Aktivität von $1/10\,000$ derjenigen des Urans entsprechen; das ist aber schon ziemlich die Grenze der Meßbarkeit (die β -Aktivität des Kaliums beträgt etwa 10mal mehr), so daß derartig langsame α -Strahlen sich, wenn vorhanden, der Messung entziehen müssen. Andererseits ist es danach ausgeschlossen, daß das anscheinend strahlenlose aber rasch zerfallende Mesothorium I (s. Tabelle § 401) etwa langsame α -Strahlen emittiert, wohingegen für das ebenfalls strahlenlose Actinium, dessen Zerfallzeit noch unbekannt ist, eine derartige Möglichkeit bestehen bleibt.

§ 390. Wilsons Methode zur Sichtbarmachung des Weges der α -Teilchen; Ionenfäden; mangelhafte Sättigung. Die bereits in § 340 erwähnte Methode von C. T. R. Wilson⁵⁾, die Bahn ionisierender Strahlen sichtbar zu machen, ist eine Modifikation der in § 350 beschriebenen Nebelkondensationsmethode. Der wesentliche Unterschied ist die Photographie des Nebels mittels Momentbeleuchtung unmittelbar nach der Expansion, wenn die gebildeten Nebelkerne noch keine Zeit gehabt haben, durch Diffusion oder Konvektion ihren Ort zu verändern.

Das Expansionsgefäß (Fig. 1159) hat die Gestalt einer flachen gläsernen Kammer AB. Wird die unten in eine Wasserschicht eintauchende Glocke C durch rasches Öffnen eines Ventils mit einem Vakuum in Verbindung gesetzt, so sinkt die vorher schwimmende Glocke plötzlich zu Boden und die mit Dampf gesättigte Luft in A expandiert. Die Oberseite von C und die Unterseite von B

¹⁾ Phys. Zeitschr. **11**, 7 (1910). — ²⁾ Phil. Mag. (6) **22**, 201 (1911). — ³⁾ Ebenda **22**, 629 (1911). — ⁴⁾ Ebenda **22**, 621 (1911). — ⁵⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **87**, 277 (1912); Handb. d. Radioakt. **10**, 34 (1913).

sind mit Gelatine überzogen und dadurch leitend gemacht, *C* außerdem noch mit Tusche geschwärzt. Eine an *B* und *C* angelegte Spannungsdifferenz von etwa 40 Volt beseitigt alle Ionen, außer den unmittelbar vor dem



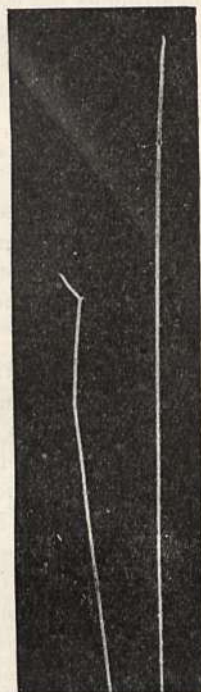
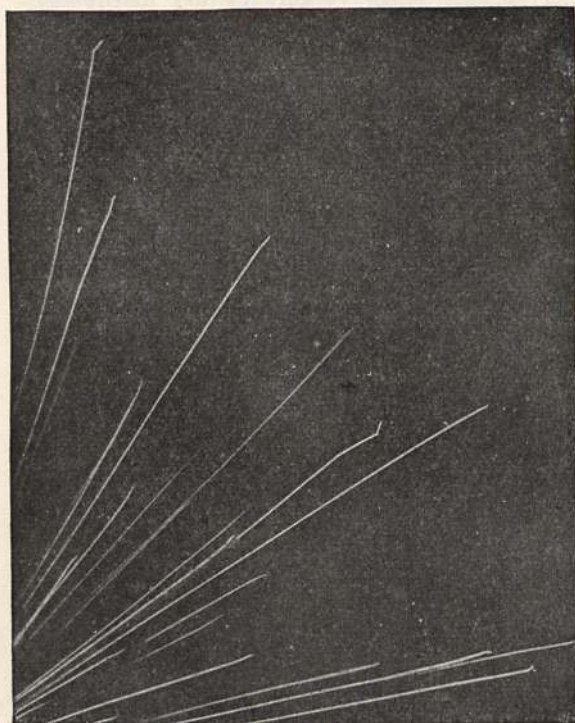
Moment der Expansion entstanden, die durch die Wassertropfchen beschwert und dadurch am Wandern verhindert sind. Wegen aller sonstigen Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden¹⁾.

Fig. 1160 a zeigt einige Bahnen von α -Teilchen eines Ra-Präparates in 1,05 facher Größe. Fig. 1160 b zwei Bahnen in etwa 2,6 facher Vergrößerung. Man

sieht Strahlen aller möglichen Reichweiten; die längsten in der Figur etwa 8,7 cm, in Wirklichkeit also etwa 8,25 cm langen Bahnen stammen vom RaC. Der

Fig. 1160 a.

Fig. 1160 b.



abnorm lange Strahl ganz links oben stammt vermutlich nicht aus dem Ra-Korne selbst, sondern von einem im Gasraum aus Emanation entstandenen C-Teilchen.

¹⁾ Anmerkung während der Korrektur: Eine vereinfachte Anordnung für Demonstrationszwecke beschreibt Mache, Phys. Zeitschr. **15**, 288 (1914).

Man sieht deutlich, daß die Bahnen zwar im allgemeinen geradlinig sind, daß jedoch gelegentlich, namentlich gegen das Ende hin, scharfe Knicke um mehr oder weniger große Winkel auftreten. In Fig. 1160 sieht man auch an einem solchen Knickpunkt eine Art Sporn; hier hat offenbar das getroffene und den Knick veranlassende Luftmolekül durch den Ausstoß selbst eine genügende Geschwindigkeit erhalten, um seinerseits Ionen oder andere Nebelkerne zu erzeugen. Die Knickung bewirkt eine gewisse „Streuung“ der Bahnrichtung und Reichweiten.

Die Reichweitenstreuung, d. h. die Abnahme der Teilchenzahl bei Annäherung an den Bahnendpunkt, auf deren Existenz schon in § 387 hingewiesen wurde, erklärt sich leicht, wenn man bedenkt, daß, ganz abgesehen von etwaigem starken Energieverlust bei der Bahnknickung ja die Entfernung zwischen Anfangs- und Endpunkt der geknickten Bahn kürzer ist als die wahre Bahnlänge. Über die Richtungsstreuung s. § 391. Andere Ursachen der Reichweitenstreuung s. Herzfeld¹⁾.

Die Anordnung der entstandenen Ionen längs geradliniger Fäden ist die Ursache für eine häufig beobachtete Schwierigkeit, bei α -Ionisation Sättigungsstrom zu erhalten. Wenn nämlich die Richtung eines solchen „Ionenfadens“ mit der elektrischen Feldrichtung zusammenfällt (Fig. 1161),

Fig. 1161.

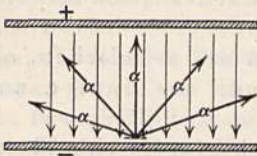
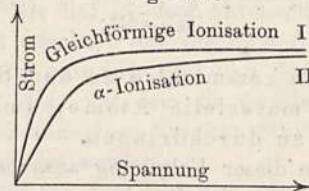


Fig. 1162.



so bleibt der Faden trotz der Wanderung im Felde erhalten und die Ionen haben eine viel größere Wahrscheinlichkeit der Wiedervereinigung, als wenn sie gleichmäßig im Raume verteilt wären. Dagegen werden die schief zum Felde verlaufenden Fäden durch das Feld sofort auseinandergerissen und die Ionen haben im Zwischenraume zwischen den Fäden wenig Aussicht auf Vereinigung. So erhält man statt der normalen Sättigungskurve Fig. 1162 I eine solche wie Fig. 1162 II.

Näheres über diese „mangelhafte Sättigung“, ihre Bedeutung als Fehlerquelle und ihre Vermeidung siehe u. a.: Moulin²⁾, Wheelock³⁾, E. Regener⁴⁾; ferner „Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen“ von G. Jaffé⁵⁾.

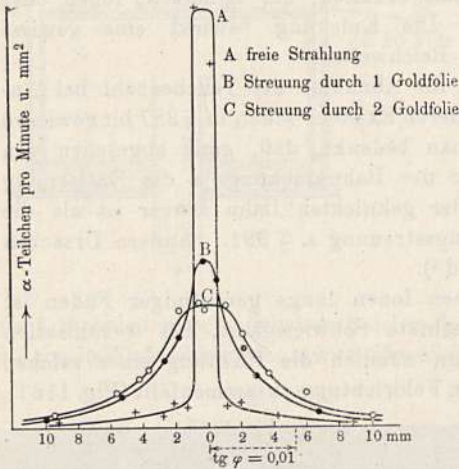
§ 391. Streuung der α -Teilchen; Rutherfords Atommodell. Die im § 390 direkt sichtbar gemachte Richtungsstreuung der α -Teilchen ist Gegenstand zahlreicher Spezialuntersuchungen gewesen⁶⁾.

Die Methode besteht in der Erzeugung eines scharfen Strahlenbündels im Vakuum und Beobachtung der Verbreiterung, die das Bündel durch Ein-

¹⁾ Phys. Zeitschr. **13**, 547 (1912). — ²⁾ Le Radium **5**, 136 (1908); **7**, 350 (1910); Compt. rend. **148**, 1757 (1909). — ³⁾ Sill. Journ. **30**, 233 (1910). — ⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 1027, 1067 (1911). — ⁵⁾ Ann. d. Phys. (4) **42**, 303 (1913). — ⁶⁾ Rutherford, Phil. Mag. (6) **11**, 166 (1906); H. Geiger, Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 174, 1908; **83**, 492 (1910); **86**, 235 (1912); H. Geiger u. Marsden, Phil. Mag. (6) **25**, 604 (1913); Wien. Ber. **121**, 2361 (1912); Rutherford u. Nuttall, Phil. Mag. (6) **26**, 702 (1913); Fr. Mayer, Ann. d. Phys. (4) **41**, 931 (1913).

schalten von dünnen Metallfolien oder durch Zulassung von Gasen erleidet. Fig. 1163 zeigt die Verteilungsänderung der α -Teilchen bei Einschaltung von Goldfolie. Abszissen sind die Abstände von der Mitte. Da die streuende Folie 540 mm vom Schirm entfernt war, so entspricht 5,4 mm Ablenkung ein Streuwinkel von 1:100, also etwa $\frac{1}{2}^\circ$. Die Folien hatten ein Bremsvermögen von etwa 0,4 mm Luft.

Fig. 1163.



Man sieht, daß größere Ablenkungen verhältnismäßig selten sind, obgleich auf derselben Strecke von 0,4 mm Luft doch rund 1000 ionisierende „Zusammenstöße“ stattfinden. Die Bedingungen für eine Knickung müssen also relativ selten erfüllt sein, und da hierfür nur die Entfernung der Bahn vom getroffenen Atom maßgebend sein kann, so findet man leicht, daß die kritische Entfernung viel kleiner ist als der Atomdurchmesser selbst.

Man kommt also zu dem Schluß, daß die α -Teilchen, obwohl selbst materielle Atome, imstande sind, das Innere anderer Atome zu durchdringen.

Von dieser Folgerung ausgehend hat Rutherford¹⁾ eine Theorie der Streuung entwickelt, deren wichtigste Voraussetzung die Annahme eines Aufbaues der materiellen Atome aus einer Anzahl N von Elektronen ist, die um einen positiven „Kern“ mit der Ladung $+Ne$ herum gruppiert sind. Die Ausdehnung dieses Kernes ist als außerordentlich klein gegen diejenige des ganzen Atomes anzusehen. (Näheres über dieses Atommodell s. § 403.)

Fliegt nun ein α -Teilchen durch ein solches Atom hindurch, so üben die einzelnen Elektronen keine beträchtliche Kraft auf das Teilchen aus bzw. die Kräfte heben sich, weil verschieden gerichtet, gegenseitig auf. Der Kern dagegen mit seiner N -fachen Ladung vermag dem Teilchen, wenn es nahe genug vorbeifliegt, eine starke Ablenkung zu geben. Die von Rutherford gefundene Formel für den zwischen den Winkeln φ und $\varphi + \delta\varphi$ abgelenkten Bruchteil y der α -Teilchen lautet:

$$y = \left(\frac{Ne^2}{mv^2}\right)^2 nx \operatorname{cosec}^4 \Phi/2 \cdot \delta\varphi \dots \dots \dots (1)$$

Hierin bedeutet n die Atomzahl pro Kubikzentimeter, x die Dicke des streuenden Schirmes, mv^2 die kinetische Energie und $2e$ die Ladung des α -Teilchens, Ne die Kernladung.

Da n proportional Dichte/Atomgewicht, so ist die Zerstreuung pro Masseneinheit proportional N^2/A .

Durch die obengenannten experimentellen Arbeiten wurde die Rutherfordsche Theorie bezüglich der Abhängigkeit vom Winkel und von der Ge-

¹⁾ Phil. Mag. 21, 669 (1911).

schwindigkeit durchaus bestätigt: die Beobachtungen ergaben ferner, daß die Streuung proportional A , also N proportional A ist; da in der Gleichung (1) alle Größen außer N bekannt sind, so läßt sich dieses berechnen. Es ergab sich durchweg etwa:

$$N = A/2 \dots \dots \dots (2)$$

wo A das Atomgewicht; nur für Wasserstoff ergab sich $N = 1$.

Nach van den Broek¹⁾ erhält man noch bessere Übereinstimmung, wenn man N einfach gleich der Ordnungsnummer des Elements im periodischen System setzt, wodurch auch die Ausnahmestellung des Wasserstoffs fortfällt (s. auch § 403). Eine exaktere Durchführung der Rutherford'schen Theorie gibt Darwin²⁾. Ihre Anwendbarkeit auch auf β -Strahlen zeigt Bohr³⁾.

§ 392. Entstehungsweise des aktiven Niederschlags; Rückstoß.

In § 378 wurde bereits darauf hingewiesen, daß der aktive Niederschlag sich auf einer negativen Elektrode konzentrieren läßt. Durch die Ladung ändert sich natürlich bloß die räumliche Verteilung, nicht die Gesamtmenge des in dem Gefäße entstehenden Niederschlags. Mit zunehmender Spannung wächst der Prozentgehalt der negativen Elektrode bis zu einem Maximum, welches sich von der Gesamtmenge nur noch wenig unterscheidet (etwa 95 Proz.)⁴⁾. Von H. W. Schmidt⁵⁾ wurde nachgewiesen, daß die Aktivierung dieselbe Abhängigkeit von der Spannung zeigt, wie der in dem Aktivierungsgefäß fließende Ionisationsstrom. Daraus folgt offenbar, daß die Ra A-Atome bei oder kurz nach ihrer Entstehung positiv geladen sind und dieselbe Beweglichkeit haben, wie die Ionen des Gases, mit dem sie vermischt sind. Direkte Beweglichkeitsmessungen, die zu demselben Resultat führten, sind von Rutherford⁶⁾ und Franck⁷⁾ ausgeführt worden.

Da nach der Ausstoßung des α -Teilchens das Restatom zunächst eine negative Ladung $-2e$ erhalten muß, so werden offenbar auch noch Elektronen, und zwar mindestens drei, gleichzeitig oder kurz nachher ausgegeben; über diese sogenannten δ -Strahlen s. § 400.

Völlig anders ist das Verhalten bei vermindertem Druck; der Einfluß des Feldes wird immer kleiner und schließlich Null.

Zur Erklärung nimmt Rutherford⁸⁾ an, daß bei der Emission des α -Teilchens das Restatom einen „Rückstoß“ erfahre; bei genügend niederen Drucken fliegt es vermöge dieses Rückstoßes mit großer Geschwindigkeit (s. § 393) bis zur Gefäßwand. Bei höheren Drucken wird es nach Durchlaufen einer begrenzten, dem Druck umgekehrt proportionalen „Reichweite“ völlig gebremst und folgt dann den Kraftlinien des Feldes. Aus der Abhängigkeit der Verteilung im Felde vom Druck läßt sich die Reichweite berechnen; Messungen von Makower⁹⁾, Jackson¹⁰⁾, Russ¹¹⁾, Kennedy¹²⁾, A. B. Wood¹³⁾, Wertenstein¹⁴⁾ ergaben für Luft von Atmosphärendruck etwa 0,1 mm, für Wasserstoff etwa 0,5 mm Reichweite.

¹⁾ Phil. Mag. (6) 27, 455 (1914); Phys. Zeitschr. 14, 32 (1913). — ²⁾ Phil. Mag. (6) 27, 499 (1914). — ³⁾ l. c. § 388. — ⁴⁾ Russ, Phil. Mag. (6) 15, 601, 737 (1908); Kennedy, ebenda (6) 18, 744 (1909); Wellisch u. Bronson, ebenda (6) 23, 714 (1912). — ⁵⁾ Phys. Zeitschr. 9, 184 (1908). — ⁶⁾ Phil. Mag. (6) 5, 95 (1903). — ⁷⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 397 (1909). — ⁸⁾ Phys. Zeitschr. 3, 210 (1901). — ⁹⁾ Phil. Mag. (6) 10, 526 (1905). — ¹⁰⁾ Ebenda (6) 10, 532 (1905). — ¹¹⁾ l. c. — ¹²⁾ l. c. — ¹³⁾ Ebenda (6) 26, 586 (1913). — ¹⁴⁾ Compt. rend. 155, 450 (1912).

§ 393. Rückstoßstrahlen. Sind m und v die Masse und Geschwindigkeit des α -Teilchens, M und V die entsprechenden Größen für das Rückstoßatom, so ist nach dem Schwerpunktsatz der Mechanik

$$MV = mv \quad \text{oder} \quad V = mv/M \dots \dots \dots (1)$$

Für Ra-Em ist $v = 1,74 \cdot 10^9$ (vgl. § 388, Gl. (3) und die Tabelle auf S. 1262); für das aus der Emanation entstehende Ra A ist $M = 226,5 - 2 \cdot 4 = 218,5$, also:

$$V = 3,19 \cdot 10^7 \text{ cm/sec.}$$

Ganz ähnliche Zahlen erhält man auch für die Atome des aus Ra A abgeschleuderten Ra B usw.

Viel geringer ist die Rückstoßwirkung einer β -Umwandlung, denn wenn auch v für das β -Teilchen 10- bis 18mal größer ist, so ist doch m etwa 4000mal kleiner, also die Rückstoßgeschwindigkeit etwa 400mal kleiner.

Stellt man einer aktivierten Platte A eine zweite inaktive Platte B gegenüber, so muß sich, wenn der Abstand d kleiner ist als die Reichweite der Rückstoßatome, ein mit abnehmendem d wachsender Bruchteil derselben auf B ansammeln. Ist also etwa A mit Ra A aktiviert, so muß B sich mit Ra B bedecken. Eine derartige Beobachtung von Miss Brooks¹⁾ wurde von Rutherford in der soeben angegebenen Weise erklärt.

Da nur etwa die Hälfte der Rückstoßatome nach außen geschleudert wird und von diesen noch die unter zu schiefer Richtung ausgehenden B nicht erreichen, so kann die Ausbeute auf B nur etwa 25 Proz. der Gleichgewichtsmenge betragen; bei β -Strahlenrückstoß ist die Ausbeute nur einige 10000stel²⁾.

Ist d größer als die Reichweite, so kann ein elektrisches Feld auch hier, genau wie bei den Rückstoßatomen aus Emanation, nachhelfen.

In hohem Vakuum müssen sich die Rückstoßteilchen wie rasche Kanalstrahlen verhalten, also im magnetischen und elektrischen Felde abgelenkt werden.

Versuche von Russ und Makower³⁾ und von Makower und Evans⁴⁾ ergaben Ablenkungen von zu erwartender Größe, wenn man den Teilchen eine einfache Ladung zuschreibt. Genaue Messungen könnten zur Atomgewichtsbestimmung der Rückstoßatome dienen.

Über Ionisation durch Rückstoßatome s. Wertenstein⁵⁾.

§ 394. Analyse durch Rückstoß; verzweigter Zerfall. Aus den Arbeiten von Hahn und Meitner⁶⁾, Fajans⁷⁾, Fajans und Makower⁸⁾, Moseley und Makower⁹⁾ geht hervor, daß die Rückstoßstrahlung zur Abtrennung und Reindarstellung aktiver Umwandlungsprodukte dienen kann. Diese Methode führte zur Entdeckung neuer, besonders eigenartiger Umwandlungsprodukte.

¹⁾ Nature, Juli 1904. — ²⁾ Hahn, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 55 (1909); Makower u. Russ, Phil. Mag. **19**, 100 (1910). — ³⁾ Phil. Mag. **20**, 875 (1910). — ⁴⁾ Ebenda **20**, 882 (1910) — ⁵⁾ Compt. rend. **152**, 1657 (1911). — ⁶⁾ Phys. Zeitschr. **10**, 697 (1909) — ⁷⁾ Ebenda **12**, 369 (1911); **13**, 699 (1912). — ⁸⁾ Phil. Mag. (6) **23**, 292 (1912). — ⁹⁾ Ebenda (6) **23**, 302 (1912).

§ 395. Schwankungen. Wenn man die Scintillationen, die ein schwaches α -Strahlenpräparat erzeugt, registriert, so findet man ihre Aufeinanderfolge bald rascher, bald langsamer. Nimmt man jedoch die Mittel über größere Zeitintervalle, so findet man die relativen Abweichungen dieser Mittelwerte um so kleiner, je größer das Intervall ist. Wenn der Zerfall eines Atoms lediglich nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen erfolgt, ohne daß ein Atom ein anderes beeinflußt, so ergeben sich für diese Abweichungen relativ einfache, aus der Wahrscheinlichkeitslehre folgende Gesetzmäßigkeiten, auf welche zuerst v. Schweidler¹⁾ aufmerksam machte. Ist \bar{Z} die mittlere Zahl der in irgend welchen gleichen Zeitintervallen gezählten Teilchen, so ist die mittlere Schwankung

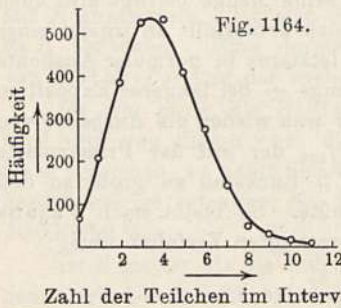
$$\delta \bar{Z} = \sqrt{\bar{Z}}$$

und die mittlere relative Schwankung:

$$\delta \bar{Z} / \bar{Z} = 1 / \sqrt{\bar{Z}}$$

Ist ferner $n = \bar{Z} + \delta Z$ die wirkliche Zahl der in einem einzelnen Intervall gezählten Teilchen, so ist nach Bateman die Häufigkeit h des Vorkommens der Zahl n proportional mit:

$$\frac{\bar{Z}^n e^{-\bar{Z}}}{n!}$$



Die folgende Kurve (Fig. 1164) nach Rutherford, Geiger und Bateman²⁾ illustriert die ausgezeichnete Übereinstimmung der Beobachtungen mit der Theorie; die Gesamtzahl der gezählten Teilchen betrug etwa 10000³⁾.

§ 396. Emission der β -Strahlen. Die ersten Versuche über β -Strahlen, bei welchen Salze der radioaktiven Substanzen als Strahlungsquellen dienten, ergaben ein scheinbar „kontinuierliches Spektrum“, d. h. ein Vorkommen aller möglicher Geschwindigkeitswerte innerhalb eines Bereiches von etwa 0,4 bis 0,99 der Lichtgeschwindigkeit (vgl. etwa Fig. 1135a). Die Erfahrungen an α -Strahlen legten die Vermutung nahe, daß auch hier die Beeinflussung der Teilchen in der strahlenden Substanz selbst das wahre Emissionsgesetz verdeckte.

Durch v. Baeyer, Hahn und Meitner⁴⁾ wurde zuerst festgestellt, daß sehr dünne Schichten β -strahlender Substanzen, z. B. Ra C ganz bestimmte homogene Strahlengruppen aussenden.

¹⁾ Conf. p. l'étude de la Radiologie et de l'ionisation. Lièges 1905.

²⁾ Phil. Mag. (6) **20**, 698 (1910).

³⁾ Literatur über Schwankungen s. K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. **115**, 676 (1906); E. Meyer u. Regener, Ann. d. Phys. (4) **25**, 757 (1908); Geiger, Phil. Mag. (6) **15**, 539 (1908); Campbell, Proc. Cambr. Phil. Soc. **15**, 117 (1909); Snow, Phil. Mag. (6) **22**, 198 (1911); Marsden u. Barratt, Proc. Phys. Soc. **23**, 367 (1911); **24**, 50 (1911); Svedberg, Zeitschr. f. phys. Chem. **74**, 738 (1910). Berichte: E. Meyer, Jahrb. d. Radioakt. **5**, 423 (1908); **6**, 242 (1909).

⁴⁾ Phys. Zeitschr. **11**, 488 (1910); **12**, 273, 378 (1911); **13**, 264 (1912); **14**, 321 (1913).

Läßt man nämlich von einem aktivierten Draht *A* aus (Fig. 1165) die Strahlen durch einen Spalt *B* auf eine photographische Platte *C* fallen und lenkt die Strahlen durch ein Magnetfeld ab, so erhält man außer den schwach oder gar nicht abgelenkten Spuren der α - und γ -Strahlen so viele „Linien“ $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ der β -Strahlen, als verschiedene Geschwindigkeiten dieser Strahlen vorkommen.

Fig. 1168 auf S. 1276 zeigt mit dem aktiven Niederschlag des Th erhaltene Photographien; nähere Beschreibung siehe dort.

Sehr ausführliche Untersuchungen von Danysz¹⁾ für Ra C, und von Rutherford und Robinson²⁾ für Ra B, C, D und E. ergaben außerordentlich reiche Linienspektren; für Ra C wurden allein über 50 Linien gefunden.

Die Tabelle auf S. 1274 enthält die Werte von $\beta = v/c$ für die bis jetzt beobachteten Linien³⁾.

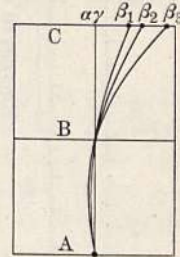
Zur Tabelle ist zu bemerken: Die benachbarten Strahlengruppen sind durch Semikolon (;) abgetrennt und in der letzten Spalte unter μ_{Al} die Werte für die mittleren „Schwächungskoeffizienten“ in Aluminium (s. § 397), soweit dieselben gemessen sind, den Gruppen zugeordnet; in einigen Fällen läßt der Wert von μ die Existenz von Strahlengruppen vermuten, die in der Tabelle mit ? bezeichnet sind. Die eingeklammerten Gruppen sind relativ schwach. Von Ra B und C sind in der Tabelle nur die stärksten Linien angegeben.

Ein vollständiges Spektrum von Ra B und C zeigt Fig. 1166. In diesem ist als Abszisse nicht v , sondern eine der Energie proportionale Größe gewählt worden (siehe auch § 398). Die Längen der Linien deuten die Intensitäten an.

Da ein einzelnes β -Teilchen stets nur eine bestimmte Geschwindigkeit haben kann, so entsteht die Frage, ob bei einer β -Umwandlung entweder mehrere β -Teilchen gleichzeitig mit verschiedener Geschwindigkeit emittiert werden, oder aber jedesmal nur eines, aber mit wechselnden Geschwindigkeiten. Aufschluß hierüber gaben Versuche über die von den β -Teilchen transportierte Ladung (vgl. § 375). Messungen von Moseley⁴⁾ und von Danysz⁵⁾ ergaben, daß pro Atom höchstens ein bis zwei β -Teilchen emittiert werden. Die verschiedenen Geschwindigkeiten bei einer einheitlichen Substanz müssen also ihren Grund darin haben, daß die beim Zerfall entstehende ursprüngliche Maximalgeschwindigkeit bis zum Austritt aus dem Atom je nach Umständen mehr oder weniger reduziert wird und daß die regellos verteilten Intensitäten nichts mit der Energie des einzelnen β -Teilchens zu tun haben, die ja kontinuierlich mit der Geschwindigkeit zunimmt, sondern vielmehr ein Maß für die Häufigkeit darstellen, mit welcher die einzelnen Geschwindigkeiten vorkommen.

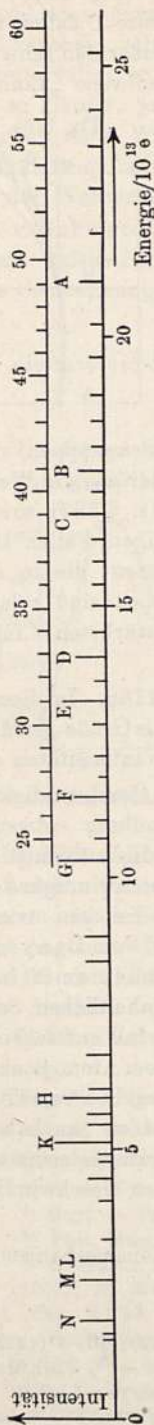
Über die von Rutherford entwickelte Theorie des Emissionsmechanismus und seinen Zusammenhang mit den γ -Strahlen s. § 399.

Fig. 1165.



¹⁾ Compt. rend. 153, 339, 1066 (1911); Le Radium 9, 1 (1912); 10, 4 (1913); Ann. de phys. (8) 30, 241 (1913); Journ. d. phys. (5) 3, 949 (1913). — ²⁾ Phil. Mag. (6) 26, 717 (1913). — ³⁾ Zusammenfassende Darstellung: v. Baeyer, Jahrb. d. Radioaktivität 11, 66 (1914). — ⁴⁾ Proc. Roy. Soc. (A) 87, 230 (1912). — ⁵⁾ Loc. cit. 1913.

Fig. 1166.



Beobachter	Substanz	μ_{Al}
H. W. Schmidt ¹⁾ , v. Baeyer, Hahn u. Meitner ²⁾	Uran ($X_1 + X_2$)	510; 14,4 etwa 900 (312)
Soddy ³⁾	Uran Y	} 890; 80
Hahn und Meitner ⁴⁾	Radium	
	{ a) 0,361 0,412; 0,642 0,706 0,753 0,798 b) 0,365 0,414; 0,685 0,700 0,751 0,797 c) 0,36 0,41; 0,63 0,69 0,74 0,80	
Danzsz ⁵⁾	Ra B	} 53; 13
Rutherford und Robinson ⁶⁾ (b)	{ a) 0,867 0,888; 0,943 0,960 — — — > 0,99 b) 0,868 0,887; 0,946 0,961 0,972 0,974 0,981 — c) 0,86 0,94	
v. Baeyer, Hahn und Meitner ⁷⁾	Ra C	} —; (130) 40
	{ a) 0,342 (0,344) 0,390 (0,402); (0,70 bis 0,94) b) 0,944	
Danzsz ⁵⁾ ; v. Baeyer, Hahn u. Meitner ⁸⁾	Ra D	} —; —; (38 bis 20)
	Ra E	
	Meso-Thor 2	
	Th X	} 110
	Th A	
	Th B	} —; 19
	Th (C + D)	
v. Baeyer, Hahn und Meitner ⁹⁾	Radioakt	} (140)
	{ a) 0,29 (0,36); 0,72 bis 0,95 [Maxima bei 0,72 und 0,95] b) 0,38 0,43 0,49 0,53; (> 0,7?) c) 0,60 0,67 0,73; 0,73 bis 0,91 [Maximum bei 0,91]	
Bergwitz ¹⁰⁾	Akt X + B + D	} —; 28,5
	Rubidium	

1) Phys. Zeitschr. 10, 6 (1909). — 2) Bericht v. Baeyer, loc. cit. — 3) Phil. Mag. (6) 27, 215 (1914). — 4) Phys. Zeitschr. 10, 741 (1909). — 5) Loc. cit. — 6) Loc. cit. — 7) Phys. Zeitschr. 12, 1099 (1911). — 8) Ebenda 12, 378 (1911). — 9) Ebenda 9, 697 (1908); 13, 284 (1912). — 10) Ebenda 14, 655 (1913).

§ 397. Durchgang der β -Strahlen durch Materie¹⁾. Die Gesetze des Durchgangs der β -Strahlen durch Materie sind noch wenig geklärt, da der Vorgang äußerst kompliziert ist. Derselbe besteht nämlich aus:

1. einer Geschwindigkeitsverminderung und damit zugleich einer Vermehrung des Ionisationsvermögens;
2. einer Verminderung der gesamten Anzahl durch völlige Bremsung eines Bruchteils;
3. einer diffusen Zerstreung.

Die bisher vorliegenden Untersuchungen sind noch nicht an genügend homogenen Strahlen ausgeführt worden, um ein völlig klares Bild zu liefern. Mißt man die durch einen dünnen Schirm bewirkte Schwächung des Ionisationsstromes in einem Elektroskop, so erhält man eine „scheinbare Absorption“, die sich aus den obengenannten drei Faktoren in komplizierter Weise zusammensetzt. Gleichwohl erhält man selbst für inhomogene Strahlen häufig einen Abfall nach dem einfachen Absorptionsgesetz:

$$J_x = J_0 e^{-\mu x} \dots (1)$$

wo J_0 die ursprüngliche, J_x die nach Durchgang durch die Schichtdicke x noch vorhandene Intensität. Der so gemessene scheinbare Absorptionskoeffizient

„Schwächungskoeffizient“

μ für Aluminium als durchstrahlte Substanz ist in der Tabelle auf S. 1274 eingetragen.

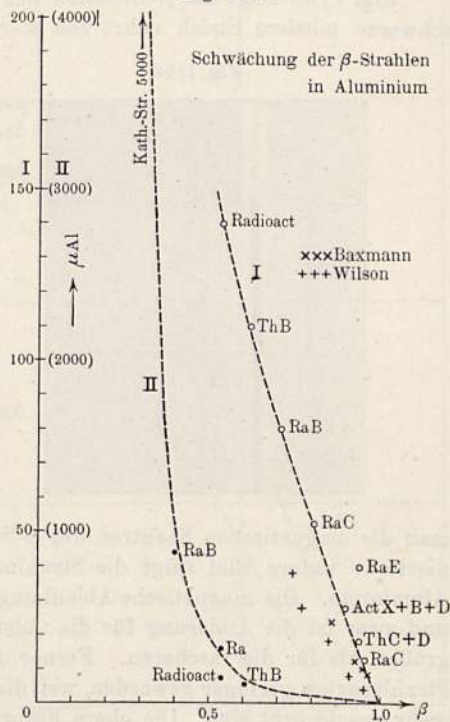
Die Konstanz von μ gilt nur für Werte von x oberhalb etwa 0,3 mm Aluminium. Wo Strahlengruppen sehr verschiedener Geschwindigkeit vorhanden, wie etwa bei Th C + D oder Ra B, werden nämlich die langsameren in den dünneren Schichten bereits völlig absorbiert und es bleiben nur die schnelleren Gruppen übrig, für welche dann das obige Gesetz gilt. Ist jedoch die ursprüngliche Intensität der langsameren Gruppe sehr groß, so muß auch für größere Dicken der Verlauf durch eine Gleichung von der Form

$$J_x = J_1 e^{-\mu_1 x} + J_2 e^{-\mu_2 x}$$

dargestellt werden, wobei sich jedes Glied auf eine Gruppe von Strahlen bezieht; in solchen Fällen sind in der Tabelle zwei Zahlen angegeben.

Aus den vorliegenden Zahlen läßt sich wenigstens ein ungefähres Bild der Abhängigkeit von μ von der Geschwindigkeit gewinnen. Fig. 1167,

Fig. 1167.



¹⁾ Bericht: H. W. Schmidt, Jahrb. d. Rad. 5, 451 (1908).

Kurve I zeigt den Zusammenhang für die schnelleren Strahlen, Kurve II in 20 mal kleinerem Maßstab für die Gesamtheit bis zu den Kathodenstrahlen.

Gleichzeitig sind noch die von Wilson und von Baxmann durch magnetische Zerlegung an annähernd homogenen Strahlen erhaltenen Werte eingetragen.

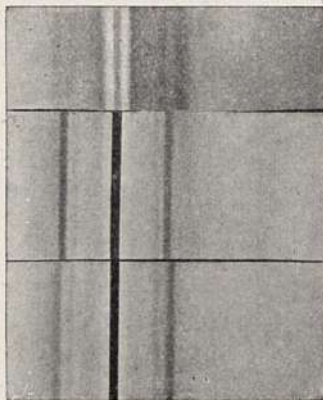
Über die Schwächung in anderen Elementen s. w. u.

Die Geschwindigkeitsänderung beim Durchgang durch Materie wurde elektroskopisch von W. Wilson¹⁾ und von Baxmann²⁾, photographisch von v. Baeyer³⁾ und für sehr dünne Schichten auch von Danysz⁴⁾ untersucht.

Die mit gleicher Methode erhaltenen Resultate stimmen leidlich, die beiden Gruppen untereinander sehr wenig überein; die photographische Methode liefert geringere Änderungen.

Fig. 1168 zeigt die β -Strahlen des aktiven Niederschlags des Th. Der schwarze mittlere Strich rührt von α -Strahlen her; links und rechts sieht

Fig. 1168.



β -Strahlen des aktiven Niederschlags
des Thoriums nach Durchdringen von
0,044 mm Aluminium

0 " "

0,022 " "

man die magnetischen Spektren der β -Strahlen. Das — etwas länger exponierte — untere Bild zeigt die Strahlung nach Durchgang durch 0,022 mm Aluminium. Die magnetische Ablenkung ist größer, also β kleiner geworden, und zwar ist die Änderung für die ablenkbareren, also langsameren Strahlen größer, als für die rascheren. Ferner ist der Intensitätsunterschied beider Strahlenarten geringer geworden, weil die langsameren, ursprünglich stärkeren, mehr geschwächt sind. Die obere Figur endlich zeigt nach 0,044 mm Aluminium fast gar keine α -Strahlen mehr; die Ablenkung ist noch mehr gewachsen, die beiden Linien sind merklich verbreitert, also inhomogen geworden, der Intensitätsunterschied ist fast verschwunden. Die wenig absorbierte, sehr rasche Gruppe tritt jetzt deutlich hervor.

Zwischen $\beta = 0,63$ und $0,34$ läßt sich die Geschwindigkeitsänderung in Aluminium durch die Gleichung:

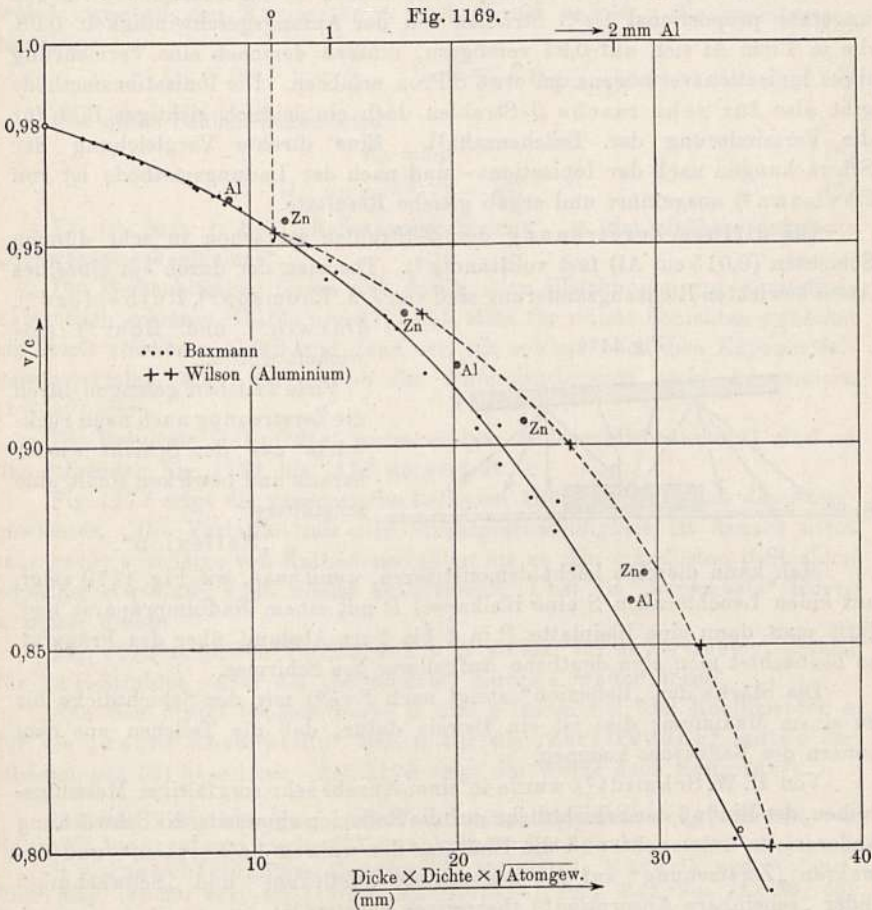
$$\beta_0^4 - \beta_x^4 = 13,5 x \dots \dots \dots (2)$$

¹⁾ Proc. Roy. Soc. (A) 84, 141 (1910). — ²⁾ Diss. Halle 1911. — ³⁾ Phys. Zeitschr. 13, 485 (1912). — ⁴⁾ Loc. cit., 1913.

darstellen, wo x die Schichtdicke in Zentimetern. Für Kathodenstrahlen ($\beta = 0,20$) fand Whiddington den entsprechenden Zahlenfaktor gleich 9 (vgl. § 329). Gl. (2) würde völlige Bremsung eines β -Teilchens von $\beta = 0,63$ Anfangsgeschwindigkeit in

$$0,63^4/13,5 = 0,0115 \text{ cm Al}$$

ergeben. Die maximale Reichweite in Al (für $\beta = 1$) würde $1/13,5$ cm betragen, während in Wirklichkeit noch die zehnfache Dicke durchstrahlt wird¹⁾; die Geschwindigkeitsverminderung muß also für größere β kleiner sein als nach Gl. (2). Nach den Messungen Wilsons und Baxmanns ist



dies wirklich der Fall. Fig. 1169 zeigt die Resultate. Die Zahlen Baxmanns beziehen sich auf folgende Elemente:

C Al Ni Cu Zn Ag Cd Sn Pt Au Pb.

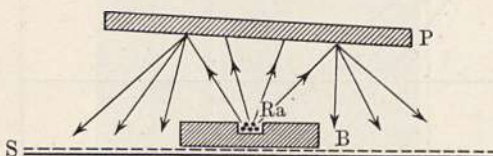
Verfasser dieses Bandes hat in der Figur alle zu einer einzigen Kurve vereinigt, indem er das Produkt $x \cdot d \cdot \sqrt{A}$ [x = Schichtdicke, d = Dichte,

¹⁾ Nach Pound, Phil. Mag. (6) 17, 126 (1909) beträgt die Reichweite der raschesten β -Strahlen: In Al 7 mm, in Sn 2,5 mm, in Pb 0,9 mm.

$A =$ Atomgewicht] als Abszisse wählte. Da $x \cdot d/A = N$ proportional der Anzahl der Atome im Kubikzentimeter ist, so ist das „spezifische Bremsvermögen“ eines Atoms für β -Strahlen proportional $(A)^{3/2}$; für die α -Strahlen (vgl. § 387) wurde das Bremsvermögen eines Atoms prop. $A^{1/2}$ gefunden.

Aus der Tatsache der Geschwindigkeitsverminderung folgt, daß die elektroskopische Methode für das Schwächungsvermögen zu niedrige Werte ergeben muß; denn das Ionisationsvermögen des einzelnen Teilchens nimmt mit abnehmender Geschwindigkeit zu. Die Resultate der Messungen über Ionisation bei verschiedener Geschwindigkeit sind schon in Fig. 1040, § 329 dargestellt; danach ist das Ionisationsvermögen ungefähr proportional $1/v^2$. Strahlen von der Anfangsgeschwindigkeit 0,98, die in 1 mm Al sich auf 0,94 verzögern, müßten demnach eine Vermehrung ihres Ionisationsvermögens um etwa 8 Proz. erfahren. Die Ionisationsmethode gibt also für sehr rasche β -Strahlen doch ein leidlich richtiges Bild für die Verminderung der Teilchenzahl¹⁾. Eine direkte Vergleichung der Schwächungen nach der Ionisations- und nach der Ladungsmethode ist von Baxmann²⁾ ausgeführt und ergab gleiche Resultate.

Die diffuse Zerstreuung der β -Strahlen ist schon in sehr dünnen Schichten (0,015 cm Al) fast vollständig³⁾. Theorien der durch ein einzelnes Atom bewirkten Richtungsänderung sind von J. J. Thomson⁴⁾, Rutherford⁵⁾, Darwin⁶⁾ und Bohr⁷⁾ entwickelt worden.



Viele Teilchen gelangen durch die Zerstreuung auch nach rückwärts aus der Schicht wieder heraus und bewirken somit eine scheinbare „Reflexion“.

Man kann dieselbe leicht demonstrieren, wenn man, wie Fig. 1170 zeigt, auf einen Leuchtschirm S eine Bleikapsel B mit einem Radiumpräparat legt. Hält man dann eine Bleiplatte P in 1 bis 2 cm Abstand über das Präparat, so beobachtet man eine deutliche Aufhellung des Schirmes.

Die Stärke der „Reflexion“ steigt nach Eve⁸⁾ mit der Schichtdicke bis zu einem Maximum; dies ist ein Beweis dafür, daß die Teilchen aus dem Innern des Reflektors kommen.

Von H. W. Schmidt⁹⁾ wurde in einer Anzahl sehr sorgfältiger Messungsreihen, der Einfluß der Schichtdicke auf die Reflexion einerseits, die Schwächung andererseits untersucht und die Einflüsse der wahren „Absorption“ und der wahren „Zerstreuung“ auf die beobachtete „Reflexion“ und „Schwächung“ (oder „scheinbare Absorption“) theoretisch erörtert¹⁰⁾.

¹⁾ Über Ionisation in festen und flüssigen Dielektriken s. u. a.: Becker, Ann. d. Phys. (4) **12**, 124 (1903); v. AubeI, Compt. rend. **136**, 929 (1903); Becquerel, ebenda **136**, 1173 (1909); Jaffé, Ann. d. Phys. (4) **25**, 257 (1908); Bialobjeski, Compt. rend. **149**, 279 (1909). — ²⁾ Loc. cit. — ³⁾ Crowther, Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 186 (1908); **84**, 226 (1910); Madsen, Phil. Mag. (6) **18**, 909 (1909). — ⁴⁾ Proc. Cambr. Soc. **15**, 456 (1910). — ⁵⁾ Loc. cit. § 391. — ⁶⁾ Phil. Mag. (6) **25**, 201 (1913). — ⁷⁾ Ebenda (6) **25**, 10 (1913). — ⁸⁾ Ebenda (6) **8**, 669 (1904). — ⁹⁾ Loc. cit. — ¹⁰⁾ Eine ähnliche Theorie bei McClelland, Dubl. Trans. (2) **9**, 9 (1906); McClelland und Hackett, ebenda **9**, 37 (1907).

Wenn von den in eine Schicht δx hineingelangenden Teilchen der Bruchteil α absorbiert, d. h. völlig gebremst, der Bruchteil β diffus zerstreut wird, so erhält man nach der von Schmidt durchgeführten, ziemlich komplizierten Rechnung¹⁾ für den reflektierten Bruchteil:

$$r = \frac{p(1 - e^{-2\mu x})}{1 - p^2 e^{-2\mu x}} \dots \dots \dots (3)$$

und für den durchgelassenen Bruchteil:

$$d = \frac{e^{-\mu x}}{1 - p^2 e^{-2\mu x}} (1 - p^2) \dots \dots \dots (4)$$

wobei zwischen den Konstanten α und β und μ und p die Beziehungen bestehen:

$$\alpha = \mu \frac{1 - p}{1 - p} \quad \beta = 2\mu \frac{p}{1 - p^2} \dots \dots \dots (5)$$

Für große Schichtdicken wird:

$$r_\infty = p \dots \dots \dots (6)$$

$$d_\infty = e^{-\mu x} \cdot (1 - p^2) \dots \dots \dots (7)$$

Es ist also p der „Reflexionskoeffizient“, μ der früher definierte „Schwächungskoeffizient“.

Die Beobachtungen lassen sich durch obige Gleichungen gut darstellen; namentlich erklären Gl. (4) und (7), daß stets für dünne Schichten zunächst ein etwas stärkerer Abfall und dann erst ein solcher nach dem Exponentialgesetz erfolgt, aber so, als ob die Anfangsintensität nicht 1, sondern $(1 - p^2)$ wäre.

Die Resultate Schmidts, sowie einiger anderer Beobachter²⁾ sind in den folgenden Fig. 1171 bis 1173 dargestellt.

Fig. 1171 zeigt die prozentische Reflexion $100p$ als Funktion des Atomgewichtes. Die Variation mit der Strahlgeschwindigkeit ist danach nicht sehr groß; p scheint von Kathodenstrahlen bis zu den schnellsten β -Strahlen zunächst etwas zu-, dann wieder abzunehmen. Über die „berechnete“ Kurve s. weiter unten.

Fig. 1172 zeigt den Verlauf von μ/D einmal für UX-Strahlen, einmal für Ra E-Strahlen; über die „berechnete“ Kurve s. weiter unten.

Aus den direkt beobachtbaren μ und p lassen sich die Koeffizienten α für die „wahre Absorption“ und β für die „Zerstreuung“ mittels der Gleichungen (5) berechnen; Fig. 1173 zeigt die Werte nach Schmidt³⁾.

¹⁾ Unter Vernachlässigung der Geschwindigkeitsverminderung; für die von Schmidt benutzte, sehr rasche UX-Strahlung ist dies erlaubt.

²⁾ v. Jungenfeld, Phys. Zeitschr. **14**, 507 (1913); Kovarik und Wilson, Phil. Mag. (6) **20**, 849, 866 (1910); McClelland, Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 501 (1908); Becker, loc. cit.

³⁾ Literatur über Schwächungskoeffizienten (meist als Absorptionskoeffizienten bezeichnet) s. u. a.: Crowther, Phil. Mag. (6) **12**, 379 (1906); Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 186 (1908); Kovarik, Phil. Mag. (6) **20**, 849 (1910); H. W. Schmidt, Phys. Zeitschr. **7**, 764 (1906); **8**, 361 (1907); **10**, 6, 929 (1909); **11**, 262 (1910); Hahn u. Meitner, ebenda **9**, 321, 697 (1908); **10**, 741 (1909); **12**, 378 (1911); Godlewski, Phil. Mag. **10**, 375 (1905); Baxmann, Diss., Halle 1911; W. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) **87**, 310 (1912); v. Jungenfeld, loc. cit.; Campbell, Phil. Mag. (6) **17**, 180 (1909); Allen, Phys. Rev. **29**, 178 (1909); Borodowski, Phil. Mag. (6) **19**, 605 (1910); Eve, ebenda (6) **21**, 8 (1911); **22**, 551 (1911); Moseley u. Robinson s. Rutherford D. r. S.

In Luft ist die Absorption der β -Teilchen von Ra B + C von Eve und Moseley und Robinson untersucht worden.

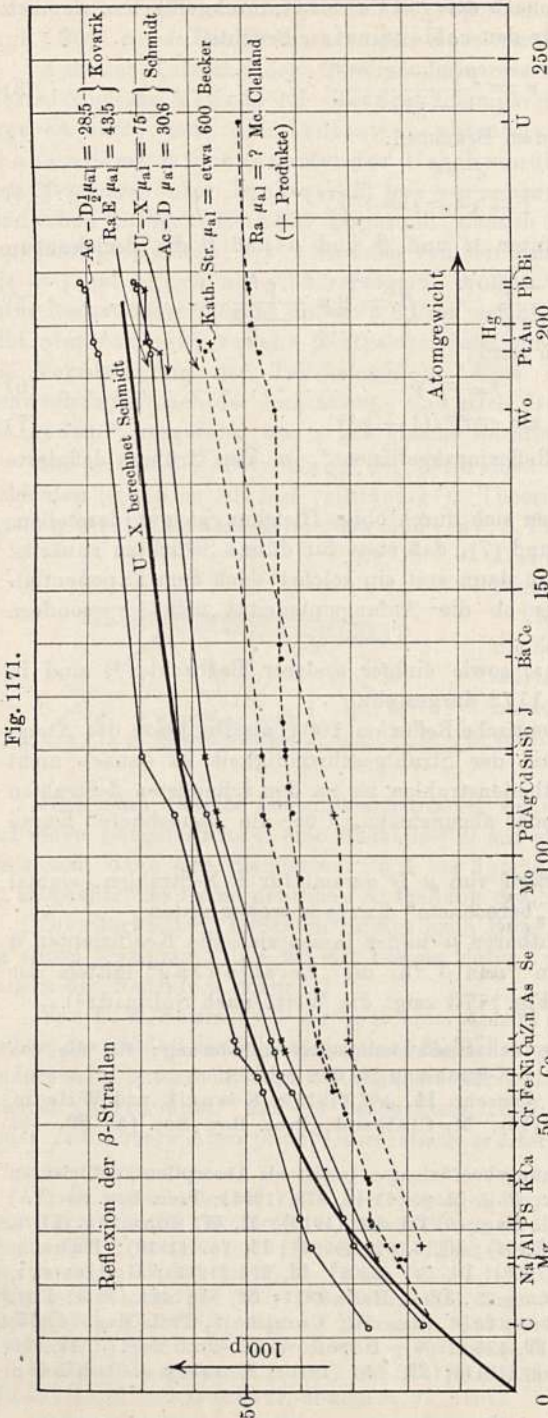


Fig. 1171.

von Ra B + C von Eve Es ergab sich zwischen 40 und 100 cm Entfernung

$$\mu = 0,012 \text{ bis } 0,013$$

also

$$\mu/D \text{ rund } 10.$$

In größerer Entfernung sinkt μ bis auf etwa 0,04, also auf μ/D rund 3, entsprechend den schnelleren Strahlen der Ra C.

Wie aus den in Fig. 1173 eingezeichneten Kurven hervorgeht, ist β/D etwa proportional dem Atomgewicht A , und α/D etwa proportional der dritten Wurzel aus $1/A$, also:

$$\left. \begin{aligned} \alpha/D &= c_1 \sqrt[3]{A} \\ \beta/D &= c_2 A \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

wobei für UX-Strahlen nach Schmidt

$$\begin{aligned} c_1 &= 11,2 \\ \text{und} \\ c_2 &= 12,4. \end{aligned}$$

Setzt man diese Beziehungen in die Gleichungen (5) ein, so erhält man für μ/D und p den in den „berechneten“ Kurven der Fig. 1171 und 1172 dargestellten Verlauf, der sich den Beobachtungen ganz gut anschließt. Schmidt zeigte ferner, daß für Mischungen und Verbindungen die Absorption sich additiv aus derjenigen der Bestandteile bestimmt und konnte

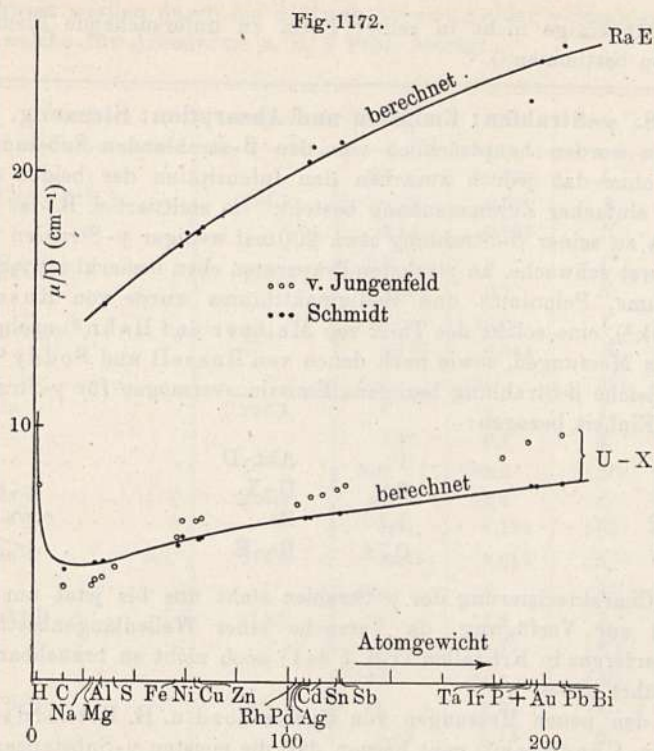
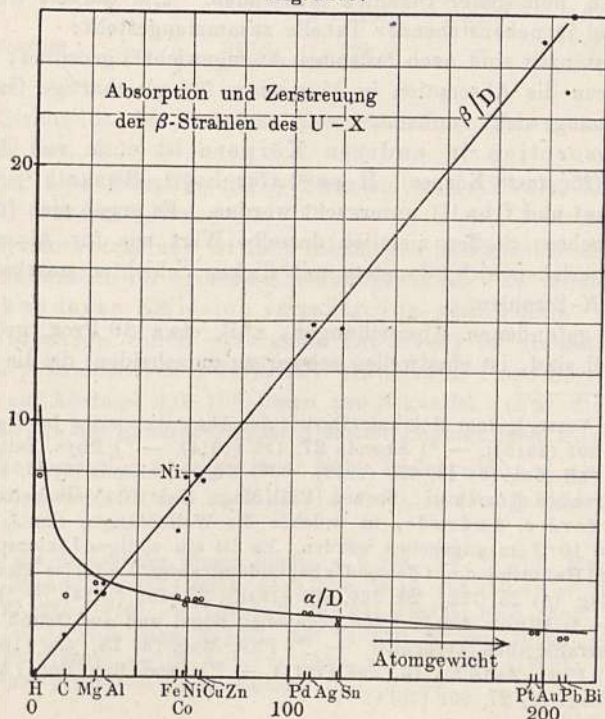


Fig. 1173.



so auch für einige nicht in reiner Form zu untersuchende Elemente die Konstanten bestimmen ¹⁾).

§ 398. γ -Strahlen; Emission und Absorption; Streuung. Primäre γ -Strahlen werden hauptsächlich von den β -strahlenden Substanzen ausgesandt, ohne daß jedoch zwischen den Intensitäten der beiden Strahlenarten ein einfacher Zusammenhang besteht. So emittiert z. B. das Ra-E im Verhältnis zu seiner β -Strahlung etwa 200mal weniger γ -Strahlen als Ra-D. Eine äußerst schwache, an stärksten Präparaten eben bemerkbare γ -Strahlung des Radiums, Poloniums und Radiumaktiniums wurde von Russell und Chadwick ²⁾, eine solche des Th-X von Meitner und Hahn ³⁾ nachgewiesen; nach ihren Messungen, sowie nach denen von Russell und Soddy ⁴⁾ beträgt das auf gleiche β -Strahlung bezogene Emissionsvermögen für γ -Strahlen, auf Ra-C als Einheit bezogen:

Ra-C	1	Akt-D	0,077
Ra-D	0,2	U-X	0,02
M-Th 2	1,13	Ra	etwa 0,01
Th-D	0,74	Ra-E	< 0,001

Zur Charakterisierung der γ -Strahlen steht uns bis jetzt nur die Absorption zur Verfügung, da Versuche einer Wellenlängenbestimmung ⁵⁾ durch Interferenz in Kristallen (vgl. § 341) noch nicht zu brauchbaren Resultaten geführt haben ⁶⁾.

Aus den neuen Messungen von Rutherford u. H. Richardson ⁷⁾ und Russell u. Chadwick ⁸⁾ geht hervor, daß die meisten γ -Substanzen eine bis drei Gruppen homogener Strahlen aussenden. Die zurzeit vorliegenden Resultate sind in nebenstehender Tabelle zusammengestellt:

Die Substanzen sind nach fallendem Atomgewicht ⁹⁾ geordnet; man sieht, daß im ganzen die Absorption in Aluminium für gleichartige Gruppen mit fallendem Atomgewicht zunimmt.

Die Absorption in anderen Körpern ist u. a. von Soddy und Russell ¹⁰⁾ (für feste Körper), Hess ¹¹⁾ (für Luft), Russell ¹²⁾ (für Hg bis 22,5 cm Dicke) und Oba ¹³⁾ untersucht worden. Es ergab sich für μ/D bei allen untersuchten Stoffen ziemlich derselbe Wert wie für Aluminium; die Messungen beziehen sich, da stets mit dicken Schichten gearbeitet wurde, nur auf die K-Strahlen.

Ob die gefundenen Abweichungen, z. B. etwa 30 Proz. größeres μ/D für Blei, reell sind, ist einstweilen schwer zu entscheiden, da die Messungen

¹⁾ Einen Versuch einer Molekulartheorie der Absorption siehe bei Darwin [Phil. Mag. (6) **25**, 201 (1913)]. — ²⁾ Ebenda **27**, 112 (1914). — ³⁾ Phys. Zeitschr. **14**, 873 (1913). — ⁴⁾ Phil. Mag. (6) **18**, 620 (1909). — ⁵⁾ Shaw, ebenda (6) **26**, 190 (1913). — ⁶⁾ Anm. während d. Korrektur: Soeben (Phil. Mag., Mai 1914) erscheint eine Arbeit von Rutherford u. Andrade, in welcher die Wellenlängen der L-Gruppe des Ra-B zu rund 10^{-8} cm angegeben werden. Es ist ein völliges Linienspektrum vorhanden, dessen Hauptlinien mit denen der Sekundärstrahlen des Bleies übereinstimmen. — ⁷⁾ Phil. Mag. (6) **25**, 722; **26**, 324, 937 (1913); **27**, 252 (1914). — ⁸⁾ Ebenda **27**, 112 (1914). — ⁹⁾ Mittels der in § 386 gegebenen Regel und auf Grund der in § 401 gegebenen Zerfallsreihen berechnet. — ¹⁰⁾ Phil. Mag. (6) **18**, 620 (1909); **21**, 130 (1911). — ¹¹⁾ Phys. Zeitschr. **12**, 998 (1911). — ¹²⁾ Proc. Roy. Soc. (A) **87**, (1912). — ¹³⁾ Phil. Mag. (6) **27**, 601 (1914).

sehr erschwert werden durch die diffuse Streuung der γ -Strahlen in allen Körpern, welche für Aluminium z. B. 5 Proz. beträgt.

Substanz	Atomgewicht	μ_{al}	μ/D	Serie ¹⁾
U ($X_1 + X_2$)	234,5	24	9,23	L
		0,70	0,27	?
		0,14	0,054	K
Rd-Akt	230,5	21	8	L
		0,26	0,1	K
M-Th 2	228	26	10,0	L
		0,116	0,044	K
Ra	226,5	600	130	(M)
		16	6	L
		0,26	0,1	K
Ra-B	214,5	230	88,5	(M)
		40	15,4	L
		0,51	0,196	(K)
Ra-C	214,5	0,115	0,044	(K)
Akt-B	214,5	120	46	(M)
		31	11,9	L
		0,45	0,17	(K)
Th-B	212	160	61,5	(M)
		32	12,3	L
		0,36	0,14	K
Ra-D	210,5	45	17,3	L
		0,99	0,38	(K)
Polonium	210,5	215	—	(M)

Eine Diskussion der richtigen Versuchsbedingungen u. a. bei Soddy und Russell (loc. cit.).

Literatur über Streuung der γ -Strahlen u. a.: Eve²⁾, Kleemann³⁾, Madsen⁴⁾, Florance⁵⁾, Gray⁶⁾.

Die zerstreute Strahlung ist stets inhomogen und weicher als die Primärstrahlung, namentlich für größere Ablenkungswinkel. Es scheint also eher eine Art sekundärer Emission vorzuliegen (s. auch § 400).

Die Ionisation durch γ -Strahlen hat Eve⁷⁾ in absolutem Maß bestimmt: Die γ -Strahlen von 1 Curie Ra C erzeugen in 1 ccm Luft bei 760 mm Druck in 1 cm Abstand $4,0 \cdot 10^9$ Ionen pro Sekunde. (Für die β -Strahlen des Ra C beträgt die Ionenzahl unter gleichen Bedingungen $1,3 \cdot 10^8$).

Über die Ionisation flüssiger und fester Dielektrika s. u. a.: P. Curie⁸⁾, Jaffé⁹⁾, Böhm-Wendt und v. Schweidler¹⁰⁾, Bialobjeski¹¹⁾.

¹⁾ Über die Bedeutung dieser Spalte s. § 398. — ²⁾ Phil. Mag. (6) 8, 669 (1904). — ³⁾ Ebenda 15, 638 (1908). — ⁴⁾ Ebenda 17, 423 (1909). — ⁵⁾ Ebenda 20, 921 (1910); 27, 225 (1914). — ⁶⁾ Ebenda 26, 611 (1913); Proc. Roy. Soc. (A) 87, 489 (1912). — ⁷⁾ Phil. Mag. (6) 22, 551 (1911); 27, 394 (1914). — ⁸⁾ Compt. rend. 134, 420 (1902). — ⁹⁾ Ann. d. Phys. (4) 28, 326 (1909). — ¹⁰⁾ Phys. Zeitschr. 10, 379 (1909). — ¹¹⁾ Le Radium 1911, S. 293.

§ 399. **Natur der γ -Strahlen.** Sehen wir von der äußerst schwachen γ -Strahlung des Poloniums, Radiums und Radioaktiniums ab, bei deren Entstehung möglicherweise sekundäre Ursachen mitspielen, so werden γ -Strahlen nur von den eigentlichen β -Strahlern emittiert.

Bezüglich ihrer Entstehung hat Rutherford¹⁾ die Hypothese aufgestellt, daß die γ -Strahlen Fluoreszenz-Röntgenstrahlungen seien, welche durch die β -Strahlen in den zerfallenden Atomen selbst entwickelt werden. Extrapoliert man die in Fig. 1058 gegebene Kurve nach höheren Atomgewichten, so findet man für die genannten radioaktiven Stoffe Werte, welche von den an γ -Strahlen beobachteten meist nur wenig abweichen. Die so sich ergebende Zuordnung zu der K - oder L -Strahlung (nach Barkla) ist in der letzten Spalte der Tabelle in § 398 enthalten; größere Abweichungen sind durch Einklammerung kenntlich gemacht. Wo drei Gruppen vorhanden sind, gehört die weichste vermutlich der bereits von Barkla vermuteten (vgl. § 339) M -Reihe an²⁾.

Der komplizierte Bau des β -Strahlenspektrums, sowie das häufige Vorkommen äquidistanter Linien im Spektrum des Ra C (vgl. § 396) wird von Rutherford durch die Annahme erklärt, daß zur Aussendung eines γ -Strahles bestimmter Härte eine ganz bestimmte Energieabgabe des β -Teilchens nötig sei und daß, je nach der zufälligen Richtung, in welcher das β -Teilchen das emittierende Atom durchsetzt, mehr oder weniger viele solcher Energieeinheiten in γ -Strahlenenergie verwandelt werden. Für die Emission von Fluoreszenz-Röntgenstrahlen der K -Reihe hatte Whiddington (vgl. § 339) eine Minimalgeschwindigkeit des Kathodenstrahlelektrons

$$v = 10^8 A \quad (A = \text{Atomgewicht}) \dots \dots \dots (1)$$

für nötig gefunden. Dem entspricht eine Energie³⁾:

$$E = m_0 v^2/2 = m_0 \cdot 10^{16} A^2/2$$

oder, da $m_0/e = 10^{-7}/1,77$: $E_K = 1,29 \cdot 10^{13} e \dots \dots \dots (2)$

für die Emission der K -Strahlung, und ein etwa $(2,7)^2$ mal kleinerer (vgl. § 339) Wert, also

$$E_L = 0,18 \cdot 10^{13} e \dots \dots \dots (3)$$

für die L -Strahlung.

Die annähernd konstante Energiedifferenz im Spektrum des Ra C beträgt $0,429 \cdot 10^{13} e$, also etwa $1/3$ des für E_K berechneten Wertes.

§ 400. **Sekundärstrahlen.** 1. Sekundäre β -Strahlen, d. h. rasche Elektronen können erzeugt werden:

a) durch primäre β -Strahlen, und sind dann von diffus zerstreuten primären Strahlen nicht zu unterscheiden; b) durch primäre γ -Strahlen⁴⁾.

In beiden Fällen ist die Geschwindigkeit von gleicher Ordnung wie diejenige der primären Strahlen. Die Sekundärstrahlen spielen eine große Rolle bei der Ionisierung durch γ -Strahlen, die vermutlich ganz, sicher aber zum größten Teil von sekundären β -Strahlen herrührt, die teils an den Wänden des Elektroskops, teils in der durchstrahlten Luft erzeugt sind⁴⁾. (Vgl. das in § 340 über Ionisation durch Röntgenstrahlen Gesagte.)

¹⁾ Phil. Mag. (6) 24, 453 (1912). — ²⁾ Anm. während d. Korrektur: Über das γ -Strahlenspektrum des Ra-B s. S. 1282, Anm. 6. — ³⁾ Da in dem dort untersuchten Bereich noch $m = m_0$ und $E = m_0 v^2/2$ zu setzen. — ⁴⁾ Paschen, Ann. d. Phys. (4) 14, 164 (1904); Eve, Phil. Mag. (6) 8 (1904); Phys. Zeitschr. 10, 772 (1909); Allen, Phys. Rev. 23, 65 (1906); Bragg, Phil. Mag. (6) 20, 385 (1910).

2. δ -Strahlen, d. h. langsame Elektronen, von 0 bis etwa 2000 Volt Anfangsgeschwindigkeit, werden von α -, β - und γ -Strahlen in allen Körpern ausgelöst. Die Ionisation der Gase durch α -Strahlen kann als δ -Strahlenauslösung aus den Gasmolekeln betrachtet werden¹⁾.

3. Sekundäre γ -Strahlen können erzeugt werden:

- a) durch primäre β -Strahlen²⁾;
- b) durch primäre α -Strahlen³⁾;
- c) durch primäre γ -Strahlen (vgl. § 398).

Wegen a) ist vielleicht die schwache γ -Strahlung von Ra, Ra-E, Pol nur sekundärer Natur (Gray, l. c.).

Wegen aller Einzelheiten sei auf die Originalarbeiten bzw. auf die Darstellung bei Rutherford (d. r. S.) verwiesen.

§ 401. Vergleichende Tabelle der Radioelemente. Vorbemerkung: Die folgende Tabelle (auf S. 1286) enthält eine Zusammenstellung der Radioelemente nach dem augenblicklichen Stand der Kenntnis (April 1914); einige von ihnen sind in den früheren Paragraphen noch nicht erwähnt. Bloß vermutete Elemente, sowie die unbekannteten Endprodukte sind durch Einklammerung oder ? gekennzeichnet. Die Einordnung der Aktiniumreihe hinter dem U-Y ist einstweilen nur hypothetisch, hat jedoch viel Wahrscheinlichkeit für sich. Den einzelnen Elementen sind die errechneten und, wenn beobachtet unterstrichenen Atomgewichte sowie die Zerfallszeiten τ beigeschrieben.

Aus der Tabelle geht deutlich hervor, daß zwischen den drei Zerfallsreihen eine weitgehende Übereinstimmung herrscht; von der fünften Spalte an ist die Übereinstimmung so vollständig, daß die zugehörigen Strahlungen in die oberen, allen Reihen gemeinschaftlichen Zeilen gesetzt werden konnten. Weniger gut ist die Übereinstimmung von der zweiten bis fünften Spalte, wo der Übergang vermutlich mittels zweier β - und einer α -Umwandlung, aber in verschiedener Reihenfolge stattfindet. Die römischen Zahlen bedeuten die Zugehörigkeit zu den entsprechenden Gruppen des periodischen Systems der Elemente, die beigeschriebenen Elemente die nächstverwandten Glieder des periodischen Systems, deren Reaktionen die betreffenden Radioelemente folgen (s. auch § 402).

§ 402. Zusammenhänge mit dem periodischen System; Wertigkeit der Radioelemente⁴⁾. Durch die Untersuchungen von Soddy⁵⁾, v. Hevesy⁶⁾, Russell⁷⁾ und Fajans⁸⁾ wurde festgestellt, daß zwischen der Strahlung und der chemischen Änderung der Radioelemente ein enger Zusammenhang besteht. Bestimmt man die chemischen Eigenschaften eines jeden Radioelementes nach demjenigen bekannten Elemente, dessen Reaktionen es

¹⁾ Berichte über δ -Strahlen von Campbell, Jahrb. d. Radioakt. **9**, 419 (1912); ferner Bumstead, Phil. Mag. (6) **26**, 233 (1913). — ²⁾ Starke, Le Radium 1908, S. 35; Phys. Zeitschr. **14**, 1033 (1913); Gray, Proc. Roy. Soc. **85** (A), 131 (1911). — ³⁾ McLennan, Phys. Zeitschr. **10**, 776 (1909); Chadwick, Phil. Mag. (6) **24**, 494 (1912); **25**, 193 (1913); McLennan u. Key, ebenda **26**, 876 (1913); Russell u. Chadwick, ebenda **27**, 112 (1914). — ⁴⁾ Näheres Soddy, Scientia **13**, 164 (1913). — ⁵⁾ Chem. of Radioelements, London 1911, Leipzig 1912; Scientia **13**, 164 (1913). — ⁶⁾ Phys. Zeitschr. **14**, 49 (1913). — ⁷⁾ Chem. News **107**, 49 (1913). — ⁸⁾ Phys. Zeitschr. **14**, 136 (1913).

VIII	A	0	B	A	I	B	A	II	B	A	III	B	A	IV	B	A	V	B	A	VI	B	A	VII	B	VIII	
—	He	3,99	—	Li	6,94	—	Be	9,1	B	11,0	C	12,00	N	14,0	O	16,00	F	19,0	—	—	—	—	—	—	—	
—	Ne	20,2	—	Na	23,0	—	Mg	24,3	Al	27,1	Si	28,3	P	31,0	S	32,1	Cl	35,5	—	—	—	—	—	—	—	
—	A	39,9	K	39,1	Ca	40,1	Se	44,1	Ti	48,1	V	51,0	Cr	52,0	Mn	54,9	Fe	55,8	Co	59,0	Ni	58,7	—	—	—	
Fe Co Ni	—	—	—	Cu	63,6	Zn	65,4	Ga	69,9	Ge	72,5	As	75,0	Se	79,2	Br	79,9	—	—	—	—	—	—	—	—	
—	Kr	82,9	Rb	85,5	Sr	87,6	V	89,0	Zr	90,6	Nb	94	Sb	120,2	Mo	96,0	Ru	101,7	Rh	102,9	Pd	106,7	—	—	—	
Ru Rh Pd	—	—	—	Ag	107,9	Cd	112,4	Ir	115	Sn	119	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
—	X	130	Cs	133	Ba	137,4	La	139,0	Ce	140,25	Lu	174,0	Ta	181,5	W	184,0	Os	190,9	Ir	193,1	Pt	195,2	—	—	—	
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
Os Ir Pt	—	—	—	Au	197,2	Hg	200,6	Tl	204,0	Pb	207,1	Bi	208,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
—	Ra-Em	222,5	—	—	—	Ra	226,5	M Th 2	—	Th	232,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
—	Th-Em	—	—	—	—	M Th 1	—	Akt 2	—	Rd Th	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
—	Akt-Em	—	—	—	—	Akt X	—	Th X	—	Rd Akt	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
Wertigkeit . . .	0	1	2	3	4	3	2	3	4	3	3	2	1	0	1	2	3	4	3	2	1	0	1	2	3	4

folgt, so erhält man eine Anzahl teils nur voneinander, teils auch von dem betreffenden bekannten Element physikalisch und chemisch untrennbarer Gruppen von Elementen¹⁾ wie sie in der Tabelle auf S. 1286 in den einzelnen Spalten untereinander angeordnet sind.

Die Tabelle auf S. 1287 enthält das periodische System einschließlich der Gruppen der Radioelemente. Man sieht, daß diese teils mit bekannten Elementen zusammenfallen, teils aber in Lücken des bisherigen Systems hineinpassen. Da ein richtiges Bild des Systems erst entsteht, wenn man sich das System auf einen Zylinder aufgerollt denkt, so ist die Gruppe VIII zweimal gezeichnet. Die Periodizität nach zweimal acht Stufen würde noch deutlicher hervortreten, wenn man die Gruppe VIII an den leeren Platz von O B schieben dürfte.

Die Ordnungszahlen der Gruppen (römische Ziffern) sind auch am Kopfe der Tabelle auf S. 1286 angegeben. Betrachtet man die zwischen den Gruppenzahlen verzeichneten, die Umwandlung begleitenden Strahlungen, so sieht man, daß jeder α -Umwandlung eine Abnahme um zwei Gruppen, jeder β -Umwandlung eine Zunahme um eine Gruppe entspricht. Diese Änderung und die damit gleichzeitig verbundene Abnahme oder Zunahme der chemischen Wertigkeit um zwei bzw. eine Einheit hängt offenbar zusammen mit der Abgabe von zwei positiven bzw. einer negativen Elektronenladung bei der Umwandlung (siehe § 403).

Da die Atomgewichte der zu einer Gruppe zusammengefaßten Elemente sich nur um wenige Einheiten unterscheiden, so würde der Versuch einer Trennung durch physikalische Mittel, wie Diffusion und ähnliches kaum Aussicht auf Erfolg haben. Nur die abweichenden radioaktiven Eigenschaften sind ein Merkmal der Verschiedenheit.

Dies führt zu der Frage, ob nicht vielleicht ein sogenanntes chemisches Element überhaupt eine Gruppe untrennbarer nahe verwandter Bestandteile sein kann. Namentlich für das Blei tritt diese Frage in den Vordergrund des Interesses, da nicht nur die Ra-Reihe, sondern auch die Th- und Akt-Reihe für sämtliche Endprodukte Atomgewichte von 210,5 bis 206 ergeben, welche also dasjenige des Bleies (207,1) zwischen sich schließen. Es entsteht die naheliegende Vermutung, daß Blei das gemeinsame Endprodukt sämtlicher Zerfallsreihen sei und daß sein Atomgewicht nur ein Mittelwert der um einige Einheiten abweichenden Werte für die einzelnen Glieder der „Blei-gruppe“ sei.

In guter Übereinstimmung mit den Folgerungen aus den chemischen Reaktionen hat v. Hevesy²⁾ durch Bestimmung der Diffusion und der elektrolitischen Wanderungsgeschwindigkeit die Wertigkeit der Radioelemente bestimmt und in Übereinstimmung mit der Gruppenordnung gefunden.

§ 403. Atommodelle. An verschiedenen Stellen dieses Werkes wurde bereits von der Anschauung Gebrauch gemacht, daß das chemische Atom positive und negative Elementarladungen in gleicher Anzahl als Bestandteile enthalte. Speziellere Annahmen über die Anordnung der Ladungen im Atom und die in ihm wirkenden Kräfte führen zu den „Atommodellen“, wie sie

¹⁾ „Plejaden“ nach Fajans, Verh. d. D. phys. Ges. **15**, 245 (1913) oder „isotopische Elemente“ nach Soddy, Phil. Mag. (6) **27**, 215 (1914). — ²⁾ Phys. Zeitschr. **14**, 1202 (1913); Phil. Mag. (6) **27**, 586 (1914).

unter anderen von Lord Kelvin¹⁾ (W. Thomson), J. J. Thomson²⁾, Rutherford³⁾ und Bohr⁴⁾ erdacht sind. Dieselben sollen im folgenden auf ihre qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen geprüft werden. Auf ein in allerletzter Zeit von Gehrcke⁵⁾ entwickeltes Modell kann hier bloß hingewiesen werden, desgleichen auf eine allgemeine Untersuchung überhaupt möglicher Modelle von Lindemann⁶⁾.

Allen Modellen gemeinsam ist die Vorstellung, daß das Atom aus einem positiven „Kern“ und einer Anzahl N frei beweglicher Elektronen bestehe, die in regelmäßiger Anordnung den Kern umgeben; da das ganze Atom elektrisch neutral, so muß die Kernladung $+Ne$ gleich der Gesamtladung $-Ne$ der Elektronen sein.

Da die Elektronenmasse nur $\frac{1}{1800}$ derjenigen des H-Atoms ist, so muß die beobachtbare Masse des Atoms im wesentlichen dem Kern angehören.

Das Kelvin-Thomsonsche und das Rutherford-Bohrsche Modell unterscheiden sich voneinander hauptsächlich durch die zur Stabilisierung des Systems erdachten Hilfsannahmen:

Eine Anordnung punktförmiger Ladungen ist nämlich, wie sich leicht zeigen läßt, instabil, wenn anders die Gesetze der gewöhnlichen Elektrodynamik und Mechanik für das Innere des Atoms uneingeschränkt gültig sein sollen.

Deshalb nimmt Kelvin die Kernladung über ein gewisses Kugelvolum gleichmäßig verteilt an, während die Elektronen sich im Inneren dieses Volums frei bewegen können. Die Kernladung übt dann nämlich auf ein Elektron eine Kraft aus, die proportional dem Abstand vom Mittelpunkte ist; dieser ist also für ein einzelnes Elektron eine Lage stabilen Gleichgewichtes.

Sind mehrere Elektronen vorhanden, so kommt zu der Wirkung des Kernes noch die gegenseitige Abstoßung der Elektronen und es entstehen regelmäßige Anordnungen; bei zwei Elektronen in gleichem Abstand vom Mittelpunkt längs eines Durchmesser, bei dreien an den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks, bei vieren an den Ecken eines regulären Tetraeders usw. Durch die Hilfsannahme einer Rotation des ganzen Gebildes erreichte J. J. Thomson Stabilität auch bei Anordnung von mehr als drei Elektronen in einer Ebene; es bildet sich dann eine Anzahl konzentrischer Ringe mit bestimmten Elektronenzahlen, und zwar zeigen die möglichen Anordnungen eine gewisse Periodizität, die an das periodische System der Elemente erinnert, wenn man annimmt, daß mit der Kernladung auch die Kernmasse gesetzmäßig zunimmt.

Einer quantitativen Prüfung scheint dieses Modell nicht standzuhalten; namentlich die große Dimension des Kernes widerspricht den Erfahrungen über die Streuung der α - und β -Strahlen. Außerdem erfordert das dauernde Bestehen der Rotation, trotz des von der Elektrodynamik geforderten Energieverlustes durch Strahlung⁷⁾, besondere, der Elektrodynamik widersprechende Hilfsannahmen, so daß der durch den ausgedehnten Kern gewonnene Vorteil wieder verloren geht.

¹⁾ Phil. Mag. (6) 8, 528 (1904); 10, 695 (1905). — ²⁾ Ebend. 7, 237 (1904); 11, 769 (1906), „Die Korpuskulartheorie der Materie“. Braunschweig 1908. — ³⁾ Phil. Mag. 21, 669 (1911); 27, 488 (1914). — ⁴⁾ Ebend. 26, 1, 476, 858 (1913). — ⁵⁾ Phys. Zeitschr. 15, 123, 198, 344 (1913). — ⁶⁾ Verh. d. D. phys. Ges. 16, 281 (1914). — ⁷⁾ Eine Modifikation des Thomsonschen Modelles: Phil. Mag. (6) 26, 792 (1913).

Das Rutherford'sche Modell basiert auf den schon genannten Erfahrungen bezüglich der Streuung der α - und β -Strahlen (vgl. § 388 u. 391); die Versuche sind mit der von Darwin¹⁾ und von Bohr²⁾ weiter ausgebauten Theorie in vorzüglichster Übereinstimmung, erfordern aber Kerngrößen von höchstens $2 \cdot 10^{-13}$ cm für H und He, von höchstens $3 \cdot 10^{-12}$ cm für Au. Für ein negatives Elektron erhält man aus Gl. (9') in § 286 unter der Annahme rein elektromagnetischer Masse einen Radius $a = 1,9 \cdot 10^{-13}$ cm. Nimmt man ein Wasserstoffatom als einen Kern mit der Ladung e (also $N = 1$) an, so würde man bei rein elektromagnetischer Masse desselben zu einem Durchmesser von etwa 10^{-16} cm kommen. Das H-Atom wäre dann also das positive Elektron (Rutherford, l. c. 1914). Für die anderen Atome ergibt sich, wie schon in § 391 bemerkt, aus der Streuung der α -Strahlen ungefähr (auf ± 20 Proz.)

$$N = A/2 \dots \dots \dots (1)$$

Zu demselben Resultat führen auch die Beobachtungen über die Streuung der Röntgenstrahlen:

Aus der theoretischen Gleichung von J. J. Thomson [§ 337, Gl. (5)³⁾] und der empirischen von Barkla [§ 338, Gl. (1)] folgt ebenfalls $N \approx A/2$, wenn man sämtliche N-Elektronen als gleichbeteiligt bei der Zerstreuung ansieht.

Da die α -Teilchen von dem Kern abgestoßen werden, so ist ein Steckenbleiben, also eine wirkliche Absorption äußerst unwahrscheinlich. Eine Energieverminderung des α -Teilchens muß sich in einer entsprechenden Beschleunigung des Atomkernes bemerkbar machen; in seiner letztzitierten Arbeit erwähnt Rutherford noch nicht publizierte Beobachtungen von Marsden über H-Atome, die durch den „Stoß“ von α -Teilchen selbst ähnliche Eigenschaften annehmen, nämlich Scintillation erregen und eine Reichweite von etwa 90 cm in einer Wasserstoffatmosphäre von normalem Druck besitzen.

Für die Streuung der β -Strahlen liegen die Verhältnisse viel komplizierter. Der Kern wirkt hier anziehend und das Elektron kann entweder in etwa hyperbolischer Bahn dem Kern wieder entweichen, oder aber in einer immer enger werdenden Spirale — Wirkung von Strahlung und Veränderlichkeit der Masse — schließlich im oder dicht am Kerne selbst zur Ruhe kommen. Näheres bei Darwin⁴⁾.

Während Rutherford selbst zunächst nur die Eigenschaften des Kernes diskutiert, sucht Bohr (l. c.) mittels möglichst weniger Hilfsannahmen Gesetze für die Struktur der Elektronenringe zu finden, welche mit den Beobachtungsergebnissen übereinstimmen; der Erfolg ist ganz überraschend gut:

Da die Ringe jedenfalls maßgebend sind für die gesamten optischen Eigenschaften des Atoms von den gewöhnlichen Spektrallinien bis herab zu den kürzesten Wellen der Fluoreszenz-Röntgenstrahlen, so legt Bohr als Stabilisierungsprinzip eine Bedingung zugrunde, welche zwar der Elektrodynamik widerspricht, aber mit dem ihr ebenfalls widersprechenden, von Planck in die Strahlungstheorie eingeführten Wirkungsquantum h ⁵⁾ zu-

¹⁾ Phil. Mag. (6) **23**, 901 (1912). — ²⁾ Ebenda **25**, 10 (1913). — ³⁾ Der Zahlenfaktor muß $8\pi/3$ statt $4\pi/3$ heißen. — ⁴⁾ Phil. Mag. **25**, 201 (1913). — ⁵⁾ Literatur hierüber vgl. Bd. II, § 313. Ferner: „Vorträge (in Göttingen 1913) über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität“. Leipzig (Teubner) 1913.

sammenhängt. Er führt nämlich als eine nicht näher erklärbare Grundhypothese eine Bedingungsgleichung zwischen der Umfangsgeschwindigkeit v und dem Radius a eines Elektronenringes ein:

$$mva = \tau \cdot h / 2\pi \dots \dots \dots (2)$$

wobei: m = Elektronenmasse,
 h = Plancksches Wirkungsquantum = $6,55 \cdot 10^{-27}$ Erg-Sek.,
 τ eine beliebige ganze Zahl.

Fügt man die rein mechanische Bedingung hinzu, daß die Zentrifugalkraft den elektrischen Kräften das Gleichgewicht halten soll, so erhält man für einen Elektronenring eine unendliche Zahl möglicher Wertepaare von a und v , die sich durch verschiedene Werte des Parameters τ und der Energie unterscheiden; $\tau = 1$ entspricht dem kleinsten a und der kleinsten potentiellen Energie, also der stabilsten Anordnung, d. h. dem normalen Zustande des Atoms.

Bohr nimmt ferner — hier liegt der Widerspruch mit der gewöhnlichen Elektrodynamik — an, daß der Ring in einer solchen Gleichgewichtslage keine Energie ausstrahlt, also seine Rotation unverändert beliebig lange beibehalten kann. Dagegen soll bei einem Übergang von einer Gleichgewichtslage in die nächste eine Abgabe der verschwindenden Energie in Form von Strahlung erfolgen; für diese Strahlung wird, wieder in Anlehnung an Plancksche Betrachtungen, eine ganz bestimmte Schwingungszahl ν angesetzt durch die Gleichung:

$$h\nu = \text{ausgestrahlte Energie} \dots \dots \dots (3)$$

So entsprechen dem Übergang von $\tau = \infty$ bis $\tau = 1$ unendlich viele monochromatische Strahlungen. Für $N = 1$ findet Bohr so als Gleichung für die möglichen Schwingungszahlen:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left[\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right] = \nu_0 \left[\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right] \dots \dots \dots (4)$$

für $\tau_2 = 2$ und $\tau_1 = 3$ bis ∞ stimmt dies nicht nur der Form nach, sondern auch numerisch genau mit der bekannten Balmerischen Serie des Wasserstoffs überein (vgl. Bd. II, § 327).

Auch die von Stark¹⁾ kürzlich entdeckte Zerlegung von Spektrallinien des Wasserstoffs im elektrischen Felde scheint sich dem Bohrschen Schema einzufügen.

Bohr untersucht ferner die möglichen stabilen Anordnungen der Elektronenringe und findet für $N = 1$ bis $N = 20$ das auf S. 1292 wieder-gegebene Schema.

Vergleicht man die Zahlen für N und N' mit den in den unteren vier Zeilen enthaltenen Daten des periodischen Systems, so findet man dieses bis ins einzelne in dem Bohrschen Schema wieder, wenn man nach dem Vorgang von van den Broek²⁾ die Kernladungszahlen N als Ordnungsnummern der Elemente im periodischen System betrachtet.

Zunächst wird überall $A = 2N$ bis $(2N + 2)$, nur beim Wasserstoff $A = N$ in Übereinstimmung mit früher beschriebenen Ergebnissen.

Betrachtet man die Anordnung der Elektronenringe, so findet man in Übereinstimmung mit den beiden ersten Zeilen und dem Anfang der dritten

¹⁾ Berl. Ak. Ber. (1913), 932, 1110; zur Theorie: Warburg, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 1259 (1913); Bohr, Phil. Mag. (6) 27, 506 (1914). — ²⁾ Phys. Zeitschr. 14, 32 (1913); Phil. Mag. (6) 27, 455 (1914).

Kernladung e	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Zahl der Ringelektronen N'	1	2	2	2	2	2	4	4	4	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
Gruppe im periodischen System	—	0	I	II	III	IV	V	VI	VII	0	I	II	III	IV	V	VI	VII	0	I	II
Name des Elementes	H	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca
Atomgewicht A	1	4	7	9	11	12	14	16	19	20	23	24	27	28	31	32	35,5	40	39	40
Wertigkeit	1	0	1	2	3	4	3	2	1	0	1	2	3	4	3	2	1	0	1	2

Zeile des periodischen Systems eine Wiederkehr ähnlicher Anordnung nach je acht Gliedern; es kommt jedesmal bloß ein neuer innerster Ring hinzu¹⁾.

Die Elektronenzahl des äußersten Ringes (unterste Zeile von N') ist gleich der Wertigkeit der betreffenden Gruppe; die am schwächsten gebundenen Elektronen des äußeren Ringes sind also die „Valenzelektronen“; sie bedingen, als am leichtesten durch äußere Kräfte beweglich, die chemischen und optischen Eigenschaften.

Für das H-Atom berechnet Bohr den Radius der Elektronenbahn zu $0,53 \cdot 10^{-8}$ cm und die Abtrennungsarbeit zu 14,15 Volt, was mit den beobachteten Ionisierungsspannungen (§ 354) der Größenordnung nach übereinstimmt.

Um aus einem der vom Kerne stärker angezogenen inneren Ringe der schwereren Atome ein Elektron loszulösen, ist ein größerer Energieaufwand nötig.

Es werde nach J. J. Thomson angenommen, daß die Lösung eines inneren Ringelektrons von der Emission eines Fluoreszenz-Röntgenstrahles begleitet werde.

Ein Kathodenstrahlteilchen muß, um dies zu bewirken, eine der Austrittsarbeit gleiche kinetische Energie besitzen. Bohr findet:

$$v = \frac{e^2 2\pi}{h} \cdot N = 2,1 \cdot 10^8 N \quad (5)$$

also für $N = A/2$ rund $v = 10^8 N$ in Übereinstimmung mit den Messungen Whiddingtons [vgl. § 339, Gl. (2)] über die K -Strahlung Barklas. Für die L - und die etwaige M -Strahlung würde man entsprechend die nach außen hin folgenden Ringe einzusetzen haben.

¹⁾ Für größere N werden die Verhältnisse komplizierter; die Rechnung ist bloß bis $N = 24$ durchgeführt. Auch das periodische System wird ja für die höheren Elemente weniger einfach.

Die Wellenlängen der Fluoreszenzstrahlungen hat Moseley¹⁾ kürzlich für Ca bis Zn bestimmt und als Anfangsglieder einer Balmerischen Serie [vgl. Gl. (4)] für den innersten Ring bestimmt, nämlich:

$$\nu_K = \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) \cdot \nu_0 (N-1)^2 \quad \text{und} \quad \nu_L = \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) \nu_0 (N-1)^2 \quad (6)$$

Das Verhältnis $\nu_K:\nu_L$ ist gleich 5,4; die *L*-Strahlung verhält sich also wie die *K*-Strahlung eines Elementes mit etwa $\sqrt{5,4} = 2,3$ mal kleinerem Atomgewicht, während in § 339 (Satz F) aus Absorptionsmessungen für dieses Verhältnis die Zahl 2,7 gefunden war.

Eine Abweichung bezüglich ihrer Valenz scheinen die Edelgase zu bilden, die ja chemisch nullwertig zu sein scheinen. Ihre festere Bindung wegen der im Vergleich zu den beiderseitigen Nachbarn um eins geringeren Ringzahl erklärt auch diese Abweichung. Die Doppelladung des He-Atoms als α -Teilchen stimmt dagegen gut mit der Zweizahl der Valenzelektronen²⁾.

Nachdem so das Rutherford-Bohrsche Modell sich als quantitativ richtig bezüglich einer großen Anzahl beobachtbarer Phänomene erwiesen hat, bleibt noch die Frage nach einer Erklärung der radioaktiven Umwandlungen.

Hier bietet sich nach Rutherford als nächstliegende Annahme die folgende:

Radioaktive Umwandlungen sind Veränderungen des Kernes.

Über die Kräfte, welche den Kern gegen die enormen elektrostatischen Abstoßungen zusammenhalten, sowie über die Gründe der zeitweise eintretenden Instabilität wissen wir nichts. Jedenfalls aber folgt aus der Regel $N = A/2$, daß einer Aussendung einer Ladung $+2e$, wie sie das α -Teilchen besitzt, eine Verminderung von *A* um vier Einheiten und nach dem obigen Bohrschen Schema einer Rückverschiebung in die zweitnächste Gruppe des periodischen Systems entsprechen muß, ganz entsprechend den in § 402 genannten Regeln.

Man kann für den Kernradius eine untere Grenze berechnen, wenn man annimmt, daß von der Oberfläche des Kernes ab auf das α -Teilchen nur noch die rein elektrostatische Abstoßung des Kernes wirkt und die kinetische Energie des Teilchens gleich der Arbeit dieser Kraft setzt.

Das Potential an der Oberfläche des Kernes ist:

$$\Phi = Ne/a \dots \dots \dots (7)$$

Ein α -Teilchen mit der Ladung $2e$ erlangt also bei seiner Entfernung von dieser Oberfläche eine Energie:

$$mv^2/2 = 2e\Phi = 2Ne^2/a \dots \dots \dots (8)$$

oder:

$$a = \frac{4Ne^2}{v^2m} \dots \dots \dots (9)$$

Setzt man für Ra $v = 1,7 \cdot 10^9$, $N = 226/2 = 113$, $e = 4,7 \cdot 10^{-10}$ cgs, $e/m = 4825 \cdot 3 \cdot 10^{10}$ cgs, so wird

$$a = \text{rund } 10^{-11} \text{ cm,}$$

¹⁾ Phil. Mag. (6) 26, 1024 (1913). — ²⁾ Siehe auch Beatty, Phys. Zeitschr 14, 622 (1913).

also etwa dreimal größer als der von Rutherford für Gold berechnete Wert. Die verhältnismäßig kleinen Unterschiede von ν bei den verschiedenen radioaktiven Substanzen (vgl. § 385) weisen auf entsprechend geringe Unterschiede — etwa 40 Proz. des größten Wertes — der Kerngröße hin. Annahmen über die Kernstruktur zu machen, wäre noch verfrüht; eine Theorie des Kernes müßte jedenfalls über folgende Tatsachen Aufschluß geben: Zusammenhang zwischen N und A ; Grund für die zeitweilige Instabilität; Zusammenhang zwischen Austrittsenergie des α -Teilchens und Lebensdauer.

Endlich drängt sich noch die letzte Frage auf: Wenn die hochwertigen Kerne einem fortwährenden Abbauprozeß unterworfen sind, wie kommt es, daß sie überhaupt noch in merklicher Menge existieren? Müssen dann nicht unter uns unbekanntem Bedingungen auch Aufbauprozesse vor sich gehen, also Vorgänge, die eine direkte Umkehr der radioaktiven Erscheinungen darstellen? Eine solche Umkehr künstlich zu erzeugen, erscheint schwierig, weil wir ja die ungeheure Energie, die der Kern bei der Emission des α -Teilchens verlor, diesem wieder zuführen müßten. Nur ein Weg scheint für menschliche Hilfsmittel gangbar: Ein α -Teilchen, etwa von Th-C ausgehend, könnte auf den Kern eines Bleiatomes treffend unter Umständen in diesen eindringen und denselben in einen Poloniumkern verwandeln.

Rutherford erwähnt in „Die radioaktiven Substanzen“, § 242, beiläufig einen ergebnislosen Versuch bezüglich selbsttätiger Rückwandlung von Ra-Em in Ra. Das eben genannte Beispiel erscheint etwas günstiger, weil das α -Teilchen des Th-C eine bedeutend größere Energie besitzt, als dasjenige des Poloniums.

Fünfzehntes Kapitel.

Der Erdmagnetismus.

§ 404. Die Bedeutung der Erforschung des Erdmagnetismus. Die Bedeutung der Erforschung des Erdmagnetismus für andere Wissensgebiete ist eine mehrfache, teils eine historische, teils eine auch heute wirksame. Die geschichtliche Rolle verleiht der Lehre vom Erdmagnetismus einen hohen pädagogischen Wert und eine wichtige Stellung unter den im praktischen Leben angewandten Wissenszweigen. Die heutige Bedeutung beruht namentlich in der tieferen Erkenntnis vom Wesen der zeitlichen Veränderungen, eine Erkenntnis, die ein Bindeglied hergestellt hat zwischen irdischen und kosmischen Vorgängen. Dadurch erscheint der Erdmagnetismus als ein wichtiges Werkzeug zur Verknüpfung einer großen Zahl seither unverbunden nebeneinanderstehender Phänomene, wie z. B. der Polarlichter, der Erdströme, der luftelektrischen Vorgänge und der Sonnentätigkeit.

Die von dem Magneten Erde ausgeübte Richtkraft hat den Menschen den Kompaß erdenken lassen, eine Erfindung von so hoher Bedeutung für die Entwicklung und Ausbreitung unserer Kultur, daß ihre Einführung in die Schifffahrt als eines jener Momente gezählt wird, mit denen der Geschichtsforscher den Beginn der historischen Neuzeit einsetzen läßt. Nur durch jenes kleine Instrument haben wir Europäer das freie Weltmeer durchfahren lernen, eine praktische Anwendung des Erdmagnetismus von fraglos allergrößter Bedeutung für die Vorherrschaft europäischer Kultur auf der Erde.

Aber noch andere praktische Erfolge verdanken wir dem Studium dieser Kraft. Es verlangte vor allem Werkzeuge der Beobachtung: Instrumente. So entstand das Magnetometer, das Galvanometer, der Erdinduktor und eine Fülle anderer Apparate, ohne die ein physikalisches Laboratorium heute gar nicht denkbar wäre. Es entstand insbesondere auch der magnetelektrische Telegraph. Unter den magnetischen Problemen waren es in erster Linie erdmagnetische, die jene großen Theorien entstehen ließen, mit denen der Physiker und Mathematiker in der Folge so viel leisten sollte, vor allem die Theorie des Potentials. Ihnen verdanken wir auch das absolute Maßsystem. —

Die Erde unterliegt der Hauptsache nach zwei magnetischen Kraftfeldern, von denen das eine ihr eigentümlich ist: der sogenannte „beharrliche oder permanente“¹⁾ Magnetismus, das andere ein kosmisches ist, das mehr und

¹⁾ Wir gebrauchen hier stets dies auch von Gauß benutzte Beiwort „beharrlich“, da es den Tatsachen besser entspricht, indem es das Bestreben des Erdmagnetismus kennzeichnet, in seinem Zustand zu beharren. Die Säkularvariation ist eine viel zu große und schnelle Änderung, als daß man von einem permanenten Magnetismus der Erde sprechen dürfte, auch vermeidet man hierdurch die sprachliche Widersinnigkeit, von einer Änderung eines permanenten Zustands zu reden, während „Beharrlichkeit“ nur ein Bestreben nach Konstanz ausdrückt.

mehr einen innigen Zusammenhang mit der strahlenden Energie der Sonne verrät. Gerade in dieser Beziehung liegt die Bedeutung des Erdmagnetismus für die Zukunft. Aber auch die weitere Erforschung des beharrlichen Magnetismus verspricht für andere Wissenszweige fruchtbringend zu werden, vor allem für unsere Ansichten über die Struktur der tieferen Schichten der Erdrinde.

Unter den praktischen Berufen, die erdmagnetischer Beobachtungen bedürfen, steht auch heute noch die Schifffahrt oben an, besonders seit Mitte des XIX. Jahrhunderts das Eisen in immer stärkerem Maße zum Schiffsbau benutzt wird. In zweiter Linie kommt der Bergbau, der zu seinen Orientierungsmessungen unter Tage und zum Aufsuchen eisenerzhaltiger Lager magnetischer Messungen bedarf. In neuester Zeit eröffnet sich in der Luftschifffahrt ein weiteres Feld praktischer Betätigung.

§ 405. Die Erde ein Magnet. Ein in seinem Schwerpunkt aufgehängter oder sonstwie unterstützter Magnetstab folgt überall auf der Erdoberfläche dem Bestreben, sich mit seiner magnetischen Achse in eine bestimmte Richtung einzustellen. Es besteht demnach auf der ganzen Erdoberfläche eine magnetische Richtkraft. Ursprünglich dachte man sich deren Sitz in besonderen Magnetbergen, später verlegte man sie in die Gestirne und hier im speziellen in den Polarstern, bis William Gilbert 1600 zuerst die Erde selbst für den wirkenden Magneten erklärte. Den rechnerischen Beweis dafür erbrachte in seiner großen Theorie erst 238 Jahre später C. F. Gauß¹⁾.

Die richtende Kraft des Erdmagnetismus ist die wichtigste Eigenschaft, durch die er in die Erscheinung tritt. Sie läßt den frei aufgehängten Magneten eine bestimmte Gleichgewichtslage aufsuchen, in der er im allgemeinen seinen einen Pol sowohl nach unten senkt als von der wahren Nordrichtung zur Seite kehrt, und hält ihn mit einer bestimmten Kraft in dieser Gleichgewichtslage fest.

Den Winkel, um welchen der Magnet sich gegen den Horizont neigt, nennt man die Inklination; die Vertikalebene, in der sich der Magnet befindet, heißt der magnetische Meridian. Der Winkel zwischen dem magnetischen und geographischen Meridian heißt die Deklination. Kennt man diese beiden Winkel, so kennt man die Richtung, in welcher sich der Erdmagnetismus an dem betreffenden Orte äußert, vollständig. Aus dieser Richtung herausgedreht, strebt der Stab in sie mit einer Kraft zurück, die einerseits abhängig ist von der Größe der erdmagnetischen Kraft an dem Orte, andererseits von der Größe des magnetischen Momentes des Magneten. Auf einen Magneten vom Momente Eins bezogen, führt sie den Namen Intensität des Erdmagnetismus. Sie ist genau von derselben Natur wie die Intensität oder Feldstärke eines anderen Magneten. Ihre Dimension ist dementsprechend $c^{-1/2} g^{1/2} s^{-1}$.

Die Erde besitzt außer dieser auf andere Magnete ausgeübten Richtkraft auch die Fähigkeit, in magnetisierbaren Körpern Magnetismus zu induzieren, also vor allem in Eisen und Stahl, dann aber auch in eisenhaltigen Gesteinen. Ebenso erzeugt der Magnet Erde unter denselben Bedingungen wie ein ge-

¹⁾ C. F. Gauß, „Theorie des Erdmagnetismus“, Resultate d. Magn. Vereins (1838) und Gesammelte Werke 5, Göttingen (1867).

wöhnlicher Magnet in geschlossenen Stromkreisen elektromagnetische Induktionsströme, und wirkt auf elektrische Ströme wie jeder andere Magnet.

Es besteht überhaupt kein wesentlicher Unterschied zwischen einem künstlichen oder einem natürlichen Magneten und dem Magnet „Erde“. Dementsprechend übertragen sich ohne weiteres die beim Magnetismus eingeführten Begriffe: magnetisches Moment, spezifischer Magnetismus, magnetische Achse usw. Nur unter den magnetischen Polen der Erde versteht man, der historischen Entwicklung wegen, etwas anderes, als unter den Polen eines Magnetstabes, wie unten gezeigt werden wird.

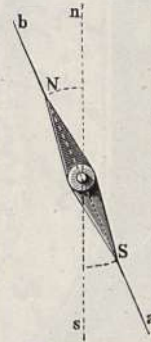
§ 406. Erdmagnetische Deklination; der Kompaß (vgl. Bd. IV, § 20).

Statt des nach allen Richtungen hin vollkommen frei beweglichen Magneten, denken wir uns nunmehr den Einfluß der Inklination, etwa durch ein Gegengewicht kompensiert, so daß der Magnet nur noch in einer horizontalen Ebene frei beweglich ist (Fig. 1174). Dann ist der von seiner Achse ab mit dem geographischen Meridian ns eingeschlossene Winkel die Deklination. Früher nannte man ihn auch die „Variation“ der Magnetnadel, womit aber heute, wie wir sehen werden, ein anderes Phänomen bezeichnet wird. Der Seefahrer spricht von einer Mißweisung, der Bergmann von einem Streichen der Nadel.

Es ist noch nicht gelungen, nachzuweisen, welchem Volke das Verdienst gebührt, die Nordweisung der Magnetnadel zuerst entdeckt zu haben. Bekannt ist, daß sich die Japaner schon um das siebente Jahrhundert n. Chr. auf ihren Landreisen sogenannter Südweiser bedient haben. Auf Schiffen kam der Kompaß bei ihnen und den Chinesen erst Ende des XIII. Jahrhunderts n. Chr. in Anwendung, also höchstens gleichzeitig mit Europa, denn im Mittelmeergebiet war die Kenntnis der Richtkraft der Erde sicher im Anfang des XIII. Jahrhunderts vorhanden und im Kompaß angewendet. Wer uns die Kenntnis der Richtkraft übermittelt, oder ob wir Abendländer die Nordweisung der Nadel gar unabhängig entdeckt haben, ist noch völlig ungeklärt; jedenfalls haben wir allein sie in vollem Umfang verwertet.

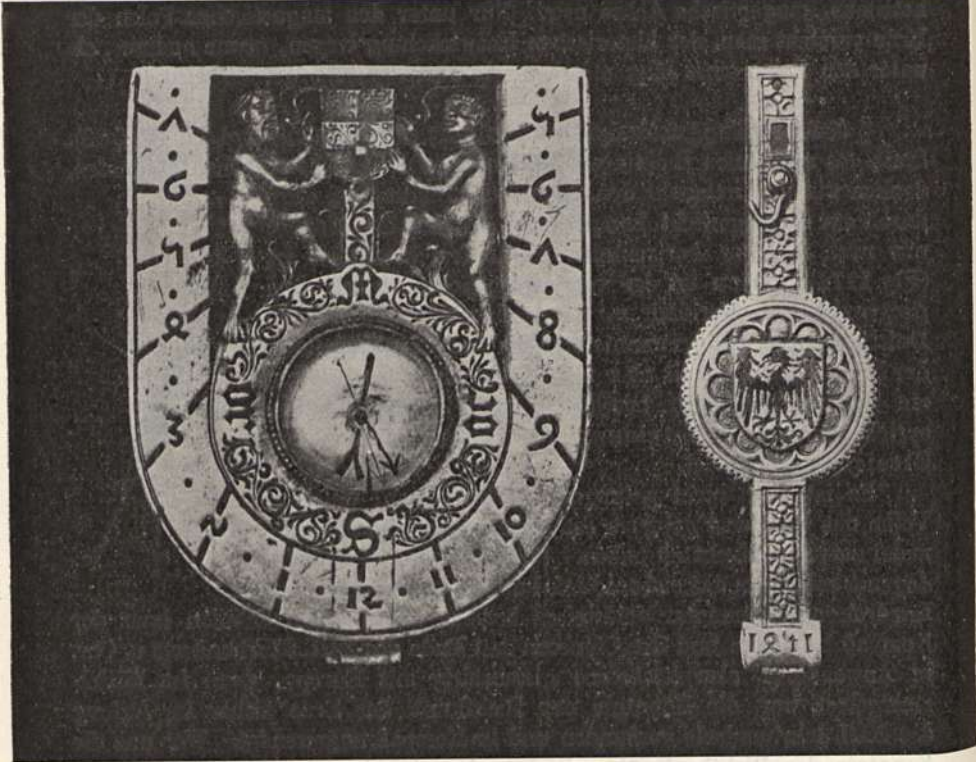
Von der Entdeckung der Nordweisung bis zu der der Deklination verfloßen noch anderthalb Jahrhunderte. Bis dahin lebte man der Anschauung, der Magnet deute genau nach Norden bzw. Süden. Wo man Abweichungen fand, schob man sie auf Fehler in der Herstellung der betreffenden Instrumente. Erst Kolumbus hat auf seiner ersten Fahrt nach Amerika die Mißweisung der Nadel als eine Naturtatsache festgestellt. Neuere Forschungen haben gezeigt, daß den Nürnberger Sonnenuhrfabrikanten die Tatsache und Größe der Abweichung schon 1451 bekannt war, wahrscheinlich wußten auch die flandrischen Kompaßmacher schon vor 1492 von der Abweichung der Magnetnadel, und ist die auf dem Lande gewonnene Kunde erst allmählich zu den schiffahrttreibenden Bewohnern der Küsten gelangt. Die Fig. 1175 zeigt die älteste erhaltene Sonnenuhr mit Kompaß aus dem Jahre 1451. Die Bezeichnungen um den Umfang der Magnetdose bedeuten: M den geographischen Südpunkt (meridies), S den Nordpunkt (septentrio), or den Ostpunkt (oriens) und oc den Westpunkt (occidens); der auf dem Boden ein-

Fig. 1174.



gekratzte dicke, gegabelte Strich ist die vom Verfertiger ursprünglich angegebene Richtung der Magnetnadel. Die Abweichung von der geographischen Nordrichtung ist, wie man sieht, eine östliche, wie sie damals tatsächlich in Deutschland herrschend war. Später haben andere, der allmählichen Änderung

Fig. 1175.



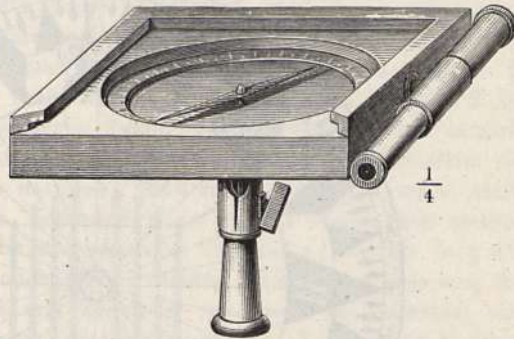
der Nordrichtung entsprechend, neue magnetische Deklinationsrichtungen eingegraben¹⁾. Man beachte auch, daß durch die Gabelung und die späteren Pfeile die Südrichtung hervorgehoben ist, nicht die Nordrichtung. Dies entsprach dem Zweck, für die Zeitbestimmung aus dem Sonnenstande den Süden zu finden. Die Nordweisung der Kompassse ist erst allmählich eingeführt worden.

Ein einfaches Instrument, um das Vorhandensein der Deklination vorzuführen, ist in Fig. 1176 abgebildet, es stellt ein Deklinatorium älterer Form vor, wie man sie noch häufig in Museen und alten Sammlungen findet. Die Spitze, auf welche die Nadel aufgesetzt ist, bildet den Mittelpunkt eines geteilten Horizontalkreises, welcher um eine senkrechte Achse in seiner eigenen Ebene gedreht werden kann. An der Seite des Gehäuses ist ein Fernrohr angebracht, dessen Achse mit derjenigen Linie parallel läuft, welche man sich vom Nullpunkte des geteilten Kreises über seinen Mittelpunkt zum Teilstriche

¹⁾ Vgl. Näheres bei Hellmann: Meteorolog. Zeitschr. **23**, 145 (1906) und A. Wolkenhauer, Mitteil. d. Geogr. Ges. München **1**, Heft 2 (1904).

180° gezogen denken kann. Je nachdem man den Horizontalkreis in seiner Ebene herumdreht, wird die Spitze der Magnetnadel auf andere Teilstriche zu stehen kommen. Wenn man den Apparat so stellt, daß die Nadel gerade auf den Nullpunkt der Teilung zeigt, so ist die Achse des Fernrohres mit der Nadel parallel, sie fällt mit dem magnetischen Meridian zusammen; bei jeder anderen Stellung aber zeigt die Nadel auf denjenigen Teilstrich des Kreises, welcher angibt, wieviel Grade der Winkel beträgt, welchen die Richtung der Nadel mit der Achse des Fernrohres macht; wenn man also das Fernrohr genau in den astronomischen Meridian bringt, so kann man auf dem Teilkreise ablesen, welchen Winkel der magnetische Meridian mit dem astronomischen macht.

Fig. 1176.



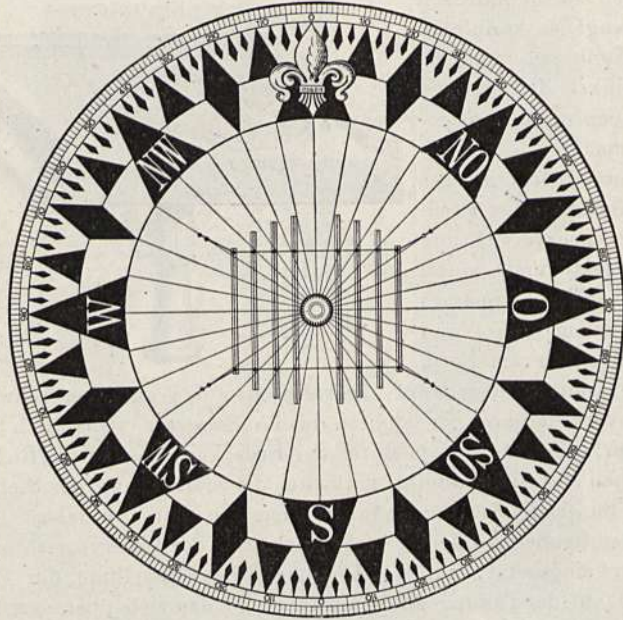
Modernere Instrumente der Art haben statt des Fernrohres eine Visiervorrichtung und sind fest und stabil aufstellbar; solche Apparate heißen Peilkompasse und dienen, namentlich an Bord, zu Winkelmessungen überhaupt, ersetzen also den auf dem schwankenden Schiffe nicht verwendbaren Theodoliten des Landmessers (siehe Bd. I, S. 76 u. ff.) Auch der Markscheider, dem ja unter der Erde kein Gestirn die Richtung des astronomischen Meridians angibt, muß, um die Erstreckung der Stollen seines Bergwerkes zu ermitteln, den magnetischen Meridian benutzen. Bei diesen „magnetischen Grubentheodoliten“ ist jedoch statt der Visiervorrichtung wieder ein Fernrohr eingesetzt, mit welchem man die Einstellung der Spitze der Magnetnadel auf der Teilung ablesen kann, und das sich über dem Magneten befindet. Stellt man das Fernrohr nachher auf eine am Ende des Stollens angebrachte (beleuchtete) Marke ein, so muß man im allgemeinen den Theodoliten um einen bestimmten Winkel drehen, der gleich ist dem „magnetischen Azimut“ des Stollens. Kennt man aber die Deklination der Magnetnadel über Tage, so ist damit auch das astronomische Azimut des Stollens bekannt.

Bei diesen Instrumenten ruht die Magnetnadel meist mit einem geschliffenen Achathütchen auf einer feinen Stahlspitze, der „Pinne“. Diese Aufhängung findet sich auch noch, wenn auch etwas abgeändert, bei den an Bord gebräuchlichen Kompassen vor. Von den an Land üblichen, dosenförmigen kleinen Kompassen (Bussolen von bussola, die Dose) unterscheiden sich die großen Schiffskompassse vor allem dadurch, daß der Magnet nicht über einem geteilten Kreise schwebt, sondern fest mit einer Scheibe verbunden ist, die auf eine Jahrhundert alte, stets gleich gebliebene eigentümliche Einteilung zurückgeht, deren Einheit ein „Strich“ heißt (Fig. 1177).

Der Index zum Ablesen des Schiffskurses ist der Teilung gegenüber am Gehäuse des Kompasses angebracht und somit in einer unveränderlichen Stellung zur Mittschiffslinie. Da die Teilung stets ihren Nullpunkt im magnetischen Meridian festhält, bewegt sich der Indexstrich an ihrem Umkreis entlang. Wandert er nach Osten, so ist auch der Schiffskurs Ost. Bei einem Dosenkompaß zeigt aber die Nadel nach dem Westpunkt der Teilung, wenn die

Bewegungsrichtung nach Osten ist. Die bekannten Schwimmkompassse (z. B. der Araber) kann man zwar als Vorläufer des Schiffskompasses betrachten, doch waren sie zum Navigieren unbrauchbar, da sie hilflos dem Rollen des Schiffes ausgesetzt waren und jeder Teilung entbehrten. Erst die Aufhängung auf eine Pinne und die Verbindung mit einer geteilten Scheibe machten aus einem magischen Spiel ein Meßinstrument. Die ältesten Teilungen bezeichnen den NE-Strich als die Richtung des Windes von Griechenland, den SE-Strich als

Fig. 1177.



jenen des Scirocco, den SW-Strich als jenen des afrikanischen Windes. Mithin ist die Erfindung des Schiffskompasses in die Gegend von Amalfi zu verlegen.

Die Scheibe selbst führt den Namen der „Rose“; der Magnet, oder vielmehr ein System paralleler Magnete (vgl. Fig. 1177), ist unter ihr befestigt mit seinem Nordpol unter der „Lilie“¹⁾. Das Achatthütchen befindet sich in der Mitte der Rose. Das System ruht jedoch nicht mit dem ganzen Gewicht auf der Pinne, sondern schwimmt in einem Gemisch von $\frac{1}{3}$ Alkohol und $\frac{2}{3}$ Wasser. Ein solches Instrument heißt ein Fluidkompaß. Wir werden uns später mit dem Schiffskompaß noch eingehender beschäftigen müssen. Was den Namen Kompaß anbetrifft, so war er ursprünglich die Bezeichnung der mit Magnetnadeln versehenen tragbaren Sonnenuhren (compassus), wie wir soeben eine kennen gelernt haben, und ist dann allmählich auf die Magnetnadel allein übergegangen.

Die an Land gebräuchlichste Aufhängung der Magnetnadel ist jedoch die eigentliche Aufhängung an einem Faden, wozu man meist Kokonfäden, Metalldrähte oder jetzt wohl auch Fäden aus geschmolzenem Quarz verwendet. Derart sind alle sogenannten „Magnetometer“ eingerichtet.

¹⁾ Er ist, wie in Fig. 1177, oft durch eine Anzahl paralleler exzentrisch befestigter Magnetstäbe ersetzt, wodurch das System leichter wird.

Eine „absolute“ Messung der Deklination besteht aus zwei Teilen: einem astronomischen und einem magnetischen; dies ergibt sich aus dem Begriffe der Deklination als des Winkels zwischen der astronomischen Nordrichtung und der Richtung der magnetischen Achse eines frei aufgehängten, wagrecht schwingenden Magneten.

Auf Reisen ermittelt man die wahre, d. h. astronomische Nordrichtung am besten mit Hilfe der Sonne, indem man ein zu astronomischen Messungen geeignetes Fernrohr auf die Sonne richtet und nach den Schlägen eines Chronometers die Zeit beobachtet, zu der der Rand der Sonnenscheibe die Fäden des Fadenkreuzes berührt. Die Sonne wählt man, weil sie im allgemeinen zur Zeit, wo man die Deklinationsbeobachtung vornehmen will, fast stets zugänglich ist. Natürlich kann man auch jedes andere Gestirn wählen. In beiden Fällen entspricht das Verfahren genau dem im Bd. I, S. 88 u. ff. besprochenen. Bei Daueraufstellungen bestimmt man durch solche astronomische Messungen das Azimut einiger „Miren“, worüber man ebenfalls das Nähere an angeführter Stelle nachlese. Man kann sich dabei eines astronomischen Universals bedienen, besonders wenn größere Genauigkeit erstrebt wird. Meist besitzen aber die magnetischen Theodolite, die wir in § 410 kennen lernen werden, astronomische Aufsätze, das sind Fernrohre mit Vertikalkreis, so daß Aufsatz und Theodolit zusammen ein Universal ausmachen. Auf Reisen in Gebieten, die eine geodätische Vermessung besitzen, kann man das Azimut der Miren (z. B. der Kirchtürme), sofern sie geodätische Punkte sind, aus den Winkelunterschieden berechnen, die mindestens drei nicht mit dem Beobachtungspunkt auf einem Kreise liegende Miren am Theodolit ergeben. Ist der Aufstellungsort selber ein geodätischer Punkt, so liefern diese Winkel unmittelbar die gegenseitigen Azimute (es genügt dann schon eine einzige Mire).

Der magnetische Teil ist vergleichsweise einfach: man stellt das Fernrohr auf den Magneten ein. An ihm befindet sich entweder ein Spiegel, der dann das Bild des Fadenkreuzes im Fernrohr zurückwirft, oder er trägt eine Linse, in deren Brennpunkt sich eine Skala befindet, vor welcher der Vertikalfaden des Fernrohres sich einstellt. In beiden Fällen bringt man diesen Faden zur Deckung, entweder mit seinem Spiegelbild, oder mit dem mittleren Strich der Skala. Wegen der Schiefe der magnetischen gegen die optische Achse und der Kollimation des Spiegels gibt die zugehörige Kreisablesung noch nicht die wahre magnetische Nordrichtung, vielmehr muß man den Magneten noch um 180° um seine horizontale, geometrische Achse drehen und eine neue Einstellung vornehmen. Die gesuchte Kreisablesung ist dann das Mittel aus beiden Lagen.

Beispiel zu einer Pinnenmessung: Als Miren dienten drei Kirchtürme (δ), deren von Nord über Ost gezählte Azimute bekannt waren. Die Teilung des Kreises wuchs ebenfalls von Nord über Ost. Die Einstellung auf die Miren gab die Kreisablesungen:

δA $236^\circ 15',2$ δB $344^\circ 49',9$ δC $31^\circ 38',8$

Die Azimute waren:

α $121^\circ 13',7$ $229^\circ 48',6$ $276^\circ 37',6$,

so daß sich als astronomischer Nordpunkt fand:

$A. Np$ $115^\circ 1',5$ $115^\circ 1',3$ $115^\circ 1',2$

und im Mittel: $115^\circ 1',3$.

Die Einstellungen auf den Magneten ergaben im Mittel aus vier Beobachtungen:

in der einen Lage $103^{\circ} 52',6$ Marke auf dem Magneten oben,
 nach Drehung um 180° $103^{\circ} 46',0$ " " " " unten,
 also als magnetischen Nordpunkt $103^{\circ} 49',3$

also Unterschied zwischen den beiden Nordpunkten $11^{\circ} 12',0$ als Deklination.

Da die Teilung von Nord über Ost wuchs und der astronomische Meridian größere Kreisablesungen ergab, lag der magnetische westlich von ihm, die Deklination war also eine westliche.

Bei einer Fadensuspension ist die Torsionskraft des Fadens eine Fehlerquelle. Sie wird am besten ermittelt, indem man dem oberen Fadenende eine gemessene Torsion erteilt, einmal, indem der Hauptmagnet eingehängt ist, einmal, indem ein schwacher Magnet seine Stelle einnimmt. Bewirkt die gleiche Torsion bei dem starken Magneten eine am Teilkreise abzulesende Änderung von n Teilen, beim schwachen von ν Teilen, so ist die Torsionskorrektur:

$$\frac{n}{\nu - n} (\varphi' - \varphi''),$$

wo φ' den Ausdruck $\frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)$ beim starken, φ'' beim schwachen Magnet bedeutet.

Beispiel:

Mire 1	$\varphi = 245^{\circ} 25' 28''$.
" 2	$57 23 20$	

Starker Magnet:

Starker Magnet, Marke oben	$\varphi_1 = 162^{\circ} 59' 2''$	}	$2c = 59' 52''$
" " " unten	$\varphi_2 = 163 58 54$		
Torsion + 180°	$163 52 37$	}	$n = 12 17$
" - 180	$164 4 54$		
Starker Magnet, Marke unten	$\varphi_2 = 163 58 44$	}	$2c = 59 24$
" " " oben	$\varphi_1 = 162 59 20$		

Schwacher Magnet:

Schwacher Magnet, Marke oben	$\varphi_1 = 163^{\circ} 4' 31''$	}	$2c = 55' 20''$
" " " unten	$\varphi_2 = 163 59 51$		
Torsion + 180°	$163 28 7$	}	$\nu = 64 10$
" - 180	$164 32 17$		
Schwacher Magnet, Marke unten	$\varphi_2 = 163 59 20$	}	$2c = 54 22$
" " " oben	$\varphi_1 = 163 4 55$		
Mire 2	$\varphi = 57 23 24$		
Mire 1	$\varphi = 245 25 23$		

Danach ist $\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$ starker Magnet = $163^{\circ} 29' 0'' = \varphi'$

$\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$ schwacher Magnet = $163 32 10 = \varphi''$

$\varphi' - \varphi'' = -3' 10''$

$$\frac{n}{\nu - n} = \frac{12' 17''}{51' 53''} = \frac{737}{3113} = 0,24,$$

also die Torsionskorrektur $-0' 46''$.

Mire 1 im Mittel $\varphi = 245^{\circ} 25' 26''$
 Mire 2 „ „ $\varphi = 57^{\circ} 23' 22''$

Für die Mire 1 war das Azimut

$$\alpha_1 = N 92^{\circ} 40' 35'' W,$$

für die Mire 2 war das Azimut

$$\alpha_2 = N 95^{\circ} 21' 29'' E.$$

Die Kreisteilung wuchs von E über N, folglich der astronomische Nordpunkt

nach Mire 1 bei $152^{\circ} 44' 51''$
 „ „ 2 „ $152^{\circ} 44' 51''$.

Der starke Magnet ergab $163^{\circ} 29' 0''$
 Korrektion auf Torsion $- 0 46$
 also der korrigierte magnetische Nordpunkt $163^{\circ} 28' 14''$
 astronomischer Nordpunkt im Mittel beider Miren $152^{\circ} 44' 51''$
 Deklination $10^{\circ} 43' 23''$

wegen des Teilungssinns des Kreises ergibt sich die Deklination als eine westliche.

Um die zeitlichen Variationen der Deklination auszumerzen, wird jede Magneteinstellung zweckmäßigerweise auf einen Normalstand des Variometers zurückgeführt.

Die hier angeführten Kreiseinstellungen sind sämtlich auf Variationen schon verbessert, so daß gleiche Einstellungen auch gleiche Kreisablesungen ergeben sollten; die Unterschiede sind daher reine Beobachtungsfehler. Die Größe $2c$ stellt den doppelten Kollimationsfehler dar.

§ 407. Magnetische Inklination (vgl. Bd. IV, § 20). Damit eine Nadel horizontal schwingt, also die Deklination angebe, muß sie auf unserer Erdhalbkugel in einem Punkte unterstützt sein, der etwas vor dem Schwerpunkte und zwar nach dem Nordpol zu gelegen ist. Unterstützt man sie genau im Schwerpunkte, so senkt sich ihr Nordpol nach unten und verrät das Vorhandensein einer Neigung des erdmagnetischen Feldes, d. h. einer „Inklination“ gegen den Horizont.

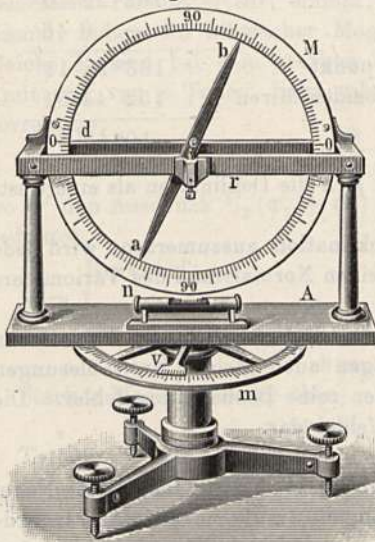
Der Fig. 39, S. 38 abgebildete Apparat ist sehr geeignet, diesen Winkel der Magnetnadel zu zeigen. An einem Rahmen von Messing, welcher an einem feinen, ungedrehten Faden aufgehängt ist, befindet sich eine sehr leichtbewegliche horizontale Achse ab , welche durch den Schwerpunkt einer Magnetnadel geht. Man sieht, daß eine so aufgehängte Magnetnadel um eine vertikale und um eine horizontale Achse sich drehen und also dem richtenden Einfluß der Erde ganz frei folgen kann. Die Nadel stellt sich nun so, daß ihre Richtungslinie in den magnetischen Meridian fällt; das nach Norden gekehrte Ende der Nadel aber senkt sich, die Richtungslinie der Nadel macht also einen Winkel mit der Horizontalen, der in unseren Gegenden ungefähr 66° beträgt.

Wenn die Inklinationsnadel in einem geteilten Vertikalkreise angebracht ist, dessen Ebene mit der Umdrehungsebene der Nadel zusammenfällt, wie Fig. 1178, so kann man auf diesem Kreise die Größe der Inklination ablesen,

sobald man dafür sorgt, daß die Ebene des Vertikalkreises M genau in den magnetischen Meridian fällt. Solche Instrumente heißen „Nadelinklinatorien“.

In jedem anderen Azimut α der Nadelebene ist der Winkel I_α , um welchen sich die Nadelachse gegen den Horizont senkt, ein größerer, denn I_α ist durch die Wirkung zweier Komponenten der erdmagnetischen Feldkraft hervorgerufen; die eine ist die in jedem Azimut gleich große Vertikalintensität Z , die andere der in der Ebene der Nadel wirksame Anteil der Horizontalintensität. Im Meridian ist dieser so groß wie möglich, nämlich gleich der gesamten Horizontalintensität; im Azimut α aber gleich der Projektion von H auf die Richtung der Ebene der Nadelachse, also gleich $H \cos \alpha$, mithin stets kleiner, als H selbst. Aus diesem Grunde ist die vertikale Komponente in allen anderen Ebenen als dem magnetischen Meridian im Verhältnis zur horizontal wirksamen Kraft größer; die Neigung der Nadel also ebenfalls überall größer als im Meridian.

Fig. 1178.



Steht die Drehungsebene der Nadel schließlich senkrecht gegen den magnetischen Meridian, so stellt sich die Achse der Nadel vertikal. Das Inklinatorium ist danach in den magnetischen Meridian einzustellen, indem man diejenige Einstellung am Horizontkreis aufsucht, in welcher die Nadel senkrecht steht und nachher den Vertikalkreis um 90° im Azimut verdreht. Besser ist es, den magnetischen Meridian durch ein Deklinatorium vorher zu bestimmen. Wer hierzu nicht in der Lage ist, beobachte in zwei beliebigen Azimuten, die unbekannt bleiben mögen, die aber zueinander senkrecht sind. Es ist dann

$$\cotg^2 I = \cotg^2 I_\alpha + \cotg^2 I_{90^\circ - \alpha}.$$

Um die azimutalen Verdrehungen zu messen, ist, wie die Figur zeigt, dem Instrumente ein horizontaler, geteilter Kreis m mit Nonius V beigegeben. Er dient auch dazu, das Inklinatorium überhaupt in den Meridian zu stellen. Geht die Drehungsachse c der Nadel nicht genau durch den Schwerpunkt, so wirkt außer dem Erdmagnetismus auch noch die Schwerkraft auf die Nadel und die resultierende Einstellung gibt nicht die richtige Inklination. Um dem zu begegnen, magnetisiert man die Nadel um, so daß z. B. jetzt jener Pol Nordpol ist, auf dessen Seite der Schwerpunkt liegt. Die Nadel wird sich dann mehr senken als der Inklination entspricht, während sie vor der Umagnetisierung sich zu wenig gesenkt hätte. Der Einfluß der exzentrischen Lage des Schwerpunktes wird ausgeschlossen, indem man das Mittel aus den Einstellungen der Nadel bei den beiden Magnetisierungen bildet. Für eine weitergehende Genauigkeit wird man noch Ost- und Westseite der Nadel ver-

tauschen, das ganze Inklinatorium um seine vertikale Achse drehen und schließlich mehrere Inklinationsnadeln verwenden.

Eine gute Methode ergibt sich aus folgendem, den Ergebnissen des Observatoriums zu Potsdam entnommenen Beispiel. Auf der einen Seitenfläche war die Nadel mit einer Bezeichnung versehen; ferner konnte die geteilte Seite des Vertikalkreises nach Ost oder nach West gerichtet werden.

Beispiel:

1.	Bezeichnet. Pol A ist Nordpol,	Bez. Ost,	Kreisst. Ost:	$I = 66^{\circ} 33',6$	} Mittel $66^{\circ} 48',1$
2.	" " " " " " " "	" " " "	West:	$I = 66^{\circ} 49',5$	
3.	" " " " " " " "	" West,	" "	$I = 67^{\circ} 5',0$	
4.	" " " " " " " "	" " " "	Ost:	$I = 66^{\circ} 44',3$	
5.	" Pol B ist Südpol,	" Ost,	" "	$I = 66^{\circ} 53',8$	} Mittel $66^{\circ} 44',4$
6.	" " " " " " " "	" " " "	West:	$I = 66^{\circ} 36',5$	
7.	" " " " " " " "	" West,	" "	$I = 67^{\circ} 4',8$	
8.	" " " " " " " "	" " " "	Ost:	$I = 66^{\circ} 22',7$	

Das Gesamtmittel gibt $66^{\circ} 46',2$; der Unterschied der beiden Einzelmittel ist der doppelte Einfluß der exzentrischen Lage des Schwerpunktes ($3',7$). Für Reisebeobachtungen wird dem später zu besprechenden magnetischen Theodoliten ein Nadelinklinatorium als Aufsatz beigegeben. Die Meridianrichtung gibt die vorangegangene Deklinationsbestimmung. Man benutzt stets mehrere Nadeln, um die gerade nicht besonders große Genauigkeit der Inklinationsmessung mit Nadeln etwas zu heben.

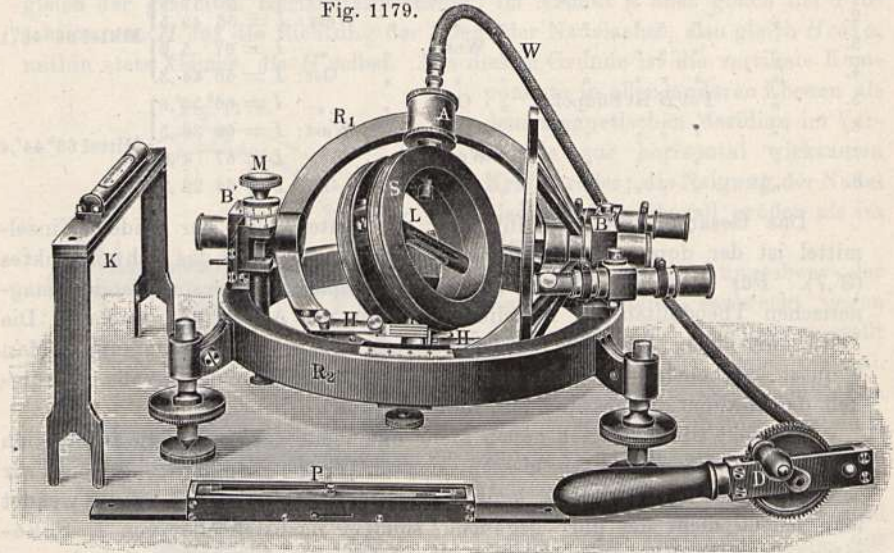
Ständige Observatorien gehen mehr und mehr dazu über, die Inklination mit dem „Erdinduktor“ zu messen, dessen Theorie und Wirkungsweise wir schon in Bd. IV, S. 762 u. ff. kennen gelernt haben. In der Praxis wendet man jedoch nicht die dort gegebene, sondern nachstehende, von K. Schering¹⁾ und H. Wild²⁾ erdachte Nullmethode an. Fig. 1179 zeigt den am Potsdamer Observatorium gebauten, schon in vielen Exemplaren verbreiteten Erdinduktor. Den Hauptteil bildet eine mit Draht umspinnene Stromspule S , in deren Inneren sich eine empfindliche Röhrenlibelle L befindet. Die Spule ist um einen ihrer Durchmesser drehbar und zwar ruht die Achse, deren Enden aus Achat bestehen, in zwei Lagern von Achat, wovon wir das obere bei A sehen können. Da Stahl sich bei einem magnetischen Meßinstrumente von selbst verbietet, Hartguß aber die Achse nicht genügend sicher lagert, mußte ein Ersatz gesucht werden, der sich im Achat fand. Die Achsenlager sind durch einen kreisförmigen Rahmen R_1 fest miteinander verbunden. Er ruht wieder in zwei Lagern B', B'' und ist um die Achse $B'—B''$ drehbar. Die Lager $B' B''$ sind fest miteinander durch einen inneren Horizontalring verbunden, der wie die Alhidade eines Theodoliten sich in einem äußeren Kreisrahmen R_2 drehen läßt; da dieser eine Kreisteilung besitzt, kann man dem Mittelteil des Induktors jedes beliebige Azimut geben. R_2 trägt auch die drei Schraubenfüße des ganzen Instruments. Rechts erblickt man einen vertikalen Teilkreis mit zwei Ablesemikroskopen, links eine Mikrometerschraube M zum Feineinstellen der Achse A .

Zur Messung wird zuerst die Achse $B'—B''$ mit Hilfe der Aufsatzlibelle K in allen Azimuten wagrecht gestellt. Letztere läßt sich von dem gabel-

¹⁾ K. Schering, Nachr. Ges. d. W. Göttingen, S. 345 (1882). — ²⁾ H. Wild, Bull. Akad. St. Petersburg **11**, 467 (1881).

förmigen Gestell abnehmen und durch die Vorrichtung *P* ersetzen, welche eine Magnetnadel auf einer Pinne enthält; mit ihr sucht man durch Drehen der Achse *B'—B''* den magnetischen Meridian auf. Die zugehörige Kreisablesung des Rahmens $R_2 \pm 90^\circ$ gibt diejenige Stellung, welche die Achse *A* der Spule in den Meridian bringt. Um denjenigen Teilstrich des Vertikalkreises zu finden, der die Vertikalrichtung gibt, stellt man den Rahmen R_1 senkrecht und zwar mit Hilfe der Libelle *L* im Inneren der Spule, und liest die entsprechende Kreisablesung mittels der Mikroskope ab. Nun neigt man die

Fig. 1179.



Spule mit ihrem Rahmen R_1 , bis sie annähernd in der Richtung der Inklination steht und erteilt der Spule durch die auf die Achse *A* aufgesteckte biegsame Welle *W* mit Hilfe der angekoppelten Kurbel *D* eine kleine Drehung. Nach dem § 225 entsteht dann in der Spule ein von der Erde induzierter Strom, falls *A* noch nicht genau in die Richtung des Erdfeldes fällt. Dieser Strom wird von einem Galvanometer angezeigt, das durch zwei Abnahmebürsten *H* mit der Spule verbunden ist. Tritt überhaupt noch eine Ablenkung am Galvanometer ein, so ändert man die Neigung von *A* durch die Mikrometerschraube *M*, bis auch eine schnelle Rotation der Spule keine Ausschläge mehr hervorruft. Diese Lage entspricht der Inklinationsrichtung; die zugehörige Kreisablesung im Vergleich zu jener, welche der Vertikalen entspricht, gibt unmittelbar den Inklinationswinkel. Die Drehungen läßt man einmal in dem einen, danach im anderen Sinne erfolgen.

Diese Messungen sind sehr genau; ein einzelner Wert aus je einer Drehung der Spule in positiver und negativer Umdrehungsrichtung abgeleitet, hat höchstens einen Fehler von $0',2$. Die Methode ist eine Nullmethode, Strommessungen im Galvanometer werden nicht vorgenommen.

Beispiel. Die aufsetzbare Deklinationsnadel ergab als Meridianpunkt des Horizontalkreises $239^\circ 0'$, so daß die Drehungsachse der Inklinatorspule in den Meridian fällt, wenn am Horizontalkreis die Stände $329^\circ 0'$ und $149^\circ 0'$ einspielen. Das Instrument sei nivelliert.

Lage I: Vertikalkreis im Osten, d. h. Horizontalkreis auf $329^{\circ} 0'$. Durch Vertikalstellen der Drehungsachse bringt man die Libelle L zum Einspielen und zwar in den beiden um 180° verschiedenen Stellungen: Marke im Osten und Marke im Westen. Ablesung am Vertikalkreis an zwei Mikroskopen.

Marke E:	179° 59',0	59',0	Mittel	179° 59',45
„ W:	59,0	59,95	„	59,48

Nach Aufsuchen der stromlosen Lage fand sich:

Drehungssinn +:	156° 21',95	22',9	Mittel	156° 22',42	} Mittel +: 22',47 " —: 22',52 <u>156° 22',50</u>
„ —:	22,0	22,95	„	22,48	
„ +:	22,0	22,95	„	22,48	
„ —:	22,1	23,0	„	22,55	
„ +:	22,05	23,0	„	22,52	
„ —:	22,05	23,0	„	22,52	
Marke E:	179° 59,1	60,0	„	179° 59',55	
„ W:	59,05	59,98	„	59,52	

Lage II: Vertikalkreis im Westen, d. h. Horizontalkreis $149^{\circ} 0'$:

Marke E:	179° 59',0	59',85	Mittel	159° 59',42	} Mittel +: 36',48 " —: 36,46 <u>23° 36',47</u>
„ W:	59,0	59,8	„	59,40	
Drehungssinn +:	23° 36,2	36,95	„	23° 36,58	
„ —:	36,0	36,75	„	36,38	
„ +:	36,15	36,9	„	36,52	
„ —:	36,1	36,85	„	36,48	
„ +:	36,0	36,7	„	36,35	
„ —:	36,15	36,9	„	36,52	
Marke E:	179° 59,0	59,85	„	179° 59,42	
„ W:	59,0	59,8	„	59,40	

Den Vertikalpunkt des Vertikalkreises verwandeln wir durch Abziehen von 90° in den Horizontalpunkt und haben nun:

Kreis E:	Horizontalpunkt	89° 59',50	Kreis W:	89° 59',41
„	Inklinationspunkt	156 22,50	„	23 36,47
	Inklination	<u>66° 23',00</u>		<u>66° 22',94</u>

Das Beispiel ist der Wirklichkeit entnommen. Die Messung in jeder der Lagen ist eine vollgültige Messung. Eine mögliche Fehlerquelle des Erdinduktors entspringt aus einer eventuell vorhandenen Verschiebung der Ebene der Kommutatorunterbrechung gegen die Normale der Windungsfläche. Bei genauer Einstellung der Rotationsachse in den Meridian fällt sie heraus¹⁾.

Die für die Folgezeit maßgebende Entdeckung der Inklination machte ein Engländer, Robert Norman, der im Jahre 1576 ein Inklinatorium konstruiert hat. Schon 33 Jahre früher aber erkannte Georg Hartmann, Vikar zu St. Sebald in Nürnberg, die Inklination der Magnetnadel mit Hilfe des von ihm erfundenen Nadelinklinatorium. Ihm ist auch die Entdeckung des Gesetzes zuzuschreiben, daß gleichnamige Polaritäten sich abstoßen, ungleichnamige sich anziehen.

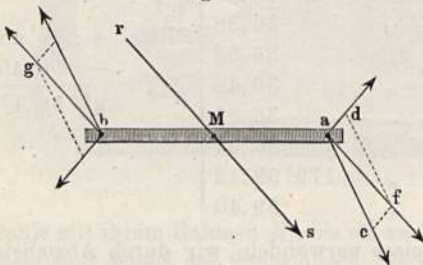
¹⁾ Die vollständige Theorie des Erdinduktors siehe O. Venske, Gött. Nachr., (1909) und N. E. Dorsey, Terr. Magn. 18, 1 (1913).

§ 408. Richtende Kraft des Erdmagnetismus. Die Gesamtwirkung, welche die Erde auf eine Magnetnadel ausübt, ist, wie wir bereits im § 405, und auch Bd. IV, Versuch S. 51 u. bemerkt haben, nur eine richtende, sie ist aber keine den Magneten als Ganzes verschiebende; denn wenn letzteres der Fall wäre, so müßte eine Magnetnadel mehr wiegen als vorher, da sie noch nicht magnetisch gemacht worden war. Wenn man eine Magnetnadel auf einen Kork legt, welcher auf dem Wasser schwimmt, so stellt sie sich in den magnetischen Meridian, sie zeigt aber kein Bestreben nach Norden zu schwimmen, weil die Entfernung der beiden Pole der Nadel vom magnetischen Nordpol der Erde so nahe gleich ist, daß die anziehende Wirkung desselben auf den einen Nadelpol vollkommen der abstoßenden Wirkung auf den anderen gleich ist. Dagegen kann an lokal gestörten Punkten eine Gewichtsvermehrung um $\frac{1}{100\,000}$ des ganzen wohl eintreten.

Annähernd kann man die magnetischen Wirkungen der Erde durch die Annahme erklären, daß sie in der Verbindungslinie der magnetischen Pole einen Magnet enthalte, oder daß sie selbst ein Magnet sei, welcher im Norden einen magnetischen Südpol, im Süden einen magnetischen Nordpol besitzt.

Welches auch die Lage der magnetischen Pole der Erde (der Mittelpunkt der magnetischen Kräfte) sein mag, so üben doch beide einen Einfluß

Fig. 1180.



auf die beiden Pole des Magnets aus. Es sei *ab*, Fig. 1180, eine Magnetnadel, *a* der eine, *b* der andere Pol derselben. Der Nordpol der Erde wirkt anziehend auf den Pol *a* in einer Richtung, die wir durch die Linie *ac* darstellen wollen. Auf denselben Pol *a* der Nadel wirkt aber der Südpol der Erde abstoßend in der Richtung *ad*. Weil wir nun in unseren Gegenden dem Nordpol der Erde näher sind als dem Südpol, so ist die Anziehung stärker als die Abstoßung; die beiden Kräfte verbinden sich nach dem Gesetz des Parallelogramms der Kräfte zu einer Resultierenden *af*. Auf den Pol *b* der Nadel wirkt nun der Nordpol der Erde abstoßend und zwar in derselben Richtung und mit derselben Stärke, wie er den Pol *a* anzieht; der Südpol der Erde zieht aber den Pol *b* in derselben Richtung und mit derselben Stärke an, wie er den anderen abstößt. Die beiden Kräfte, welche den Pol *b* angreifen, sind also den beiden in *a* angreifenden Kräften parallel, gleich und entgegengesetzt, mithin müssen auch die Resultierenden *bg* und *af* parallel, gleich und entgegengesetzt sein. Wenn aber die um ihren Schwerpunkt *M* frei drehbare Nadel in ihren Polen von zwei gleichen, parallelen und entgegengesetzten Kräften angegriffen wird, so werden sie nur eine Drehung der Nadel um ihren Schwerpunkt bewirken können; sie werden dieselbe in die Richtung *rs* bringen, welche mit der Richtung der Resultierenden *af* und *bg* parallel ist.

Diese Gleichgewichtslage beobachten wir rein nur an der Inklinationsnadel; die Richtung der Inklinationsnadel fällt mit der Resultierenden der auf die Nadel wirkenden magnetischen Kräfte der Erde zusammen. Bei der Deklinationnadel ist ein Teil der Wirkung der magnetischen Erdkräfte durch die

Art, wie die Nadel aufgehängt ist, aufgehoben, bei derselben kommt nur die horizontale Komponente der die Nadel richtenden magnetischen Erdkraft zur Wirkung, und diese horizontale Komponente wird natürlicherweise um so geringer sein, je mehr die Inklination wächst.

Wie schon in § 405 erwähnt, nennt man die von der Erde auf einen Magneten vom Moment eins ausgeübte richtende Kraft die Intensität oder auch wohl die Totalintensität des Erdmagnetismus; der auf die Deklinationsnadel allein wirkende Anteil heißt die Horizontalintensität oder auch horizontale Komponente. Auch diese zerlegt man wieder in zwei aufeinander senkrechte Anteile, die Süd-Nordkomponente und die West-Ostkomponente der Intensität. Auf beiden senkrecht steht die vertikale Komponente oder Vertikalintensität. Es ist selbstverständlich, daß auch eine jede andere Zerlegung in rechtwinkligen Komponenten möglich ist; die hier erwähnte stellt nur die gebräuchlichste vor.

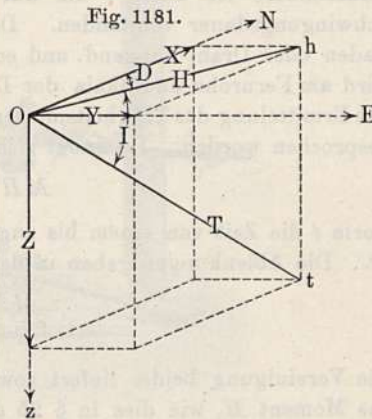
§ 409. Die Elemente des Erdmagnetismus; ihr Zusammenhang.

Die in den letzten Jahren mehr und mehr fortschreitende internationale Ausgestaltung der erdmagnetischen Forschung hat für ihre Zwecke bestimmte Bezeichnungen eingeführt, die denn auch hier trotz etwas abweichender Bezeichnungsart der anderen Bände beibehalten werden. Es bezeichnet demnach D die Deklination, I die Inklination, T die totale, H die horizontale, Z die vertikale Intensität, X Süd-Nord- und Y die West-Ostkomponente. D , I und H führen im besonderen die Bezeichnung als die Elemente des Erdmagnetismus. X wachse von Süd nach Nord, Y von West nach Ost, Z von oben nach unten.

Zwischen den Größen ergeben sich, wie nebenstehende Fig. 1181 veranschaulicht, folgende Beziehungen. Die Koordinatenachsen sind ON nach Nord, OE nach Ost, OZ nach dem Nadir gerichtet. Die Süd-Nordkomponente ist $X = OX$, die West-Ostkomponente $Y = OY$, die vertikale $Z = OZ$. Die Gerade Ot stellt die Größe und Richtung der Totalintensität dar. Dann ist ihre Projektion auf die Horizontalebene $Oh = H$, die Horizontalintensität also

$$H = T \cos I,$$

wo I die Inklination, der Winkel zwischen T und H ist. Ferner ergibt sich $H = \sqrt{X^2 + Y^2}$ und ebenso $X = H \cos D$; ähnlich $T = H : \cos I$; $Z = H \operatorname{tg} I$; $T = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$, was sich alles leicht aus der Figur ablesen läßt. Entsprechend der hier angewandten Zählung der positiven Koordinatenrichtungen, ist die Deklination positiv, wenn sie östlich ist, die Inklination, wenn der Nordpol der Nadel unter den Horizont taucht; H und T sind stets positiv¹⁾.



¹⁾ Als Rechenbeispiel siehe die Zahlen der Tabelle in § 425.

§ 410. Bestimmung der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus nach absolutem Maße (vgl. § 23). Eine absolute Bestimmung verlangt eine Zurückführung auf ein absolutes Maßsystem. Ja, die Abhandlung¹⁾, in welcher Gauss die absolute Bestimmung der Horizontalintensität lehrte, führt auch zum ersten Male ein solches absolutes System in die messende Physik ein. Über das Wesen eines solchen Systems verweisen wir auf Bd. I, § 42. Gauss bediente sich des Millimeters als Längen-, des Milligramms als Massen- und der mittleren Sekunde als Zeiteinheit; heute ist der Millimeter durch den Zentimeter ersetzt, das Milligramm durch das Gramm.

Die horizontale Komponente des Erdmagnetismus nach absolutem Maße ist im Zentimeter-Gramm-Sekundensystem die nach Dynen gemessene Kraft, mit welcher der Erdmagnetismus einen Pol von der Stärke Eins in horizontaler Richtung zu bewegen sucht. Ein Pol von der Stärke Eins ist jener, der einen ihm gleichen in 1 cm Abstand mit der Kraft einer Dyne abstößt.

Wegen der Wichtigkeit, welche die Messung der Horizontalintensität für den Physiker besitzt, ist die Methode von Gauss schon in den §§ 22 bis 26 behandelt. Es genügt daher, hier daran zu erinnern, daß eine absolute Bestimmung aus der Verbindung zweier Messungsarten besteht, der Schwingungs- und der Ablenkungsbeobachtungen. Die Ermittlung der Schwingungsdauer erfolgt genau nach den in Bd. I, § 94, S. 293 u. ff. angegebenen Methoden; insbesondere ist unter t die auf unendlich kleine Bögen zurückgeführte Schwingungsdauer verstanden. Der Magnet schwingt am besten an einem Faden oder Draht hängend und entweder über einer geteilten Skala oder es wird am Fernrohr und Skala der Durchgang durch die Ruhelage beobachtet. Die Ermittlung des Trägheitsmomentes K eines Magneten ist Bd. I, § 93, S. 291 besprochen worden. Es findet sich

$$MH = \pi^2 K/t^2 \dots \dots \dots (1)$$

worin t die Zeit von einem bis zum nächsten Durchgang durch die Ruhelage ist. Die Ablenkungen geben in der meist angewandten ersten Hauptlage

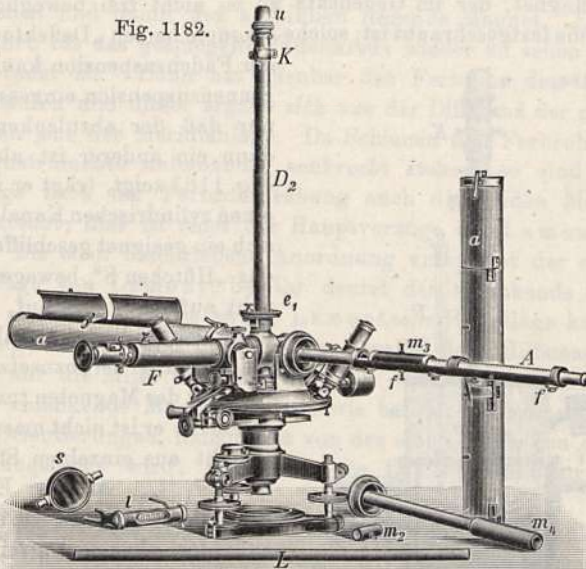
$$\frac{M}{H} = \frac{L^3 \operatorname{tg} \varphi}{2} \dots \dots \dots (2)$$

Die Vereinigung beider liefert sowohl die Horizontalintensität H , als auch das Moment M , wie dies in § 25 gezeigt ist. Aus den Entwicklungen des § 26 geht hervor, daß die Formel (2) eine angenäherte ist, indem höhere Potenzen der Entfernung L vernachlässigt worden sind. Der dadurch begangene Fehler ist nach dem Beispiele S. 44 = 2 Proz. Die Horizontalintensität ist bei uns 0,2, der Fehler macht demnach 0,004 aus; da aber die erdmagnetischen Messungen an Observatorien auf 0,00002 und auf Reisen auf 0,0001 genau durchgeführt werden sollen, so reichen obige Formeln für die gegebenen Dimensionen des Apparates nicht aus. Um mit wenigen Gliedern der Reihenentwicklung des § 26 auskommen zu können, bedürfte man daher sehr großer Dimensionen. Zu diesem Nachteile der Gauss'schen Anordnung tritt aber noch der weitere hinzu, daß der Winkel nie groß ist und zudem

¹⁾ Es ist die berühmte Gauss'sche Arbeit: *Intensitas vis magneticae terrestres ad mensuram absolutam revocata*. Ges. Werke, Bd. V und Ostwalds Klassiker, Nr. 53.

durch seine Tangente eingeht. Auch ist bei feineren Messungen die instrumentelle Grundannahme für die Gültigkeit der Formel nicht mehr einzuhalten, daß der ablenkende Magnet magnetisch ostwestlich liegt, da die Richtung mit der Zeit veränderlich ist. Die Gauss'sche Ablenkungsart kommt bei erdmagnetischen Messungen daher nur bei Hilfsbeobachtungen noch zur Anwendung, während die Hauptmessungen nach der Methode von Lamont durchgeführt werden. In ihr kann der Ablenkungswinkel auf die günstigste Größe gebracht werden und geht dann mit seinem Sinus ein, außerdem stehen beide Magnete stets aufeinander senkrecht, so daß die höheren Reihenglieder rascher an Einfluß abnehmen, d. h. geringere Dimensionen zulässig werden. Das Prinzip beruht darin, daß der ablenkende Magnet in einem Kreise so lange um den abgelenkten herumgeführt wird, bis beide aufeinander senkrecht stehen. Es ist klar, daß diese Drehung gemessen werden muß. Es entstand so der magnetische Theodolit, den wir zunächst betrachten müssen.

Fig. 1182.



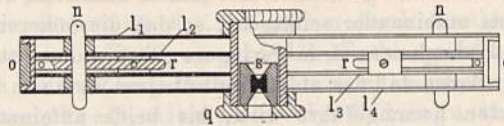
Ein magnetischer Theodolit ist in seinem Unterbau wie ein beliebiger anderer Theodolit eingerichtet¹⁾, trägt also auf einem Dreifuß mit Stellschrauben einen geteilten Kreis mit Ablesevorrichtung und ein Fernrohr mit einem Fadensystem im Brennpunkte des Objektivs. Die folgenden Abbildungen stellen einen von L. Tesdorpf †, jetzt von Sartorius in Göttingen nach den Angaben des Observatoriums zu Potsdam gebauten Theodoliten dar, dessen wichtigste Teile hier beschrieben werden sollen²⁾. Als wesentliche Bestandteile eines magnetischen Theodoliten treten hierzu die sogenannten „Aufsätze“. Fig. 1182 zeigt in der Mittelachse die Suspensionsröhre D_2 . In ihr befindet sich der Faden, an dessen unterem Ende der abzulenkende Magnet hängt; oben

¹⁾ Vgl. Bd. I, S. 76 u. ff.

²⁾ Für eingehenderes Studium siehe K. Haußmann, Der Magnettheodolit von Eschenhagen-Tesdorpf, Zeitschr. f. Instrk. 26 (1906).

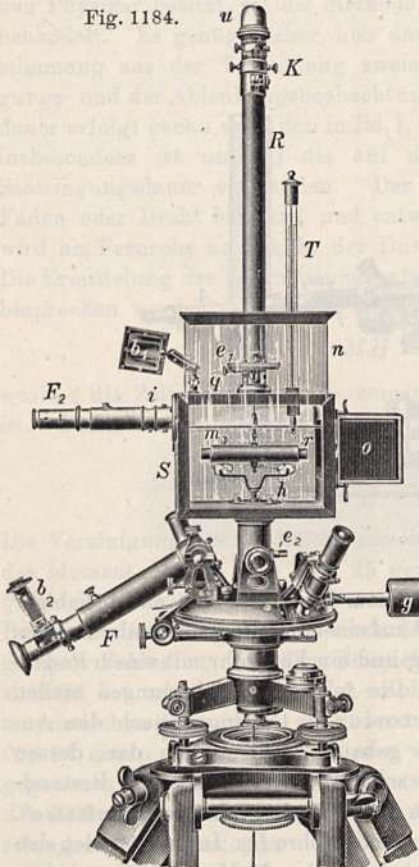
trägt sie bei u einen Torsionskopf; er ist durch eine aufgeschraubte Kapsel geschützt. Rechts und links laden je eine Röhre aus, die sogenannten „Ablenkungsschienen“. Die linke ist in der Figur mit einem Schutzmantel a versehen, während jener der rechten frei neben ihr steht. Dafür liegt in ihr der ablenkende Magnet m_3 mit einem eingesteckten Thermometer A . F ist das in einem Durchmesser des Teilkreises angebrachte exzentrische Fernrohr.

Fig. 1183.



m_2 zeigt den herausgenommenen abzulenkenden Magneten, m_4 ist ein anderer ablenkender Magnet, der im Gegensatz zu m_3 nicht frei beweglich, sondern an seiner Schiene festgeschraubt ist; solche Magnete heißen „Deflektoren“. Statt

Fig. 1184.



der Fadensuspension kann auch eine Pinnensuspension eingesetzt werden, nur daß der abzulenkende Magnet dann ein anderer ist als m_2 . Wie Fig. 1183 zeigt, trägt er in der Mitte einen zylindrischen Kanal, in welchem sich ein geeignet geschliffener Saphir, das „Hütchen S “ bewegen kann. Es ruht auf der Pinne auf, einer möglichst fein polierten Stahlnadel. Um die Reibung herabzusetzen, ist das Gewicht des Magneten tunlichst klein gemacht; er ist nicht massiv, sondern besteht aus einzelnen Stahllamellen l_1, l_2, l_3, l_4 . An den Enden trägt auch dieser Magnet, wie m_2 Spiegel o , außerdem aber noch zwei Schraubenspindeln r mit mütterlichem Gewichtstückchen, um den Magneten horizontal zu stellen.

Um die Schwingungsbeobachtungen ausführen zu können, kommt ein neuer Aufsatz auf den Theodolitunterteil, den Fig. 1184 zeigt, der „Schwingungskasten“ S . Seine Oberseite trägt die Röhre R für den Aufhängefaden und ein Thermometer T . F_2 ist ein Fernrohr mit Vertikalfaden, das auf einen, am unteren Drahtende angebrachten Spiegel schaut.

Darunter schwebt der vorher ablenkende Magnet m_3 . In der Figur ist in ihm ein Trägheitsstab r eingesteckt, h ist eine Vorrichtung, um Pendelschwingungen des Magneten als Ganzes zu hemmen.

Solche magnetische Theodolite bekommen meist auch noch ein Inklinatorium und einen astronomischen Aufsatz beigegeben, um außer der Horizontalintensität auch die beiden anderen Elemente, Deklination und Inklination messen zu können.

Die Bestimmung der Horizontalintensität geschieht mit Hilfe dieses Theodoliten auf folgende Art ¹⁾.

Ohne die Nähe des ablenkenden Magneten würde der abzulenkende sich mit seiner magnetischen Achse in den magnetischen Meridian stellen. Indem das Fernrohr auf den Spiegel des Magneten gerichtet und sein Fadenkreuz mit dem gespiegelten zur Deckung gebracht wird, entspricht dieser Stellung eine bestimmte Kreisablesung. Nun wird der ablenkende Magnet auf die eine seitliche Schiene gelegt, er lenkt den Hilfsmagneten dadurch ab; das gespiegelte Fadenkreuz verschwindet aus dem Gesichtsfelde des Fernrohres. Nun wird dieses nachgedreht; mit ihm fest verbunden, drehen sich die Ablenkungsschienen und damit der auf ihnen liegende Magnet. Die Drehung wird fortgeführt, bis das gespiegelte Fadenkreuz wieder zu sehen ist und zur Deckung gebracht ist. Dann hat offenbar das Fernrohr den Ablenkungswinkel durchlaufen und dieser ergäbe sich aus der Differenz der neuen Kreisablesung gegen jene der Meridianlage. Da Schienen und Fernrohr durch die Bauart des Instruments aufeinander senkrecht stehen, so sind in der abgelenkten Lage nach der Fernrohrdrehung auch die beiden Magnete aufeinander senkrecht; dies ist einer der Hauptvorzüge der Lamontschen Ablenkungsart. Die eben beschriebene Anordnung entspricht der sogenannten ersten Hauptlage von Lamont; bei ihr deutet der ablenkende Magnet auf die Mitte des abgelenkten. Die zweite Lamontsche Hauptlage kommt kaum zur Anwendung; bei ihr sind die Schienen parallel dem Hilfsmagneten und dieser deutet auf die Mitte der abzulenkenden. Bei der wirklichen Messung bekommt der ablenkende Magnet, gerade wie bei der Gauss'schen Methode, verschiedene Orientierungen, indem erst von der einen, dann von der anderen Schiene aus abgelenkt wird, und auch die Pole miteinander vertauscht werden.

In dieser abgelenkten Lage wirken zwei Kräfte auf den Hilfsmagneten ein, und seine Ruhelage ist dadurch festgelegt, daß diese beiden Kräfte im Gleichgewicht stehen. Die eine Kraft ist das Drehmoment des Erdfeldes; es ist nach § 21, Formel (1), $Hm \sin \varphi$, wo H die zu messende Horizontalintensität und m das Moment des abgelenkten oder Hilfsmagneten ist. Die andere Kraft ist die ablenkende Kraft des Magneten auf der Schiene; sie ist $\frac{2 M m}{L^3} k$, worin M das Moment des ablenkenden Magneten, L die Entfernung der Magnetmitten voneinander und k die sogenannte „Ablenkungsfunktion“ ist und den Einfluß der höheren Glieder der Entfernung umfaßt. Als Gleichgewichtsbedingung gilt daher für den Lamontschen Theodoliten:

$$Hm \sin \varphi = \frac{2 M m}{L^3} k \dots \dots \dots (3)$$

und daher

$$\frac{M}{H} = \frac{1}{2} \frac{L^3 \sin \varphi}{k} \dots \dots \dots (4)$$

¹⁾ Vgl. J. Lamont, Handb. d. Erdmagnetismus. Berlin, Veit u. Co. (1849).
Müller-Pouillet-Pfaundler. IV.

Die Formel tritt bei der Lamontschen Sinusmethode an Stelle der Gauss'schen Formel (2) und man erhält als Endresultat aus der Vereinigung mit Formel (1):

$$H = \frac{\pi}{t} \sqrt{\frac{2 K k}{L^3 \sin \varphi}} \dots \dots \dots (5)$$

$$M = \frac{\pi}{t} \sqrt{\frac{K L^3 \sin \varphi}{2 k}} \dots \dots \dots (6)$$

Im Einzelnen ist noch zu bemerken, daß die Beobachtungen allerlei Reduktionen bedürfen. Vor allem wirkt die Temperatur ein, indem wachsende Temperatur das Trägheitsmoment und die Entfernung vergrößert, das Moment des Magneten aber verkleinert, wodurch φ kleiner und t größer wird. Bei konstanter Temperatur fällt, wie Formel (4) zeigt, das Moment des abgelenkten Magneten aus der Messung fort (daher die Bezeichnung „Hilfsmagnet“), bei veränderlicher Temperatur sind die Veränderungen von m in k enthalten. Außerdem müssen alle Kreisablesungen auf inzwischen eingetretene erdmagnetische Variationen verbessert sein, um miteinander rechnerisch verbunden werden zu können. Bei den Schwingungsbeobachtungen, nicht aber bei den Ablenkungen, ist die Torsionskraft der Aufhängung zu berücksichtigen.

Die Ablenkungsfunktion k ist eine Funktion der Verteilung des Magnetismus sowohl im Haupt-, als im Hilfsmagneten und der Orientierung beider Magnete zueinander. Ihre formelmäßige Gestalt wird meist durch eine zweimalige Entwicklung nach dem Binomialsatz erhalten. Die einzelnen Glieder entbehren dann aber einer übersichtlichen physikalischen Bedeutung. Zweckmäßiger ist Ad. Schmidts Verfahren der Darstellung der gegenseitigen Einwirkung zweier beliebig im Raum gelegener Magnete¹⁾, das im Grunde auf das in § 8 beschriebene hinauskommt, das magnetische Feld eines Magneten (hier des ablenkenden), durch Herumführen einer kleinen Probenadel (hier des Hilfsmagneten) und Feststellen ihrer Richtung zu ermitteln. Da man den Hilfsmagneten des Theodoliten nicht um den ablenkenden herumführen kann, läßt man den Hauptmagneten um ihn herumwandern. In der Praxis verfuhr man seither fast stets derart, daß man den numerischen Betrag von k aus Ablenkungen aus einer und derselben Hauptlage, aber verschiedenen Entfernungen von der Hilfsnadel berechnete, ein Verfahren, das aber zu rechnerisch ungeschickten Formeln führt.

Fig. 1182 zeigt den Magneten m_3 in der kleinen Entfernung vom Hilfsmagneten; eine größere Entfernung wird erreicht, wenn man m_3 ganz an das äußere Ende der Schiene legt. In beiden Lagen ist seine Entfernung durch Anschläge möglichst exakt festzulegen. Mehr als zwei Entfernungen gebraucht man nur, wenn der Theodolit nach Gegenden geringer Horizontalintensität reist, bei Polarfahrten.

In nachstehendem Zahlenbeispiel bedeutet Magnet Ost, Nordpol Ost, nicht, daß er, wie bei den Gauss'schen Hauptlagen, genau Ost liegt, sondern daß er, nachdem er exakt nach Ost eingelegt war, bis zur Erreichung der Lamontschen Hauptlage verdreht wurde, sich also im magnetischen NE- oder SE-Quadranten befindet.

¹⁾ Vgl. Ad. Schmidt, *Terrestrial Magnetismus* 17, 181 bis 232; 18, 1 bis 6, (1912/13).

Zahlenbeispiel:

Erste Lamontsche Hauptlage. Entfernung der Magnete 30 cm.

Bezeichnung auf dem ablenkenden Magneten ist unten

Unabgelenkte Meridianlage . . .	bei 310° 29,36	
Magnet Ost, Nordpol Ost . . .	" 332 16,36	
" " " West . . .	" 332 7,50	Mittel 332° 11,93
" West, " " . . .	" 288 42,12	
" " " Ost . . .	" 288 50,45	Mittel 288° 46,28

Bezeichnung auf dem ablenkenden Magneten ist oben

Magnet West, Nordpol Ost . . .	bei 288° 50,91	
" " " West . . .	" 288 43,64	Mittel 288° 47,28
" Ost, " " . . .	" 332 6,67	
" " " Ost . . .	" 332 14,80	Mittel 332° 10,74
Unabgelenkte Meridianlage . . .	" 310 29,95	
Dies gibt bei Bezeichnung unten 2 φ =	43 25,65	
" " oben	43 23,46	
im Mittel	43 24,56	
	oder φ = 21 42,28	

Die „Ablenkungsfunktion“ k ist für den benutzten Magneten 1,015 267 ± 0,000 043, also

$$\frac{M}{H} = \frac{1}{2} \frac{L^3 \sin \varphi}{k} = \frac{1}{2} \frac{27\,000 \cdot \sin 21^\circ 42',28}{1,015\,267} = 4917,5.$$

Das Trägheitsmoment des ablenkenden Magneten war 347,67, seine reduzierte Schwingungsdauer 4,4112 Sek., also MH

$$MH = 176,34.$$

Folglich

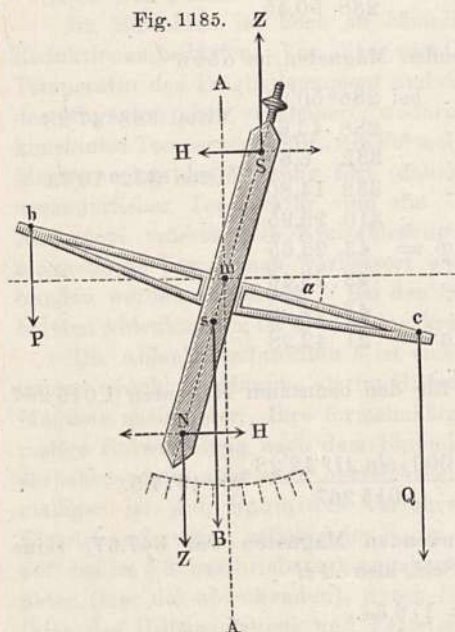
$$H = \sqrt{\frac{MH}{M/H}} = \sqrt{\frac{176,34}{4917,5}} = 0,189\,367\,c^{-1/2}\,g^{1/2}\,s^{-1}$$

$$M = \sqrt{\frac{M}{H}} MH = 931,22\,c^{5/2}\,g^{1/2}\,s^{-1}.$$

Die Intensität des Erdmagnetismus hat natürlich dieselben Dimensionen wie die Feldstärke eines beliebigen anderen Magneten, also im CGS-System die Einheit „Gauss“, so daß unser Beispiel 0,189 367 Gauss (vgl. § 19) oder in üblicher Bezeichnung 0,189 367 Γ ergibt. Die äußerste bis jetzt erreichte absolute Genauigkeit guter Observatorien ist für H etwa 0,000 015 Γ , Schwankungen der Intensität werden allerdings bedeutend genauer gemessen. In der erdmagnetischen Praxis rechnet man der besseren Schreibweise wegen oft mit der Einheit γ , die der hunderttausendste Teil von 1 Γ , also gleich 0,000 01 Γ ist. In den alten Gauss'schen Einheiten: Millimeter, Milligramm und mittlere Sekunde ergeben sich die Feldstärken zehnmal größer als in Γ , unser Ergebnis wäre hier 1,893 67 $mm^{-1/2}mg^{1/2}s^{-1}$.

Andere Methoden der Messung der Horizontalintensität. Neben diesen beiden klassischen Methoden von Gauss und Lamont bestehen

noch einige andere Messungsarten. So bestimmt Kohlrausch¹⁾ gleichzeitig M/H und MH mit Hilfe seines „absoluten Bifilars“ auf folgende Art. Ein Magnetstab wird bifilar aufgehängt und lenkt in einer der Gauss'schen Hauptlagen je ein seitlich aufgestelltes Unifilarmagnetometer ab, woraus M/H erhalten wird. Gleichzeitig dreht er sich unter der Direktionskraft der Erde aus der Ebene seiner Bifilarsuspension heraus, woraus MH abzuleiten ist. H. Wild²⁾ geht ähnliche Wege, indem er statt des einzelnen Fadens eine bifilare Suspension am Lamont'schen Theodoliten anbringt und ebenfalls die



Direktionskraft des Erdfeldes durch jene der bifilaren Aufhängung mißt. Toepler³⁾ verwendet die bekanntlich großer Genauigkeit fähige Wägung, um das Produkt MH zu finden. Die Vertikalachse seiner „magnetischen Waage“ ist, wie Fig. 1185 zeigt, ein Magnetstab, um sie läßt sich das ganze Instrument horizontal drehen. Die Ebene der Figur sei die Ebene des magnetischen Meridians. Bei c und b hängen Wagschalen. Der Magnet NS sucht sich in die Inklinationsrichtung zu stellen, den Südpol z. B. nach links zu heben, wenn dies die Nordseite ist. Durch Auflegen von Gewichtsstücken auf die Schale bei b erreicht man die Vertikalstellung. Man wirkt dadurch offenbar dem Drehmoment der

Horizontalintensität auf den Magneten entgegen. Nun dreht man die Waage um ihre Vertikale, der Erdmagnetismus wirkt dann umgekehrt wie vorher und es ist eine Gewichtsvermehrung in der Schale von c nötig, um dies auszugleichen. Ist l die Länge des zum Wägen benutzten Hebelarmes der Waage, m die Gewichts-differenz der beiden Schalen, so ist

$$MH = \frac{1}{2} gml,$$

wobei g die Beschleunigung durch die Erdschwere bedeutet. Um M/H zu erhalten, muß man den Magneten mit Wagebalken auf die Ablenkungsschiene einer Gauss'schen oder Lamont'schen Ablenkungseinrichtung legen. Die Genauigkeit einer Messung von MH ist sehr groß, ob auch die Horizontalintensität genügend genau erhalten wird, hängt von der Genauigkeit der Ablenkungsbeobachtungen ab.

Eine einfache Art, die Horizontalintensität für gewisse Zwecke ausreichend genau zu erlangen, ist jene mittels der Tangentenbussole, falls die

¹⁾ Kohlrausch, Wied. Ann. **17**, 765 (1882).

²⁾ Mém. St. Pétersbourg **34**, Nr. 11 (1886).

³⁾ A. Toepler, Wied. Ann. **21**, 158 (1884).

Stromstärke i anderweit zu messen ist. Es ist dann nach Formel (9), § 118

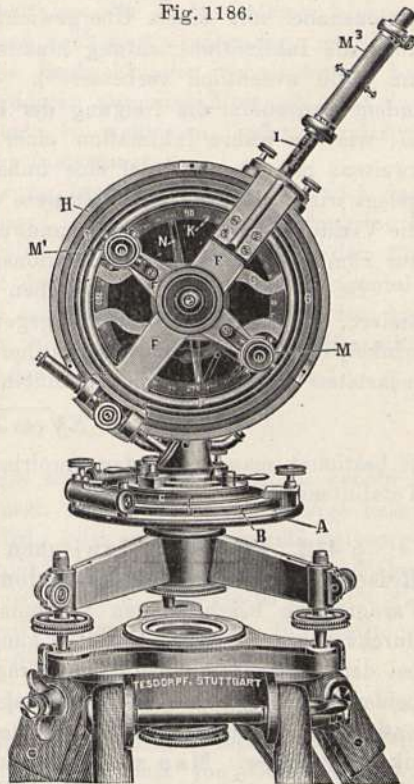
$$H = \frac{2 \pi i n}{r \operatorname{tg} \varphi},$$

wo n die Windungszahl, φ der Nadelausschlag und r der Radius der Bussole ist.

Die älteste Vorschrift, die Horizontalintensität absolut zu bestimmen, gab Poisson¹⁾ im Jahre 1828. Er ließ einen Magneten, dessen Produkt MH schon aus Schwingungsbeobachtungen bekannt war, nun nochmals im Felde eines Hilfsmagneten schwingen, um $\frac{M}{H}$ zu erhalten. Sind aber schon die Ablenkungsverhältnisse zweier Magnete aufeinander nur durch schwierig gebaute Formeln zu fassen, so noch mehr die Schwingungen eines Magneten im Felde eines nahe benachbarten.

§ 411. Bestimmung der Vertikal- und Totalintensität. Für gewöhnlich wird die vertikale und die totale Intensität aus Beobachtungen der horizontalen Komponente und der Inklination nach § 409 berechnet. Ist die horizontale Intensität an dem betreffenden Beobachtungsorte sehr klein (z. B. an den Polargegenden der Erde), so ist ihre Bestimmung sehr unsicher. Man hat daher versucht, an ihrer Stelle die vertikale oder die totale Intensität direkt zu beobachten. Das Verfahren ist eine Kombination von Nadelinklinatorium und Theodolit. Fig. 1186 zeigt den Tesdorpf'schen Theodoliten mit dem hierfür bestimmten Aufsatz. Er ist ein Nadelinklinatorium mit Ablenkungsschiene. Um die Vertikalintensität zu messen, stellt man die Ebene des Inklinatoriums senkrecht zum magnetischen Meridian. Die Nadel N würde sich dann vertikal stellen, wie wir in § 407 gelegentlich der Besprechung der Inklinationsmessungen gesehen haben. MM' sind zwei mit Fadenskreuz versehene, zur Ablenkungsschiene senkrechte Mikroskope. Wird auf die Schiene der Magnet M_3 gesteckt, so lenkt er die Nadel ab. Durch Drehen der Ablenkungsschiene um die Lagerachse des Inklinatoriums kann man erreichen, daß im Gesichtsfelde der Mikroskope die Nadelenden erscheinen. Der Magnet steht dann offenbar senkrecht zur Nadel, es liegt somit die Lamont'sche erste Hauptlage vor und die Analogie mit der Theodolitmessung der Horizontal-

Fig. 1186.



¹⁾ Poisson, *Connaissances des Temps*, S. 322 (1828).

intensität liegt klar zutage. Die zur Erreichung dieser Stellung notwendige Drehung der Schiene entspricht dem Ablenkungswinkel; er wird durch die Mikroskope auf der Teilung des Inklinatoriums abgelesen. Um die Entfernung des Magneten von der Nadel exakt messen zu können, trägt die Schiene bei l eine Teilung, über die der Magnet mikrometrisch verschoben werden kann. Die Ablenkungen liefern

$$\frac{M}{Z} = \frac{1}{2} \frac{L^3 \sin \varphi}{k}.$$

Um absolute Messungen zu erhalten, muß M_3 abgenommen und in den für Horizontalintensitätsbeobachtungen dienenden Schwingungskasten gelegt werden, wo er MH aus Schwingungen unter dem schon gemessenen H ergibt; hieraus erhält man M und damit aus M/Z die Vertikalkomponente Z .

Auch die Totalintensität läßt sich auf diese Weise bestimmen. Die Ebene des Instruments steht zu diesem Zwecke in dem Meridian und die Ablenkungen erfolgen um die Inklinationsrichtung als Ruhelage.

Ein ganz neuartiges Verfahren führte 1839 Fox ein, der eine Inklinationsnadel mit einem Übergewicht versah, das ihre magnetische Achse über die Inklinationsrichtung hinaushob. Der Apparat wurde von Creak um 1900 wesentlich verbessert¹⁾. Die Messung besteht aus zwei Teilen, indem man zuerst die Neigung der belasteten Nadel mißt und zwar gerade so, wie die wahre Inklination einer normalen Nadel gemessen wird, und zweitens mit dieser Nadel eine unbelastete Nadel, die an ihrer Stelle eingelegt wird, ablenkt. Die belastete wird dabei mit ihrer Drehungsachse in die Verlängerung der anderen und mit ihrer magnetischen Achse senkrecht zur nämlichen Achse der Inklinationsnadel gesetzt.

Ist φ der Winkel, um welchen sich die eine Nadel in ihrer Richtung ändert, wenn man das Belastungsgewicht aufschraubt, ψ der Ablenkungswinkel, den sie an der anderen hervorbringt, J' der Neigungswinkel der belasteten Nadel, so ist die Totalintensität T :

$$T = K \sqrt{\cos J' \operatorname{cosec} \varphi \operatorname{cosec} \psi}.$$

K bestimmt man am besten empirisch, d. h. an einem Orte mit bekannter Totalintensität.

§ 412. Unterschied zwischen absoluten und relativen Messungen, Reisebeobachtungen, Lokalvariometer. Um die in den vorhergehenden Paragraphen beschriebenen Bestimmungen der erdmagnetischen Elemente durchzuführen, bedarf man einer ganzen Anzahl von Nebengrößen, wie z. B. bei der Horizontalintensität des Trägheitsmomentes, der Entfernungen der beiden Magnete voneinander, des magnetischen Momentes usw., bei der Deklination des Azimutes der Mire, bei der Inklination des Zenitpunktes des Vertikalkreises usw. Man versteht nun unter einer absoluten Messung eine solche, bei der alle diese Größen ihrem Werte nach für sich beobachtet und ermittelt werden. Dies kann natürlich nur an wenigen Orten der Erde durchgeführt werden, da die dazu nötigen Arbeiten um-

¹⁾ Sehr eingehende Beschreibung und Theorie, namentlich über die „dynamische“ Deviation des Instruments siehe in F. Bidlingmaier, *Ergebn. d. Deutsch. Südpolarexp.*, Bd. V, Seebeobachtungen. G. Reimer, Berlin.

fassende instrumentelle Vorrichtungen erfordern und wegen der unbedingt notwendigen Eisenfreiheit der Umgebung eigens eingerichtete Beobachtungsräume verlangen. Da physikalische Institute schon wegen der magnetischen Fernwirkung der in ihnen verwendeten elektrischen Starkströme solche einwandfreie Beobachtungsräume sich schwer beschaffen können, hat man seit langem besondere erdmagnetische Observatorien errichtet, deren Hauptaufgabe es ist, diese absoluten Beobachtungen vorzunehmen. Das erste derartige Institut war ein von Arago 1823 in Paris errichteter eisenfreier Pavillon; das erste vollständige, für alle erdmagnetischen Messungen eingerichtete Observatorium schuf 1833 als Basis für seine und später Wilhelm Webers epochemachenden Studien C. F. Gauss im Hofe der Sternwarte in Göttingen. Heute besitzt jeder Kulturstaat mindestens ein erdmagnetisches Observatorium. Die größten sind heute diejenigen in Greenwich, Pawlowsk, Potsdam, Val Joyeux, Tortosa am Ebro, Cheltenham in Nordamerika, Samoa und Manila, im ganzen sind es etwa 60 auf der Erde.

Hier also werden die erdmagnetischen Elemente ihrem absoluten Betrage nach genau bestimmt. Die so erhaltenen Werte würden aber bei weitem nicht genügen, die magnetischen Verhältnisse der Erde umfassend genug festzulegen. Man ist daher genötigt, wenn auch vorübergehend, an möglichst vielen anderen Punkten erdmagnetische Beobachtungen vorzunehmen, bei welchen die Durchführung einer vollständigen absoluten Messung nicht zugänglich ist. Daher verwendet man hier in weitestem Umfange relative Messungen und baut dazu eigens relative Instrumente.

Das Verfahren der relativen Messung besteht darin, daß weder das Trägheitsmoment K noch die Entfernung L noch die Ablenkungsfunktion k in der Formel 5 des § 410 bestimmt werden, sondern umgekehrt aus dem für das „Anschlußobservatorium“ jederzeit bekannten Werte der Horizontalintensität H der Wert einer Konstanten ermittelt wird, welche mit dem beobachteten Ablenkungswinkel φ und der Schwingungsdauer t , jenes H ergibt. Für ein und denselben Magneten ist in der Formel 5 der Ausdruck

$$\pi \sqrt{\frac{2 K k}{L^3}} = C$$

offenbar so lange eine Konstante, als die drei Größen K , k und L konstant bleiben. K und L sind ihrer Natur nach unveränderlich, so lange keine mechanische Änderung vorgenommen wird; k ist erfahrungsgemäß bei sorgfältiger Pflege des Magneten¹⁾ und wenn er nicht zu jung ist (über künstliches Altern s. Bd. IV, S. 6), nicht merklich veränderlich. Die Größe C heißt die Konstante des Theodoliten oder des betreffenden Magneten. Sie bestimmt sich relativ aus Umkehrung der Formel 5 nach

$$C = H t \sqrt{\sin \varphi} \dots \dots \dots (1)$$

Die Beobachtung unterscheidet sich, was die Durchführung der Ablenkungen und der Schwingungen anbetrifft, in nichts von einer absoluten Messung. Wollte man auch das Moment erhalten, so gibt die Formel (6) eine ähnliche Gleichung für eine „Momentkonstante“

$$M = \mathfrak{C} \frac{\sqrt{\sin \varphi}}{t}, \quad \text{wo} \quad \mathfrak{C} = \sqrt{\frac{L^3 K}{2 k}}$$

¹⁾ Ergebn. magn. Beob., Potsdam im Jahre 1911, S. 14. Berlin (1912).

Die beiden Konstanten sind verbunden durch

$$\mathcal{C} = \frac{1}{2} \frac{L^3}{K} C \dots \dots \dots (2)$$

An jenem anderen Orte, an welchem mit dem relativen Theodoliten gemessen werden soll, wird man, wie bei absoluten Messungen, t' und φ' bestimmen, und dann die dortige Horizontalintensität H' erhalten nach

$$H' = C \frac{1}{t' \sqrt{\sin \varphi'}}$$

Der Vorzug dieser Art Messung gegenüber einer absoluten besteht demnach in der Ersparung langdauernder Bestimmungen der Einzelgrößen K , L und k ; auch vereinfacht sich die mechanische Bauart des Instruments.

Es gibt jedoch noch zwei andere Wege relativer Messungen, von denen der eine besonderen Wert besitzt, da die allerersten Beobachtungen der Horizontalintensität hierher gehören, der andere, weil er heutzutage viel angewandt wird. Die erstere Methode verwendet nur Schwingungsbeobachtungen, die zweite nur Ablenkungen.

Vier Jahrhunderte begnügte man sich damit, die Deklination und die Inklination der Magnetnadel zu bestimmen. Erst Borda gab eine genaue Methode an, die Intensität, wenn auch nicht ihrer Größe nach zu messen, so doch an verschiedenen Orten miteinander zu vergleichen. Die ersten Beobachtungen dieser Art führte Lamanon auf Lapérouses Weltreise um 1787 aus; sie sind aber verschollen¹⁾. Alexander v. Humboldt war der erste, der solche relative Messungen von H veröffentlichte.

Borda's Methode besteht darin, die Schwingungsdauer einer und derselben Nadel an verschiedenen Orten zu beobachten und aus der Veränderung derselben auf die Änderung der Intensität des Erdmagnetismus zu schließen.

Die Formel (1), § 410 gibt uns für H_1 am Ort 1

$$H_1 = \frac{\pi^2 K}{t_1^2 M},$$

an einem Orte 2

$$H_2 = \frac{\pi^2 K}{t_2^2 M}.$$

Es verhalten sich also

$$H_1 : H_2 = t_2^2 : t_1^2.$$

Dies ist die alte vielfach benutzte Methode, die Horizontalintensität in Vergleich zu einem anderen Orte zu messen; da frühere Zeiten aber die Feldstärke H_1 an diesem Ausgangsorte nicht absolut zu messen verstanden, so schwebten alle so erhaltenen Werte in der Luft. Heute bestimmt man die Normalschwingungsdauer t_1 an einem Observatorium mit bekanntem H_1 und hat so

$$H_2 = \frac{H_1 t_1^2}{t_2^2} = \frac{c_s}{t_2^2}.$$

Die Größe c_s ist umgekehrt proportional mit dem magnetischen Moment, und da dieses erfahrungsgemäß mit der Zeit abnimmt, so ist c_s veränderlich;

¹⁾ Biot, Lois du magnétisme etc., Paris (1776) und Mém. concernant div. questions d'Astrom., de Navig. et de Physique, worin die Werte verwendet seien, Paris (1784).

der Betrag der Änderung muß durch einen späteren Vergleich am Ausgangsobservatorium bestimmt werden.

Genauer durchzuführen sind relative Messungen aus Ablenkungen allein. Für die zwei Orte gibt die Formel (3) des § 410

$$H_1 = \frac{2 M k}{L^3 \sin \varphi_1}, \quad H_2 = \frac{2 M k}{L^3 \sin \varphi_2}$$

und

$$H_2 = H_1 \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{c_a}{\sin \varphi_2}.$$

c_a ist wieder mit der Zeit veränderlich.

c_s führt den Namen „momentane Schwingungskonstante“, c_a heißt die „momentane Ablenkungskonstante“, wobei das Beiwort andeutet, daß beide Größen nur während der Messungen als konstant angesehen werden können. Der Zusammenhang der drei Größen C , c_s , c_a ist, da

$$c_s = \frac{\pi^2 K}{M}, \quad c_a = \frac{2 k M}{L^3},$$

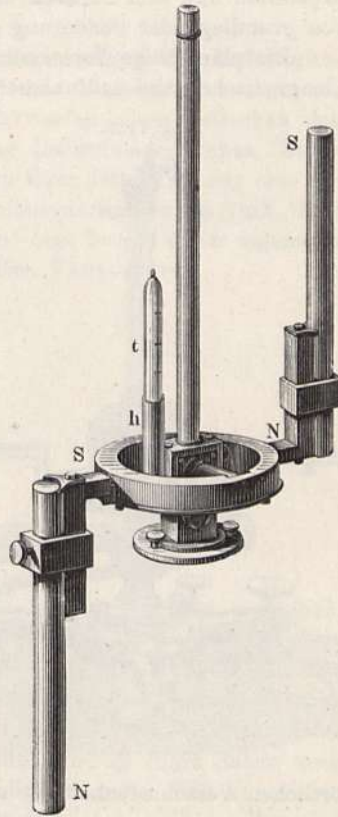
$$c_s c_a = C^2.$$

Die Deklination läßt sich nicht relativ messen. Dagegen ist dies möglich bei der Total- und Vertikalintensität, wobei die in § 411 besprochenen Messungen durch relative Momentankonstanten für Ablenkungen zum Ziele führen. So liefert die dort angeführte Gleichung für M/Z an einem Observatorium mit bekannter Vertikalintensität Z eine momentane Konstante c so, daß für einen anderen Ort $Z = c/\sin \varphi$.

Auch die Inklination läßt sich relativ ermitteln, und zwar nach Brugman u. Lloyd¹⁾ durch die Ablenkung zweier vertikal stehender weicher Eisenstäbe auf eine horizontale Nadel. Der eine Eisenstab befindet sich, wie die Fig. 1187 zeigt, oberhalb der abgelenkten Nadel, welche man im Innern des Gehäuses im Zentrum des Apparates zu suchen hat, der andere unterhalb. In beiden induziert die vertikale Komponente des Erdfeldes Magnetismus αZ , wo α der Induktionskoeffizient des Eisens ist, und zwar ist beide Male unten der Nordpol, oben der Südpol, so daß rechts von der Nadel ein Nordpol, links ein Südpol wirkt. Das hierdurch entstehende Drehmoment wird durch das der Horizontalintensität aufgewogen, so daß für die Gleichgewichtsstellung ein Ablenkungswinkel φ besteht, für den gilt

$$2 \alpha Z = H \sin \varphi \quad \text{und da} \quad \frac{Z}{H} = \operatorname{tg} I, \quad \text{so findet sich} \quad \operatorname{tg} I = c \sin \varphi.$$

Fig. 1187.



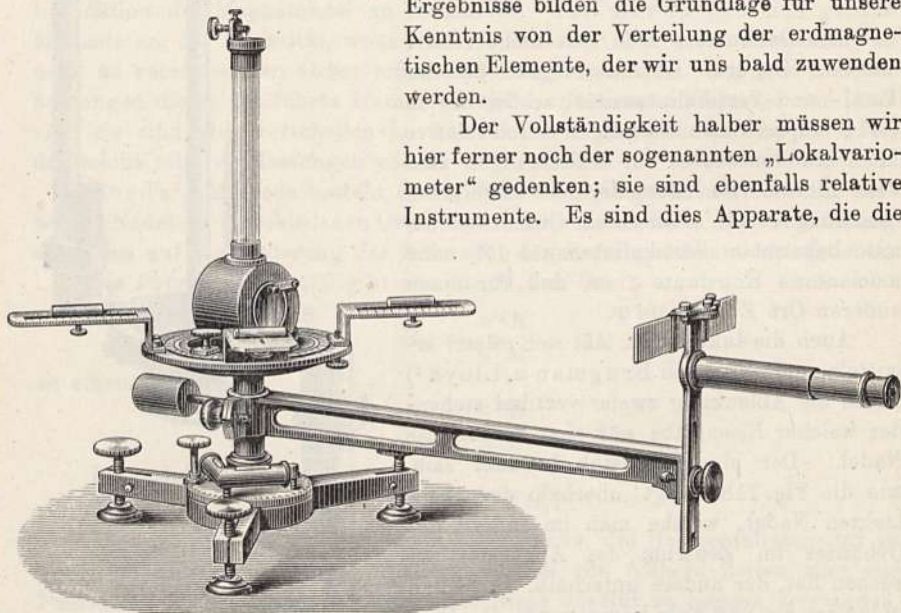
¹⁾ S. Günther, Handb. d. Geophysik I, 521 (1897).

c ist eine Konstante, die im wesentlichen die Induktionsfähigkeit des Eisens und seinen remanenten Magnetismus enthält und die wieder an einem Observatorium ermittelt wird, wo I und H bekannt sind. Die Erfahrung lehrt, daß die Größe c nur auf kurze Zeit konstant bleibt. Auch sonst leidet diese Methode an mannigfachen Mängeln¹⁾.

Auf diesem relativen Wege bestimmte man vor allem die erdmagnetischen Elemente auf Reisen, bislang jedoch meist nur zu Lande, denn auch die auf Schiffsreisen mitgeführten Instrumente kamen meist nur auf Inseln und an Küsten zur Anwendung; höchstens, daß in den Polarmeeren auf dem Eise beobachtet wurde, doch hat schon der deutsche Forscher A. Erman 1828 bis 1830 an 600 Punkten des Stillen Ozeans magnetische Beobachtungen aller drei Elemente vorgenommen. Erst in jüngster Zeit nahm man es wieder auf, auch an Bord zu beobachten, wobei die auf der deutschen Südpolar-expedition und den Fahrten der Carnegie Institution erhaltenen Ergebnisse von grundlegender Bedeutung geworden sind.

Die planmäßige Vermessung eines begrenzten Gebietes nennt man eine „magnetische Landesaufnahme“. Ihre Durchführung ist ebenfalls eine Haupt-

Fig. 1188.



aufgabe der magnetischen Observatorien. Ihre Ergebnisse bilden die Grundlage für unsere Kenntnis von der Verteilung der erdmagnetischen Elemente, der wir uns bald zuwenden werden.

Der Vollständigkeit halber müssen wir hier ferner noch der sogenannten „Lokalvariometer“ gedenken; sie sind ebenfalls relative Instrumente. Es sind dies Apparate, die die

örtlichen Verschiedenheiten, vornehmlich der Horizontalintensität des Erdmagnetismus zu messen gestatten.

Zur Beobachtung der örtlichen Variationen, z. B. innerhalb des Experimentierraumes, hat Fr. Kohlrausch das in Fig. 1188 abgebildete „tragbare Intensitätsvariometer mit vier Ablenkungstäben“ konstruiert, welches nicht allein als Lokalvariometer dient, sondern wegen seiner vielseitigen Anwend-

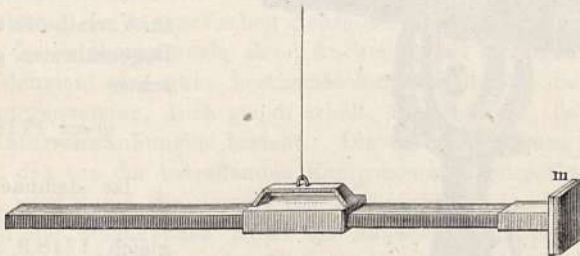
¹⁾ Die beste neuere Beobachtungsreihe, die auch auf den Vorgang der inneren Ummagnetisierung eingeht, siehe in O. Göllnitz, Abh. in Berg.- u. Hüttenwesen, Jahrb. 1911, Freiberg i. S.

barkeit — als gewöhnliches Magnetometer, als Instrument für die zeitlichen und für die örtlichen Variationen der Horizontalintensität — den Namen „Universalmagnetometer“ verdient¹⁾.

Besonders brauchbar ist eine Form von Lokalvariometern, bei denen zwei Magnete mit ihren Drehpunkten übereinander angeordnet sind. Unter einer bestimmten Stärke des horizontalen erdmagnetischen Feldes nehmen die beiden Magnete, da sie sich gegenseitig ein Drehmoment erteilen, einen bestimmten Spreizungswinkel ein, aus dessen Änderungen beim Transport des Instrumentes in andere Gegenden die lokale Variation in der Horizontalintensität ermittelt werden kann. Der beste derartige Apparat ist der Doppelkompaß von Bidlingmaier²⁾; er bildet das berufene Mittel zur Durchführung magnetischer Aufnahmen auf hoher See oder bei Ortsbestimmungen im Luftschiff. Seine Beschreibung und vorzüglich durchgearbeitete Theorie befindet sich in dem 5. Bande des deutschen Südpolarwerkes.

§ 413. Die Messung der zeitlichen Veränderungen des Erdmagnetismus. Die Werte der erdmagnetischen Elemente sind nichts weniger als konstant, sondern fortgesetzten Variationen unterworfen; diese erstrecken sich sowohl auf die Intensität, wie auf die Richtung des erdmagnetischen Feldes. Da eine absolute oder eine relative Messung zu ihrer Durchführung eine gewisse Spanne Zeit gebraucht, so kann man nicht daran denken, mit ihrer Hilfe die Variationen fortlaufend zu beobachten; man bedarf daher eigens zu diesem Zwecke gebauter Instrumente. Sie heißen Variometer.

Fig. 1189.



Das wichtigste davon ist unser in der Horizontalebene frei beweglich, an einem Drahte aufgehängter Magnetstab: das Unifilarmagnetometer. Es stellt sich, zunächst von der Torsionskraft des Fadens abgesehen, mit seiner magnetischen Achse in den Meridian. Ändert dieser seinen Winkel, die Deklination, gegen den astronomischen, so folgt das Unifilar dieser Drehung und gibt so die Variationen in Deklination; es führt daher auch den Namen eines „Deklinometers“ oder „Deklinatorium“. Wie aus vielen anderen Kapiteln unseres Lehrbuches bekannt ist, kommt dieses Instrument bei zahlreichen anderen Messungen ebenfalls zur Anwendung (z. B. als Galvanometer). Fig. 1189 zeigt die von Gauss vornehmlich benutzte Aufhängung, Fig. 1190 eine jüngere, heute häufig angewandte; der Unterschied besteht im wesentlichen in der Art, wie der Spiegel *m* befestigt ist, auch verwandte Gauss große Magnete, während man heute die kleinen mit ihren kleineren Träg-

¹⁾ Theorie und Gebrauch desselben s. Wied. Ann. 19, 130 (1883) und 29, 51 (1886). — ²⁾ Ergebn. d. Deutsch. Südpolarexp., Bd. V, Heft 1. G. Reimer, Berlin (1907).

heitsmomenten vorzieht. Die Ablesung der Winkeländerung des Unifilars geschieht nach der Poggendorffschen Spiegelmethode, die² füglich jetzt

Fig. 1190.

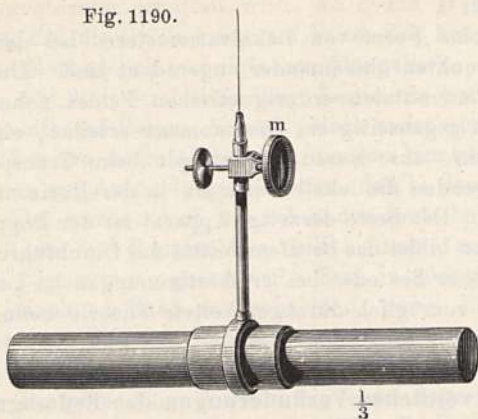
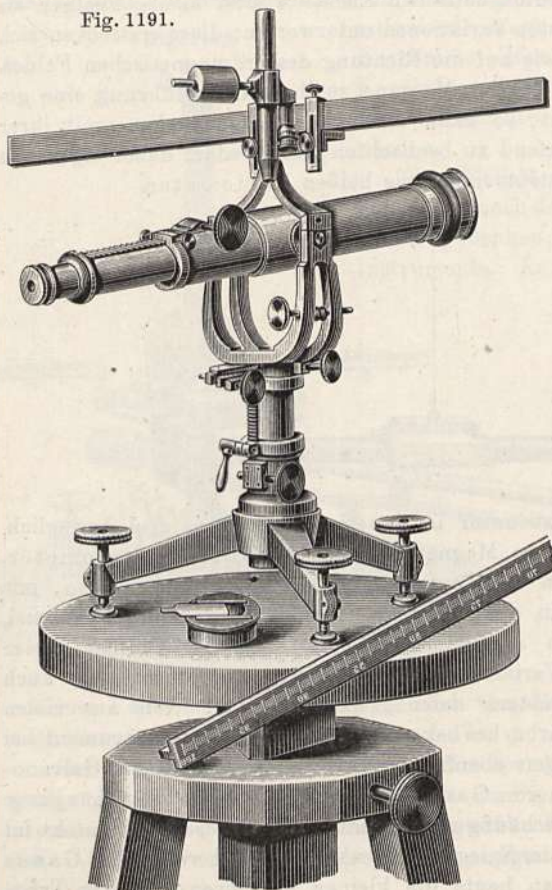


Fig. 1191.



als bekannt vorausgesetzt werden darf. Fig. 1191 zeigt ein zugehöriges Ablesefernrohr in vollständiger Ausrüstung aus der Fabrik von Hartmann u. Braun.

Hat sich während einer bestimmten Zeit das Fadencross über n Teile der Skala verschoben und beträgt die Entfernung zwischen Spiegel und Skala A Skalenteile, so ist die Drehung des Magneten, also in diesem Falle die Variation der Deklination:

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{n}{A}$$

oder genähert

$$\varphi = \frac{1718,9}{A} n \left(1 - \frac{1}{3} \frac{n^2}{A^2} \right),$$

für Variationen von wenigen Bogenminuten genügt aber schon

$$\varphi = 1718,9 \frac{n}{A}.$$

Ist demnach die Entfernung von vornherein gleich 1718,9 Skalenteilen gemacht, so ist $\varphi = n$ in Bogenminuten. Den auf einen Skalenteil fallenden Wert der Winkeländerung nennt man den „Skalenwert“. Ist ein Skalenteil = 1 mm, so ist also bei einer Entfernung der Skala vom Deklinator von 1718,9 mm der Skalenwert eine Bogenminute; der Skalenwert nimmt also mit zunehmender Entfernung ab, d. h. mit Vergrößerung des Ab-

standes kann man das Magnetometer empfindlicher machen, mithin immer kleinere Variationen der Deklination messen. Das Deklinatorium ist unab-

hängig von allen Änderungen des Momentes seines Magneten, bedarf jedoch unter Umständen einer Korrektion wegen der Torsion seines Aufhängefadens; ist dieser ein Kokonfaden, so gehen auch die Änderungen der relativen Feuchtigkeit ein.

Befindet sich der drehbare Magnet nicht im magnetischen Meridian, so sucht ihn das erdmagnetische Feld in ihn zurückzuführen und zwar wirkt stets diejenige Komponente des gesamten Horizontalfeldes, welche zur Nadelachse senkrecht steht. Man kann also die Variationen jeder beliebigen Komponente beobachten, wenn man nur die magnetische Achse senkrecht gegen die Richtung der betreffenden Teilkraft einstellt. So gibt ein astronomisch von West nach Ost orientiertes Magnetometer die Variationen der X -Komponente, ein astronomisch nordsüdlich aufgestelltes jene der Y -Komponente. Um Variationen der Horizontalintensität zu gewinnen, muß die Nadelachse demnach senkrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt werden. Diese Einstellungen kann man auf verschiedene Weise erreichen, schon allein durch Drehung des oberen Fadenendes (größere Verdrehungen erfordern allerdings, daß an Stelle der mit starken elastischen Nachwirkungen behafteten Metallfäden in diesem Falle solche aus geschmolzenem Quarz benutzt werden) oder durch Wahl einer „bifilaren Suspension“, auf die wir sogleich zu sprechen kommen werden, oder schließlich durch äußere Ablenkungsmagnete. Die vollkommenste Art ist, was zunächst überraschend klingt, die Vereinigung der Wege: man bringt einen Teil der Drehung statisch zustande, also durch Drehen des Gehänges — sei es nun unifilar oder bifilar — und den Rest durch magnetische Hilfskräfte. Man erreicht damit nämlich dreierlei: erstens, daß die Richtung der magnetischen Achse des Variometers genau senkrecht steht gegen die Feldkomponente, deren Änderung man verfolgen will; zweitens, daß das Instrument eine ganz bestimmte Empfindlichkeit, die man sich zu erreichen vorgenommen, auch genau erhält, und drittens, daß kein Einfluß der Temperaturschwankungen besteht. Die erste Bedingung wird dadurch erfüllt, daß das von der betreffenden Komponente K ausgeübte Drehmoment äquilibriert wird durch die Summe der Drehmomente der Torsionskraft des Fadens und der ablenkenden Kraft der äußeren Magnete. Beides hängt von der Größe des Winkels ν der Magnetachse gegen den Meridian ab. Ist F die Feldstärke der äußeren Magnete, φ die Neigung ihrer Feldrichtung gegen den Meridian, ϑ der Torsionswinkel, d. h. die Drehung der oberen Suspension, vom Meridian aus gezählt, Θ das Torsionsverhältnis und m das magnetische Moment der Nadel, so gibt

$$K = F \sin(\varphi - \nu) + \frac{\Theta}{m} (\vartheta - \nu)$$

die erste durch geschickte Wahl von F , φ und ϑ zu erfüllende Bedingung der Aufstellung. Die Veränderungen dieser Drehkräfte, also die Gleichung

$$- \left[F \cos(\varphi - \nu) + \frac{\Theta}{m} \right] \Delta \nu = \Delta K$$

geben die Variationen der Komponente, und $\frac{\Delta K}{K}$ die verlangte Empfindlichkeit. Ist α_1 der Temperaturkoeffizient der äußeren Magnete, α_2 jener der Torsionskraft des Gehänges einschließlich des Nadelmoments, so besteht

volle Temperaturkompensation, wenn

$$-\alpha_1 F \sin(\varphi - \nu) + \alpha_2 \frac{\Theta}{m} (\vartheta - \nu) = 0.$$

Hiernach läßt sich die Aufstellung eines Variometers für irgend eine der Komponenten des horizontalen Feldes mit aller wünschenswerten Schärfe bewerkstelligen¹⁾.

Es ist ohne weiteres klar, daß man durch Benutzung äußerer Magnete auch das Deklinatorium empfindlicher oder unempfindlicher machen kann, so daß man nicht die Entfernung Magnet bis Skala zu verändern braucht, um eine vorgeschriebene Genauigkeit zu erhalten.

Wenn ein Körper statt an einem an zwei Fäden aufgehängt und nur dem Einflusse der Schwerkraft ausgesetzt ist, so befindet er sich nur dann im Gleichgewicht, wenn die beiden Fäden in einer Ebene liegen, und wenn der Schwerpunkt des Körpers sich in derselben Ebene zwischen der verlängerten Richtung der beiden Fäden befindet. Sobald man aber den Körper aus dieser Gleichgewichtslage herausdreht, werden die Fäden gleichsam spiralförmig gewunden, und der aufgehängte Körper wird etwas gehoben. Läßt man ihn wieder frei, so sucht sein Schwerpunkt wieder die ursprüngliche tiefste Lage einzunehmen und es tritt daher eine Kraft auf, die den Körper in seine Gleichgewichtslage zurückzuführen strebt. Die Größe dieser richtenden Kraft hängt von der Länge der Fäden, von ihrer Entfernung, ihren elastischen Eigenschaften und von der Größe des Gewichtes ab, welches sie zu tragen haben²⁾.

Das Wesentliche der Einrichtung eines Bifilarmagnetometers³⁾ ist aus Fig. 1192 u. 1193 zu ersehen. Von einer Rolle (Fig. 1192), deren Schraube in die Decke des Beobachtungsraumes eingeschraubt wird, hängen die beiden Drähte herab, welche das Magnetometer tragen. Das Stäbchen, welches den Spiegel hält, endigt unten in einer kreisförmigen Scheibe *ab*; an der unteren Fläche dieser Scheibe sitzt ein konischer Zapfen, um welchen die Metallscheibe *cd* beliebig gedreht und durch Anziehen der Schraubenmutter *t* in jeder beliebigen Stellung festgestellt werden kann, wie durch Fig. 1193 wohl verständlich sein wird. An der Scheibe *cd* ist dann das Schiffchen mit dem Magnetstab in unveränderlicher Weise befestigt. Diese Vorrichtung, welche es möglich macht, den Magnetstab in seiner Horizontalebene beliebig zu drehen, ohne die gegenseitige Lage der Aufhängefäden zu ändern, wird „Torsionskreis“ genannt.

Statt unten am Magneten kann der Torsionskreis auch oben an der Rolle sitzen, und statt an der Decke befestigt zu werden, kann Rolle, Fadenpaar und Torsionskreis sich in einer mit dem nunmehr tragbaren Instrument verbundenen Suspensionsröhre befinden.

¹⁾ Vgl. die volle Theorie in den Ergebn. d. magn. Beobacht. in Potsdam und Seddin i. J. (1908), und R. Poppendieck, Diss. Gießen (1911).

²⁾ Die vollständige Formel für die Direktionskraft der bifilaren Aufhängung lautet nach F. Kohlrausch:

$$D = gm \frac{l_1 l_2}{4l} + \frac{2\pi}{5} \frac{\rho^4 \varepsilon g}{l},$$

worin *g* die Beschleunigung der Schwere auf der Erde, *l*₁ und *l*₂ oberer und unterer Fadenabstand, *m* die angehängte Masse plus der halben Masse der Drähte, *l* die mittlere Drahtlänge, *ε* deren Elastizitätsmodul, *ρ* deren Halbmesser, bedeuten. Das Drehungsmoment ist dann gleich *D sin α*, wenn *α* der Ablenkungswinkel ist.

³⁾ C. F. Gauss, Res. d. Magn. Vereins (1837) und (1840).

Während nun die Aufhängefäden den Apparat stets so zu stellen streben, daß sie ohne Torsion in einer und derselben Vertikalebene liegen, äußert der Erdmagnetismus ein Bestreben, die Achse des Magnetstabes in den magnetischen Meridian zu stellen; es wird sich also in der Tat die Achse des

Fig. 1192.

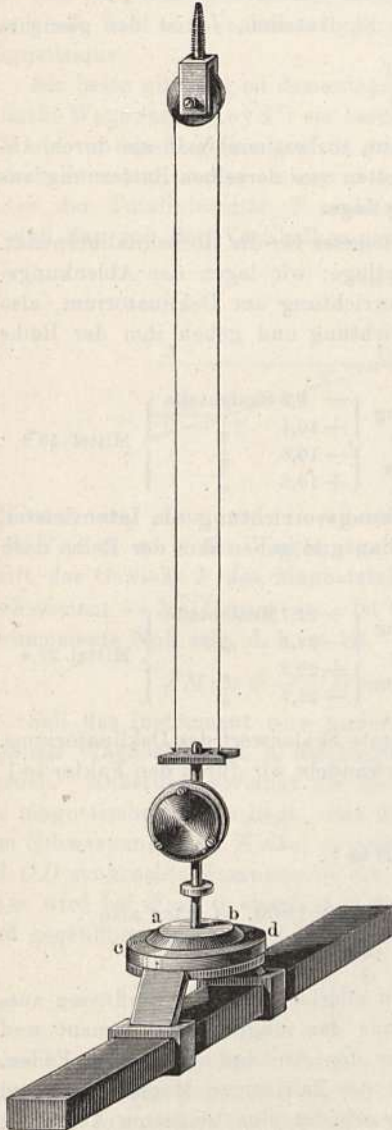
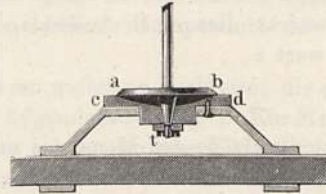


Fig. 1193.



Magnetstabes zwischen den magnetischen Meridian und diejenige Linie einstellen, in welche der Stab durch die Torsionskraft der Fäden gebracht werden würde, wenn er nicht magnetisch wäre. Mit Hilfe des Torsionskreises kann man es leicht dahin bringen, daß die Achse des Magnetstabes nahezu rechtwinklig auf dem magnetischen Meridian steht.

Es ist klar, daß unter diesen Umständen die geringste Änderung in der Intensität des Erdmagnetismus die Lage des Magnetstabes ändern muß. Da der Nordpol im Osten oder Westen, so nähert er sich dem magnetischen Meridian, wenn H stärker wird, er entfernt sich von demselben, wenn H abnimmt. Die Veränderungen in der Lage des Stabes werden auf dieselbe Weise beobachtet wie beim Deklinatorium; da dieselben sehr gering sind, so kann die Änderung der Intensität der Drehung des Magnetes proportional gesetzt werden.

Um für irgend ein Horizontalintensitätsvariometer den Wert eines Skalenteiles nach absolutem Maße zu finden, muß man künstlich die betreffende Komponente um eine bekannte Größe erhöhen oder vermindern und beobachten, um wie viele Skalenteile hier-

durch der Magnet abgelenkt wird. Man erreicht dies durch Annäherung eines zweiten Magnetstabes von bekanntem magnetischen Moment M . Bringt man diesen in derselben Horizontalebene in ziemlich großem Abstände r in solche Lage, daß er mit seiner Achse in die Senkrechte zur mittleren Rich-

tung der Komponente zu liegen kommt (erste Hauptlage von Gauss), so verändert er die Feldstärke um die Größe

$$\frac{2 M}{r^3}$$

bei Umdrehung von der einen in die umgekehrte Lage [vgl. Formel (3) im § 410].

Bewirkt dies einen Ausschlag von n Skalenteilen, so ist der gesuchte Skalenwert ε

$$\varepsilon = \frac{2 M}{n r^3}.$$

Ist die Größe des Momentes unbekannt, so bestimmt man sie durch Ablenkungen an einem Deklinatorium, am besten von derselben Entfernung aus und unter Beibehaltung der gleichen Hauptlage.

Beispiel: Es handle sich um ein Variometer für die Horizontalintensität. Gewählt werde die erste Gauss'sche Hauptlage; wir legen den Ablenkungsmagneten zunächst auf die Ablenkungsvorrichtung am Deklinatorium, also parallel mit der magnetischen Ost-Westrichtung und geben ihm der Reihe nach die vier Lagen:

Magnet Ost;	Nordpol West;	Ablenkung	}	- 9,8 Skalenteile	Mittel 10,3
" West;	" Ost;	von der		+ 10,4 "	
" West;	" West;	Ruhelage		- 10,8 "	
" Ost;	" Ost;			+ 10,2 "	

Darauf legen wir ihn auf die Ablenkungsvorrichtung am Intensimeter, also parallel mit dem magnetischen Meridian und geben ihm der Reihe nach die vier Lagen:

Magnet Süd;	Nordpol Nord;	Ablenkung	}	+ 22,7 Skalenteile	Mittel 22,4
" Nord;	" Süd;	von der		- 22,1 "	
" Nord;	" Nord;	Ruhelage		+ 22,2 "	
" Süd;	" Süd;			- 22,7 "	

Ist η der wie oben angegeben bestimmte Skalenwert des Deklinatoriums, H die mittlere Horizontalintensität und verwandeln wir durch den Faktor $tg 1'$ das Bogenmaß in Bogenminuten, so ist

$$\varepsilon = \frac{10,3}{22,4} \eta H tg 1'.$$

η ist meist gleich $1'$; sei H beispielsweise 0,1900, so wäre also

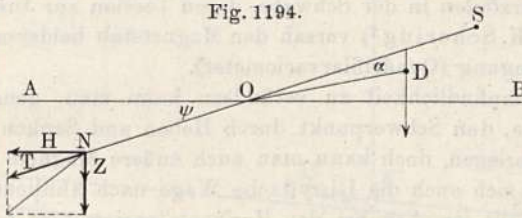
$$\varepsilon = 0,000\ 025\ 4\ \Gamma \text{ oder } 2,54\ \gamma.$$

Die Angaben der Horizontalvariometer sind allerlei störenden Einflüssen ausgesetzt, so verringert steigende Temperatur das magnetische Moment und den Torsionskoeffizienten, vergrößert aber den Abstand der beiden Fäden, ferner verliert der Magnet überhaupt mit der Zeit seinen Magnetismus und auch die Torsion der bifilaren Suspension erleidet eine langsame Abnahme. Durch alles das verändert sich die Einstellung auf der Skala auch ohne Variationen der Horizontalintensität. Man spricht daher von einem „Gang des Basiswertes“. Letzterer ist derjenige Wert der Horizontalintensität, welcher einem bestimmten Ausgangsteilstrich, der „Basis“, entspricht, von dem aus man die Variationen zählt.

Trotz vieler Versuche ist es noch nicht gelungen, die Variationen der Inklination mit der gleichen Schärfe zu beobachten, wie die der Deklination. Man beobachtet dafür diejenigen der Vertikalintensität und berechnet jene von I aus ihnen und aus denen von H nach Formeln, die wir noch kennen lernen werden. Viele Vertikalvariometer leiden unter dem Umstande, daß außer der Vertikalintensität auch die mit ihr parallele Schwerkraft wirksam ist. Aus dem Bestreben heraus, diese Schwierigkeit zu überwinden, entstand eine große Zahl von Variometertypen für die vertikale Komponente des Erdmagnetismus.

Als beste gilt und ist dementsprechend am weitesten verbreitet die magnetische Wage von „Lloyd“: sie beruht auf folgendem Prinzip¹⁾. Ein Magnet NS , der in den Meridian gestellt sei, besitze in D , also dem Südpol zu und unterhalb seiner Achse seinen Schwerpunkt D und sei um O drehbar. Unter der Totalintensität T senkt sich sein Nordpol um ψ nach unten, so daß das von der Vertikalkomponente Z allein ausgeübte Drehmoment

Fig. 1194.



$ZM \cos \psi$ ist. Das von H allein ausgeübte, hebende Drehmoment ist $-MH \sin \psi$, wo ψ der Winkel gegen die Horizontale AB . Im Schwerpunkt greift das Gewicht P des Magnetstabes mit dem den Nordpol N hebenden Drehmoment $-P \overline{OD} \cos \psi$ an. Ist Gleichgewicht, so muß die Summe der Drehmomente Null sein, d. h. es ist

$$ZM \cos \psi - MH \sin \psi - P \overline{OD} \cos \psi = 0.$$

Soll das Instrument nur Änderungen der Vertikalintensität geben, so muß der Wagebalken, d. h. die magnetische Achse, genau horizontal gestellt werden. Außerdem verlangt die Stabilität, daß der Schwerpunkt unterhalb der magnetischen Achse liegt. Hat die Verbindungslinie OD vom Drehpunkt zum Schwerpunkt den Winkel α gegen die magnetische Achse, so greift die auf OD senkrechte Komponente der Schwere mit einem Winkel $\psi - \alpha$ an. $\sin \psi$ wird bei $\psi = 0$ ebenfalls 0 und auch die Änderungen von $HM \sin \psi$ sind gegenüber jenen von $ZM \cos \psi$ zu vernachlässigen. Es ist also

$$ZM \cos \psi = P \overline{OD} \cos(\psi - \alpha)$$

oder

$$Z = C + \kappa \operatorname{tg} \psi,$$

wobei alle unveränderlichen Größen in die beiden Konstanten C und κ einbezogen worden sind. Die Änderungen der Vertikalintensität sind also denen der $\operatorname{tg} \psi$, oder bei den kleinen Ausschlägen, um die es sich in der Praxis handelt, den Änderungen des Neigungswinkels proportional. Die Empfindlichkeit oder ihre reziproke Größe, der Skalenwert, wird analog jener der Horizontalintensimeter aus Ablenkungen bestimmt, indem man den vorher

¹⁾ H. Lloyd, Treatise on Magnetism. London 1874.

am Deklinatorium geeichten Magneten in der gleichen Hauptlage auch auf die Wage wirken läßt; er befindet sich dann natürlich in einer Vertikalenebene.

Man kann die Lloydsche Wage in jedem beliebigen magnetischen Azimut aufstellen. Im allgemeinen wirken dann beide horizontale Komponenten auf ihre Neigung ein. Im magnetischen Meridian kommt nur die Horizontalintensität, im ersten magnetischen Vertikal nur die Deklinationsänderung zur Wirkung. Die Aufstellung im Meridian ist die bessere, weil stoßweise magnetische Änderungen, z. B. bei Störungen, senkrecht zum magnetischen Meridian am kräftigsten sind und so leichter Umdrehungen der Wagenschneide hervorrufen, was zu starken Empfindlichkeitsänderungen führt. Überhaupt ist die Art, wie der Magnet auf seiner Unterlage gestützt wird, das Wichtigste an der ganzen Bauart. Die als beste befundene Lagerung ist eine aus einem Stück geschliffene Schneide von 60° Kantenwinkel, die auf zwei sattelförmig geschliffenen Unterlagen ruht. Watson¹⁾ hält den Magneten durch zwei Quarzfäden in der Schwebe, deren Torsion zur Justierung benutzt werden kann. K. Schering²⁾ versah den Magnetstab beiderseits mit je einer bifilaren Aufhängung (Quadrifilarvariometer).

Um die Empfindlichkeit zu verändern kann man, genau wie bei der statischen Wage, den Schwerpunkt durch Heben und Senken eines Gewichtschraubchens verlegen, doch kann man auch äußere Magnete zu Hilfe holen. Überhaupt läßt sich auch die Lloydsche Wage nach ähnlichen Grundsätzen aufstellen, wie wir sie oben bei den Horizontalvariometern besprochen, d. h. mit vorgegebener Empfindlichkeit und ohne Temperatureinfluß.

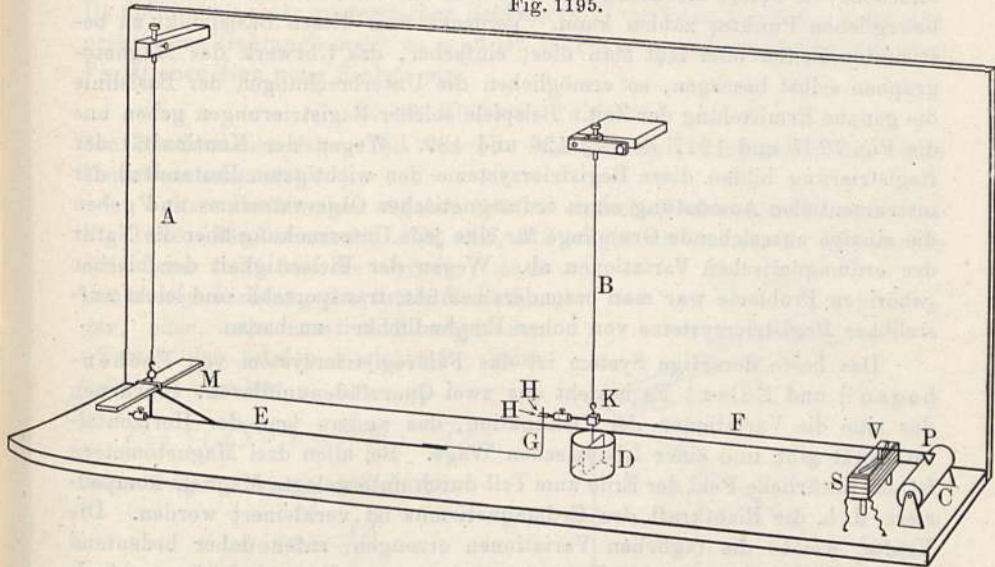
Eine andere, vielfach versuchte Art, Vertikalintensitätsvariationen zu messen, benutzt das Lamontsche Prinzip vertikaler Eisenstäbe (vgl. oben § 412), deren magnetisches Moment der Vertikalintensität proportional ist, bzw. sein soll, und zwischen denen ein horizontal drehbares astatisches Nadel-paar schwingt [K. Scherings Deflektorenbifilar³⁾, A. v. Bückys⁴⁾ desgl.]. Das Hauptbedenken neben vielen anderen ist das, daß die Schwankungen der Vertikalintensität nur gedämpft und mit zeitlicher Verschiebung zur Geltung kommen.

§ 414. Registrierende Variometer. Wegen der Geringfügigkeit der Drehungen (in unseren Gegenden nur 10 bis 20 Bogenminuten im Mittel), welche die Magnetometernadeln beschreiben, muß man, um sie mechanisch zu registrieren, die Magnete mit großen Schreibarmen versehen, um meßbare Ausschläge zu erhalten. Die dabei nicht zu umgehenden Reibungen im Mechanismus müssen so klein wie möglich gemacht werden, da die geringen Richtungskräfte des Erdmagnetismus nicht imstande wären, größere Reibungen zu überwinden. Diesen Anforderungen entspricht folgender von Cady⁵⁾ erdachter mechanischer Magnetograph; er eignet sich auch vornehmlich zu Demonstrationszwecken und zu den Anforderungen des physikalischen Laboratoriums.

¹⁾ W. Watson, Terr. Magn. **9**, 62 (1904). — ²⁾ K. Schering, Nachr. Ges. d. W., Göttingen, S. 306 (1884); Wied. Ann. **23**, 686. — ³⁾ Derselbe, ebenda S. 185 (1886). — ⁴⁾ A. v. Bücky, Phys. Zeitschr. **6**, 536 (1905). — ⁵⁾ W. G. Cady, Terr. Magn. **9**, 169 (1909).

In Fig. 1195 ist M ein unifilar aufgehängter Magnet; an ihm ist, etwas versteift und mit Gegengewicht, ein langer Draht E angesetzt, der am Ende G rechtwinklig nach oben umgebogen ist. Mit diesem Ende spielt er zwischen den Zinken H des gabelförmigen Endes eines zweiten Drahtes F , der seinerseits wieder bei K unifilar aufgehängt ist. Sein anderes Ende trägt die Schreibfeder P . D ist ein Flüssigkeitsdämpfer gegen Pendelschwingungen. Bei V trägt der Draht F einen kleinen vertikalen Magneten, der in ein

Fig. 1195.



Solenoid S eintaucht. Durch S kann man für den Moment, wo man die Variation wissen will, einen schwachen Strom senden; die Feder P wird dann auf die Registrierrolle aufgedrückt. Für fortlaufende Versuche wird man diese Stromschlüsse gleichmäßig durch irgend eine Uhr geben lassen. Man erhält dann eine Folge von gleich weit abstehenden Punkten, und ersieht aus ihnen den Gang des untersuchten erdmagnetischen Elementes. Man kann offenbar sowohl die Deklination wie auch die Horizontalintensität damit registrieren, nur muß im letzteren Falle der Magnet M ostwestlich stehen.

Den Skalenwert der Anordnung bekommt man entweder aus Ablenkungen oder rechnerisch aus den Dimensionen wie folgt: Ist E die Länge des Armes am Magneten, h jene des kurzen, f jene des langen Hebelarmes des Schreibarmes, so entsprechen φ Graden Drehung des Magneten, $\frac{Ef}{h} \varphi$ Grade der Schreibfeder.

Wie wir sehen, ist diese sonst sehr praktische Einrichtung nicht geeignet, die Variation des Erdmagnetismus ununterbrochen zu registrieren. Diese Aufgabe leistet jedoch in aller gewünschter Vollkommenheit die Methode der photographischen Registrierung. Die Variometer sind dieselben, wie jene für die direkte Beobachtung, nur daß Fernrohr und Skala der Poggendorffschen Ablesung durch den „Magnetographen“ ersetzt sind, ein Uhrwerk, das eine photographische Platte oder häufiger ein lichtempfindliches Papier gleichmäßig vorschreibt. Von einer Lampe mit feinem Spalte fällt ein dünnes Licht-

bündel auf den mit dem Magneten fest verbundenen Spiegel, wird von ihm reflektiert und fällt dann auf das photographische Papier. Das Bild des Spaltes wird durch eine Zylinderlinse zu einem feinen Lichtpunkt zusammengezogen. Indem nun das Uhrwerk das Papier in der Vertikalen vorschiebt, der reflektierte Lichtstrahl aber in der Horizontalen wandert, entsteht so eine ununterbrochene Kurve. Ein zweiter, mit dem Magnetometergehäuse fest verbundener Spiegel entwirft neben dem beweglichen Punkt ein zweites Spaltbildchen. Es liefert die Basislinie, von dem aus man die Schwankungen des beweglichen Punktes zählen kann. Verdeckt man diesen Basispunkt zu bestimmten Zeiten oder läßt man dies, einfacher, das Uhrwerk des Magnetographen selbst besorgen, so ermöglichen die Unterbrechungen der Basislinie die genaue Ermittlung der Zeit. Beispiele solcher Registrierungen geben uns die Fig. 1207 und 1217 der §§ 426 und 429. Wegen der Kontinuität der Registrierung bilden diese Registriersysteme den wichtigsten Bestandteil der instrumentellen Ausrüstung eines erdmagnetischen Observatoriums und geben die einzige ausreichende Grundlage für eine jede Untersuchung über die Natur der erdmagnetischen Variationen ab. Wegen der Vielseitigkeit der hierher gehörigen Probleme war man besonders bemüht, transportable und leicht aufstellbare Registriersysteme von hoher Empfindlichkeit zu bauen.

Das beste derartige System ist das Feinregistriersystem von Eschenhagen¹⁾ und Edler. Es besteht aus zwei Quarzfädenunifilaren, von denen das eine die Variationen der Deklination, das andere jene der Horizontalintensität gibt, und einer Lloydschen Wage. Bei allen drei Magnetometern ist das natürliche Feld der Erde zum Teil durch untergelegte Magnete kompensiert, d. h. die Richtkraft des Erdmagnetismus ist verkleinert worden. Die Kräfte, welche die täglichen Variationen erzeugen, rufen daher bedeutend stärkere Schwankungen der Magnetometer hervor, diese sind also empfindlicher geworden. Die Kompensation geschieht nach § 413 derart, daß zugleich die Variationen der Lufttemperatur von möglichst geringem Einfluß werden. Der zugehörige Magnetograph führt das photographische Papier zudem schneller als sonst üblich vorbei, so daß auch die Zeit genauer entnommen werden kann.

§ 415. Formelmäßige Beziehungen der Variationen. Die zwischen den Elementen des Erdmagnetismus bestehenden formelmäßigen Beziehungen haben wir im § 409 kennen gelernt. Aus ihnen ergeben sich (durch Differentiation) die zwischen den Variationen bestehenden Gleichungen. Es ist üblich, die Variationen der Elemente durch ein vorgesetztes Δ zu bezeichnen, so daß z. B. ΔH die Variation der Horizontalintensität, ΔI jene der Inklination usw. bedeutet.

Im allgemeinen sind ΔH , ΔZ und ΔD direkt beobachtet; aus diesen dreien berechnen sich alle übrigen Variationen, so die der Totalintensität zu

$$\Delta T = \Delta H \cos I + \Delta Z \sin I$$

der Inklination zu

$$\Delta I = \frac{1}{2} \sin 2I \left(\frac{\Delta Z}{Z} - \frac{\Delta H}{H} \right).$$

¹⁾ M. Eschenhagen, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 1, Nr. 9 (1903); Terr. Magn. 6, 59 (1901).

Auch die Variationen der Süd-Nord- und der West-Ostkomponente berechnen sich einfach, und zwar nach

$$\Delta X = \Delta H \cos D - \Delta D H \sin D$$

$$\Delta Y = \Delta H \sin D - \Delta D H \cos D.$$

Für den Fall, daß ΔZ nicht beobachtet sei, hat man

$$\Delta Z = \Delta H \operatorname{tg} I + \Delta I \frac{H}{\cos^2 I}.$$

Da die Einheit einer magnetischen Feldstärke $\Gamma = 1 \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}$, für den praktischen Gebrauch meist zu groß ist, führte man zu Untersuchungen über Variationen eine neue Einheit ein:

$$1 \gamma = 10^{-5} \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1},$$

den hunderttausendsten Teil von Γ . Diese Einheit wird auch für lokale Variationen benutzt.

Weitere Beziehungen ergaben sich auf einfache Weise aus nebenstehender Fig. 1196. Die Variationen ΔX , ΔY , ΔZ tragen wir auf der X-, Y-, Z-Achse auf; dann stellt uns die Gerade f nach Größe und Richtung die totale Variation dar, oder, wie man auch sagt, den „Vektor der totalen Variation“. Seine Größe ist offenbar

$$f = \sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2 + (\Delta Z)^2}.$$

Seine Neigung ist gegeben durch

$$\sin i = \frac{\Delta Z}{f}.$$

Die Projektion auf die Horizontale ist

$$h = f \cos i$$

oder auch

$$h = \sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2},$$

und heißt für sich der „Vektor der horizontalen Variation“. Sein Azimut d berechnet sich nach

$$\operatorname{tg} d = \frac{\Delta Y}{\Delta X}.$$

Die Verhältnisse werden am anschaulichsten durch ein Beispiel erläutert. Zu einer beliebigen Zeit t_1 seien folgende Werte der drei Elemente beobachtet:

$$D_1 = 10^\circ 20' \text{ östl.}, \quad H_1 = 0,18735, \quad I_1 = 66^\circ 41',$$

infolge irgend einer Ursache trete eine Variation ein, so daß zur Zeit t_2 beobachtet wird:

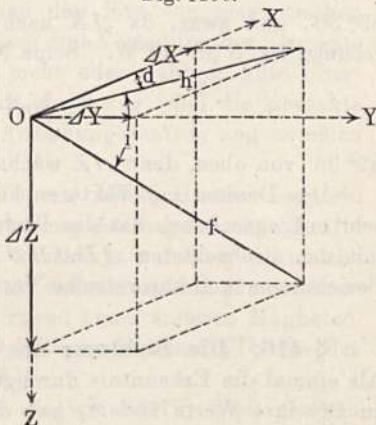
$$D_2 = 10^\circ 25' \text{ östl.}, \quad H_2 = 0,18742, \quad I_2 = 66^\circ 35'.$$

Es ist dann also

$$\Delta D = +5', \quad \Delta H = +7\gamma, \quad \Delta I = -6'.$$

Welcher Anteil fällt auf die drei rechtwinkligen Komponenten? Indem wir von den Werten zur Zeit t_1 ausgehen und die ΔD durch Multiplikation mit $\sin 1'$ in Feldstärke ausdrücken, haben wir

Fig. 1196.



$$\Delta X = 7 \cdot 0,984 - 5 \cdot 187,35 \sin 1' \cdot 0,179$$

$$\Delta Y = 7 \cdot 0,179 - 5 \cdot 187,35 \sin 1' \cdot 0,984$$

$$\Delta Z = 7 \cdot 2,320 - 6 \sin 1' \frac{187,35}{(0,396)^2}$$

oder

$$\Delta X = 6,89 - 4,88 = + 2,01 \gamma$$

$$\Delta Y = 1,25 - 26,83 = - 25,58 \gamma$$

$$\Delta Z = 16,24 - 208,60 = - 192,36 \gamma.$$

Der Vektor der horizontalen Variation ergibt sich demnach zu

$$h = \sqrt{(2,01)^2 + (25,58)^2} = 25,7 \gamma,$$

jener der totalen zu

$$f = \sqrt{(2,01)^2 + (25,58)^2 + (192,37)^2} = 194,1 \gamma.$$

Sein Azimut ist nach

$$\operatorname{tg} d = \frac{\Delta Y}{\Delta X} = \frac{-25,58}{2,01}$$

$85^\circ 30'$, und zwar, da ΔX nach Norden und ΔY nach Osten positiv zu rechnen ist, $N 85^\circ 30' W$. Seine Neigung wird nach

$$\sin i = - \frac{192,36}{194,1}$$

$82^\circ 26'$ von oben, denn ΔZ wächst nach unten.

Das Denken mit Vektoren kommt unserer räumlichen Vorstellungskraft sehr entgegen, auch hat das Rechnen mit den $\Delta X \Delta Y \Delta Z$ gegenüber jenem mit den beobachteten $\Delta D \Delta H \Delta I$ den Vorzug einfacherer mathematischer Beziehungen und theoretische Vorzüge, wie wir später sehen werden.

§ 416. Die Sichtung des Beobachtungsmaterials durch Gauss.

Als einmal die Erkenntnis durchgedrungen war, daß die Deklination von Ort zu Ort ihre Werte ändert, gab dies den Anlaß zu zahlreichen Reisen und Expeditionen, die den Zweck verfolgten, die Verteilung der Deklination zu erfahren. Den steten Ansporn bildete die große Bedeutung der Kenntnis der Mißweisung für die transozeanische Schifffahrt. Bald widmete man seine Aufmerksamkeit auch der Inklination, und zwar deshalb, weil man glaubte, den Ort eines Schiffes auf hoher See statt durch Beobachtung von astronomischer Länge und Breite auch aus Messungen der beiden magnetischen Winkel, Deklination und Inklination, genau genug ermitteln zu können. Erst seit A. v. Humboldt kommt auch die Intensität auf Reisebeobachtungen zu ihrem Rechte. Bald danach, angeregt durch die großartige Theorie von Gauss, begannen im vergangenen Jahrhundert die magnetischen Landes-aufnahmen.

Die ersten Vermessungen¹⁾ waren die Aufnahmen von Großbritannien (1837), von Österreich-Ungarn (Kreil 1843) und Mitteleuropa (Lamont 1849). Heute liegen von den meisten Kulturländern magnetische Landes-aufnahmen vor, zum Teil sogar Wiederholungen. Sehr fehlte es bis vor kurzem an

¹⁾ Vollkommene Übersicht in G. Hellmann, Magnetische Kartographie. Abh. Meteor. Inst. Berlin 1909.

Beobachtungen auf dem Ozean, obwohl doch gerade hier eine genaue Kenntnis am ehesten zu wünschen ist. Aus älterer Zeit existieren von Seebeobachtungen nur einige Messungen aus Halleys beiden Kreuzfahrten im Atlantischen Ozean [1698/99]¹⁾ und die allerdings zahlreichen Messungen von A. Erman²⁾ aus den Jahren 1828 bis 1830. In neuerer Zeit veranlaßte L. A. Bauer in Washington eine gründliche magnetische Aufnahme der Ozeane durch die ihm unterstellte magnetische Abteilung der Carnegie-Institution und ergänzte sie durch Beobachtungsexpeditionen in die magnetisch noch unerforschten Landgebiete, so daß nunmehr eine gleichmäßige magnetische Aufnahme der ganzen Erde vorliegt. Kaum eine wissenschaftliche Forschungsreise seit Beginn des XIX. Jahrhunderts war ohne ein magnetisches Programm. Bei den Nordpolarexpeditionen 1882/83 und jenen in 1902/03 nach der Antarktis bildeten erdmagnetische Aufgaben einen Hauptteil der Arbeiten.

Je mehr die Anzahl der über die ganze Erde zerstreuten Beobachtungen anstieg, desto notwendiger erschien eine Zusammenfassung und Sichtung derselben von einheitlichem Gesichtspunkte aus. Verschiedene Forscher haben sich dieser Aufgabe schon im XIX. Jahrhundert gewidmet. Sie gingen von verschiedenen Annahmen über die Anzahl und den Sitz von magnetischen Anziehungszentren aus, bestimmten so theoretisch eine Verteilung der Elemente auf der Erdoberfläche und erreichten so eine mehr oder weniger gute Übereinstimmung mit den Tatsachen. Hierbei galt durchweg, daß die gesuchte Übereinstimmung um so besser war, je mehr Anziehungszentren angenommen wurden.

Diesen unbefriedigenden Zustand der Theorie klärte Gauss dadurch, daß er sich, ohne jede Hypothese über die Verteilung der magnetischen Kräfte im Erdinnern, an die Tatsache hielt, daß wir überhaupt auf ihrer Oberfläche magnetische Kräfte verspüren. Er nahm daher einfach an, daß für die Erde als Magnet dieselben Gesetze gelten, wie für irgend einen anderen Magneten. Die berühmte Arbeit, in welcher er dies durchführte, ist seine „Theorie des Erdmagnetismus“; sie erschien im Jahre 1839.

Ein Magnet besitzt ein Potential, d. h., wie wir Bd. IV, § 50 gesehen haben, eine Funktion, die für jeden Punkt auf der Oberfläche des Magneten und im Außenraume die Größe und Richtung der von ihm ausgeübten Kraft eindeutig bestimmt. Falls nicht gewisse Kräfte elektromagnetischer Natur wirksam sind (auf solche kommen wir in § 420 zu sprechen), existiert auch für den Erdmagnetismus ein Potential, das durch die Verteilung der magnetischen Massen in der Erde gegeben ist und zu berechnen wäre, falls wir sie kennen. Gauss zeigt aber in seiner Theorie, wie sich jenes gesuchte Potential auch ohne diese Kenntnis errechnen läßt. Dies geschieht auf dem Wege einer „empirischen“ Formel (vgl. hierüber auch das in Bd. I, § 5 Gesagte). Die durch die Gesamtheit aller Beobachtungen festgelegte tatsächliche Verteilung der Elemente D , H und I , oder besser jene der aus ihnen berechneten Komponenten XYZ , gibt die tatsächliche Verteilung des erdmagnetischen Potentials über die Erde und im Außenraum.

Verstehen wir unter V diese Größe, so ist ihre räumliche Verteilung offenbar gegeben, wenn wir den mittleren Wert für jeden Breitenkreis kennen,

¹⁾ Neu bearbeitet von L. A. Bauer, Terr. Magn. 18, 113 (1913).

²⁾ A. Erman, „Reise um die Erde usw.“ G. Reimer, Berlin (1835) u. (1841).

ferner wenn uns die Schwankungen um diese Mittel bekannt sind, die V erleidet, falls man alle Längengrade durchwandert, und wenn drittens das Gesetz ermittelt ist, wonach die Mittelwerte von V mit der Breite sich ändern. Gauss stellt daher das Potential durch eine Reihe von der Form dar:

$$V = \frac{R^3}{r^2} P' + \frac{R^4}{r^3} P'' + \dots \frac{R^{n+2}}{r^{n+1}} P^{(n)} \dots \dots \dots (1)$$

worin R der Erdradius, r die Entfernung des räumlichen Punktes vom Erdmittelpunkt und $P^{(n)}$ gewisse Funktionen der Länge λ und Breite φ sind. In ihnen drücken sich die drei Gesetzmäßigkeiten aus, von denen wir soeben sprachen, indem für sie gilt:

$$P^{(n)} = g^{n,0} P^{n,0} + \sum_{m=1}^n (g^{n,m} \cos m \lambda + h^{n,m} \sin m \lambda) P^{n,m} \dots \dots (2)$$

Die $P^{n,m}$ sind ein für allemal feststehende Zahlgrößen und führen den Namen „Kugelfunktionen“. Die Größen $g^{n,0}$, $g^{n,m}$, $h^{n,m}$ sind numerische Koeffizienten, deren Werte eben aus den Beobachtungen abgeleitet werden; es sind also empirische Größen. Ihre Beträge, in die Reihe für V eingesetzt, ergeben die Verteilung des Potentials zunächst im Außenraume, und falls $R = r$ gesetzt wird, auch jene auf der Erdoberfläche. Sie führen den Namen der „Elemente der Theorie des Erdmagnetismus“.

Die Theorie erfordert für eine exakte Darstellung der Beobachtungen unendlich viele solcher Koeffizienten, d. h. sowohl n wie m müssen alle ganzen Zahlen von 1 bis ∞ durchlaufen. Praktischen Wert hat die Darstellung des erdmagnetischen Potentials durch solche Kugelfunktionsreihen aber erst, wenn schon wenige Glieder die Darstellung ausreichend genau besorgen. Gauss selbst begnügt sich mit 24 Koeffizienten; spätere Wiederholungen durch andere Forscher gingen bis zu 63 Werten, jedoch ohne erheblich bessere Darstellungen zu bekommen.

Mit Hilfe der so gewonnenen Elemente der Theorie hat Gauss eine Anzahl Fragen beantwortet und sogar einige wichtige Schlüsse über das Wesen der Erdmagnetisierung gezogen.

Zunächst stellte er fest, daß die Erde in der Nähe ihrer geographischen Pole je einen Punkt besitzt, wo die Horizontalintensität verschwindet. Solche Punkte heißen nach Gauss „erdmagnetische Pole“; sie sind also nicht identisch im Begriff mit den Polen eines Magneten, d. h. sie sind nicht der scheinbare Sitz der magnetischen Anziehung. Der magnetische Nord- und Südpol der Erde liegen nicht auf einem Durchmesser der Erde, sondern im Jahre 1830, für welche „Epoche“ Gauss' Rechnung gilt,

der Nordpol in $73^{\circ} 35'$ n. Br., $264^{\circ} 21'$ östl. L. v. Gr.

„ Südpol „ $72^{\circ} 35'$ „ „ $152^{\circ} 30'$ „ „ „ „

Die Achse des Erdmagneten ist einem Durchmesser parallel, der, ebenfalls 1830, in $77^{\circ} 50'$ südl. Br. und $296^{\circ} 29'$ östl. L. die südliche Halbkugel durchschneidet. Das magnetische Moment der Erde ergab sich zu $8,54 \times 10^{26}$ $\text{cm}^{5/2} \text{g}^{1/2} \text{s}^{-1}$. Danach ist die Erde ein schwacher Magnet, denn dividieren wir durch das Volumen der Erde, so erhalten wir als magnetisches Moment der Volumeneinheit 0,079, oder der Masseneinheit 0,0143. Wäre nur $1/10$ Prom. der Erde so stark, wie Stahl in maximo magnetisiert sein kann, magnetisiert, so ergäbe sich das gleiche Moment für die Erde. Eine Kugel aus weichem

Eisen von 243 km Radius, maximal magnetisiert, gäbe das Moment der Erde. Die gesamte magnetische Energie der Erde ist nach Bauer gleich der Energie der Erdschwere auf 0,4 qmm¹⁾.

Aber nicht nur die Pole lassen sich aus den Elementen der Theorie berechnen, sondern, wie dies ja die gesetzte Aufgabe war, überhaupt die geographische Verteilung der magnetischen Größen, d. h. die Werte für irgend einen beliebigen Ort. Liegen an einem solchen Beobachtungen vor, so gibt die Abweichung gegenüber der Rechnung ein Maß für die Güte der Darstellung. Diese wird im wesentlichen durch drei Umstände beeinflusst: die Genauigkeit der Messungen, die Gleichmäßigkeit der Verteilung über die Erde und die Anzahl der benutzten Glieder der Kugelfunktionsreihe. Gauss selbst fand recht große Abweichungen; wie neuere Rechnungen gezeigt haben, stammen sie weniger von nicht genügender Ausdehnung der Reihe her, als von der schlechten Verteilung der Beobachtungsorte und den sehr verschieden gut ausgeführten Messungen. In Erkenntnis dieses Umstandes ist die magnetische Aufnahme der Erde einem internationalen Plane unterworfen worden, der erstens bezweckt, alle unvermessenen Gebiete, einschließlich der Ozeane, magnetisch aufzunehmen und andererseits durch Vergleichsmessungen zwischen den dabei benutzten Instrumenten ein gleichwertiges Material zu schaffen.

§ 417. Die Grundzüge der Gauss'schen Theorie vom Erdmagnetismus²⁾. Die Leistungen der im vorigen Paragraphen erwähnten Theorie von Gauss gehen weit über die Befriedigung der Aufgabe hinaus, für jeden Punkt der Erdoberfläche den Wert des magnetischen Potentials zu bestimmen. Wenn auch ihr Verf. das Wort „Potential“ nie ausspricht, schafft er gerade in dieser Arbeit den Begriff desselben als jener Funktion, deren partieller Differentialquotient nach einer bestimmten Richtung die (negative) Kraft in dieser Richtung gibt. Eine Reihe von Sätzen, die er abgeleitet, sind rein potentialtheoretischer Natur und gelten so gut für andere Kraftfelder, als für den Erdmagnetismus, so besonders die Lehrsätze aus dem Artikel 6 seiner Theorie, die Idee der Niveauflächen in Artikel 7, der Potentiallinien in Artikel 11 und der Nachweis, daß aus dem Potential auf der Erdoberfläche sich jenes im Außenraume berechnen läßt (Art. 20), dagegen gar nicht die Verteilung der Magnetismen innerhalb der Erde.

Ist $V^3)$ das Potential des Erdmagnetismus und sind X, Y, Z die südnördliche —, die westöstliche — und die nach dem Erdmittelpunkt gerichtete Komponente der erdmagnetischen Feldstärke (astronomisch orientiert), so ist

$$X = \frac{dV}{dx}; \quad Y = \frac{dV}{dy}; \quad Z = \frac{dV}{dz} \dots \dots \dots (1)$$

¹⁾ Näheres siehe L. A. Bauer, Terr. Magn. 8, 97, 111 (1903).

²⁾ Das hier folgende Kapitel ist für den Fortgeschrittenen eine unerläßliche Ergänzung des Vorangegangenen, kann aber ohne Schaden für das Verständnis der kommenden Paragraphen überschlagen werden. Es muß sich seinem Wesen nach etwas über das dem Gesamtwerke vorgeschriebene mathematische Niveau erheben und ist als Einführung in die Lektüre des Originals gedacht (Gesammelte Werke 5, Göttingen (1867).

³⁾ Das Vorzeichen von V entspricht dem von Gauss gewählten, jenes von X, Y, Z den Festsetzungen in § 409.

Es ist $V = - \int \frac{d\mu}{\varrho}$, oder gleich dem Integral über alle magnetisch wirk- samen Massen, dividiert durch die zugehörigen Entfernungen der $d\mu$ von dem Punkte, in dem V berechnet werden soll. Das Integral setzt sich also aus einer numerisch stets gegebenen Größe $\frac{1}{\varrho}$ und der aus Beobachtungen zu er- mittelnden Verteilung der magnetischen Massen, das ist der magnetischen Flächendichte zusammen. Da alles auf der Kugel zu deuten ist, so wird ϱ als Funktion der sphärischen Koordinaten u, λ, r bzw. u_0, λ_0, r_0 ausgedrückt:

$$\varrho^2 = r^2 - 2 r r_0 [\cos u \cos u_0 + \sin u \sin u_0 \cos (\lambda - \lambda_0)] + r_0^2 \dots (2)$$

$\frac{1}{\varrho}$ läßt sich in eine Reihe nach fallenden Potenzen von r entwickeln von der Gestalt

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{1}{r} \sum T^{(n)} \frac{r_0^n}{r^n} \dots \dots \dots (3)$$

worin die $T^{(n)}$ rationale ganze Funktionen von $\cos u, \sin u \cos \lambda$ und von $\sin u \sin \lambda$ sind, also ohne weiteres für jedes u und λ berechnet werden können.

Nun setzt Gauss für V eine ebensolche Reihe nach fallenden Potenzen von r an und hat so

$$V = \frac{1}{r} \sum \frac{R^{n+2} P^{(n)}}{r^n} \dots \dots \dots (4)$$

Durch gliedweises Gleichsetzen von (3) und (4) folgt:

$$R^2 P^0 = - \int T^0 d\mu; \quad R^3 P^1 = - \int T^1 r_0 d\mu; \quad R^4 P^2 = - \int T^2 r_0^2 d\mu \dots (5)$$

Die $T^{(n)}$ und r_0^n sind bekannt, folglich auch die linksstehenden $P^{(n)}$. Da $\int d\mu \equiv 0$, so fängt die Reihe (4) mit dem Gliede $\frac{R^3}{r^n} P^1$ an, wie die Formel (1) im vorigen Paragraphen zeigte. Formel (2) ebenda gibt die $P^{(n)}$ als Funk- tion der Kugelfunktionen $P^{n,m}$ und der Zahlenwerte $g^{n,m}, h^{n,m}$. Diese numeri- schen Koeffizienten oder „Elemente der Theorie“ sind das Substrat der vor- gegebenen Beobachtungen.

Das Glied $R^3 P^1$ in der Reihe (4) hat die Gestalt

$$R^3 P^1 = \alpha \cos u + \beta \sin u \cos \lambda + \gamma \sin u \sin \lambda \dots \dots \dots (6)$$

es heißt das Glied „erster Ordnung“. $\alpha \beta \gamma$ sind die Komponenten des magnetischen Moments der Erde parallel den Achsen X, Y, Z . Das Gesamt- moment ist also

$$M = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2} \dots \dots \dots (7)$$

Setzt man für u und λ alle Werte ein, so stellt (6) die homogene Magnetis- ierung der Erde um ihre magnetische Achse dar.

Aus (1) in § 416 und (4) hier folgt, zunächst für den Außenraum ($R < r$):

$$\left. \begin{aligned} X &= - \sum \frac{R^{n+2}}{r^{n+2}} \frac{dP^{(n)}}{du}; & Y &= \frac{1}{\sin u} \sum \frac{R^{n+2}}{r^{n+2}} \frac{dP^{(n)}}{d\lambda} \\ Z &= \sum \frac{R^{n+2}}{r^{n+2}} (n+1) P^{(n)} \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

und für die Erdoberfläche, wo $R = r$:

$$X = - \sum \frac{dP^{(n)}}{du}; \quad Y = \frac{1}{\sin u} \sum \frac{dP^{(n)}}{d\lambda}; \quad Z = \sum (n+1) P^{(n)} (9)$$

Die Komponenten der erdmagnetischen Intensität sind also ebenfalls als Reihen derselben $P^{(n)}$ dargestellt. Gauss zeigt nun, daß daher schon aus der Kenntnis nur einer Komponente die Verteilung des Potentials und damit der anderen erhalten werden kann. Bei Z ist dies, wie (9) zeigt, besonders einfach: man hat einfach die Glieder für Z durch $n + 1$ gliedweise zu dividieren, um die Glieder für V zu erhalten. Linien gleicher Vertikalintensität geben daher ein qualitativ gleiches Bild, wie die entsprechenden Potentiallinien. Bei X läßt sich aus seiner Reihe der Wert für die Y -Komponente direkt ermitteln; auch umgekehrt erhält man aus allen Werten von Y alle Werte von X auf der Erde, wenn nur für eine Linie von Pol zu Pol alle Werte von X angegeben sind. Grundbedingung für alle diese Wechselbeziehungen ist, daß das magnetische Feld der Erde überhaupt ein Potential besitzt.

Gauss zeigte auch, wie sich ermitteln läßt, ob ein Anteil seinen Sitz außerhalb der Erdrinde hat, und wie groß er ist. Während X und Y auch für diese Kräfte auf der Erde den alten Formeln folgen, gilt für Z eine Reihe, welche nach steigenden Potenzen von r wächst, so daß hier gilt:

$$V = R \left(P^0 + \frac{r}{R} P' + \frac{r^2}{R^2} P'' + \dots \right) \dots \dots \dots (10)$$

P^0 ist der Wert von $\frac{V}{R}$ im Mittelpunkt der Erde, also im Gegensatz zu Formel (1) in § 416 verschieden von Null. Für die vertikale Komponente der äußeren Kräfte gilt dann statt des Ausdruckes $\sum (n + 1) P^{(n)}$ in Formel (9) jetzt

$$Z = - \sum n P^{(n)} \dots \dots \dots (11)$$

mithin im Faktor und im Vorzeichen anders. Eine dies berücksichtigende Berechnung hat Gauss noch nicht durchgeführt; sie wurde von Ad. Schmidt¹⁾ für die Epoche 1885 bewerkstelligt und ergab dort $\frac{1}{40}$ der Gesamtkraft als eine außertellurische; allein das Ergebnis kann wegen der mangelhaften Verteilung der Beobachtungen noch nicht als entscheidend angesehen werden.

Gauss lehrt auch noch, die täglichen Variationen ebenfalls durch eine Reihendarstellung zu analysieren, eine Aufgabe, der Fritsche²⁾ sich unterzogen hat. Seine Ergebnisse werden wir in § 428 kennen lernen. Auch sonst werden wir noch an manchen Stellen auf hier noch nicht erwähnte Punkte der Gauss'schen Theorie zu sprechen kommen. Sie ist eben eine derart vollkommene, daß alle theoretische Weiterarbeit nur eine Vertiefung der Gauss'schen Ideen geworden ist. Unerledigt und von seiner Theorie gar nicht berührt sind die Fragen nach der Ursache des Erdmagnetismus.

§ 418. Die Verteilung der erdmagnetischen Elemente über die Erde. Aus den in § 417 besprochenen Elementen der Theorie lassen sich diejenigen Punkte auf der Erdoberfläche berechnen, welche gleiche Werte der Elemente besitzen; verbindet man sie durch Linienzüge, so stellen diese sogenannte „isomagnetische“ Kurven dar. Sie geben ein sehr anschauliches Bild der Verteilung, auch für die Ozeane und andere unvermessene Gebiete.

¹⁾ Ad. Schmidt, Archiv d. Deutsch. Seewarte, Hamburg (1898).

²⁾ H. Fritsche, Autographie, St. Petersburg (1902).

Fig. 1197 u. 1198 zeigen uns die „Isogonen“, d. h. Linien gleicher Deklination. Die Deklination durchläuft auf der Erde sämtliche Winkelwerte. Man unterscheidet daher westliche und östliche Abweichungen vom wahren Nord; die Gebiete westlicher Deklination sind auf blauem, jene östlicher auf rotem Grunde eingetragen. Die an den Isogonen befindlichen Zahlenwerte geben die Größe der Deklination in Graden an. Wir haben ein geschlossenes Gebiet östlicher (rot) und zwei getrennte Gebiete westlicher Abweichung (blau). Sie werden voneinander durch die Isogone von 0° getrennt, die auch den Namen der „Agone“ führt. An allen Orten, die sie durchzieht, steht die Kompaßnadel genau nach astronomisch Nord. Abgesehen von jenen Isogonen in dem chinesischen und dem pazifischen Oval, gehen alle anderen auf jeder Halbkugel sowohl durch den geographischen Pol, wie durch den magnetischen. Es liegt dies an der Definition der Deklination, als dem Winkel zwischen der magnetischen und der astronomischen Nordrichtung. Am geographischen Pole laufen sämtliche Meridiane zusammen, es besteht hier also kein bestimmter Meridianwert, so daß sich kein Winkel der Nadelrichtung gegen ihn angeben läßt. Am magnetischen Pole dagegen ist zwar der astronomische Meridian bekannt, doch liegt für die Kompaßnadel kein Anlaß vor, eine bestimmte Richtung einzuschlagen, da keine horizontale Kraft mehr auf sie einwirkt. Je näher man dem Gebiete zwischen diesen beiden Arten von Polen kommt, desto schneller ändert sich die Deklination, wie uns der Abstand der Isogonen zeigt. Durch die Mitte Deutschlands zieht die Isogone von 10° westlicher Abweichung; sie verläuft dort fast nordsüdlich. Bei einer Reise von Hamburg nach Nordamerika wächst die Deklination von 10° bis über 30° und hat in New York wieder 10° erreicht. Kaum ändert sich ihr Wert bei einer Fahrt von uns nach Brasilien.

Die Fig. 1199 u. 1200 veranschaulichen die Linien gleicher Inklination, d. i. die „Isoklinen“. Die Inklination ist am größten, wenn die Nadel genau senkrecht steht, was an den magnetischen Polen der Fall ist. Daher finden wir neben dem durch ein Kreuz gekennzeichneten Nordpol den Wert 90° ; entsprechend finden wir beim Südpol ebenfalls den Betrag 90° , aber mit dem negativen Vorzeichen, um anzudeuten, daß hier der Südpol der Nadel nach unten gerichtet ist. Die Inklination kann also von $+90$ bis -90° , d. h. um 180° schwanken. Die den Isoklinen eingezeichneten Zahlen geben die Inklination in Graden an. In der Umgebung des Erdäquators gibt es eine Isokline von 0° , wo also die Inklinationsnadel horizontal schwebt. Sie scheidet eine nördliche magnetische Hemisphäre von einer südlichen. Auf ersterer ist der Nordpol nach unten gerichtet, die Inklination „positiv“, auf der anderen der Südpol, die Inklination zählt als „negativ“. Die trennende Isokline von 0° heißt der „magnetische Äquator“. Die Isoklinen verlaufen relativ gleichmäßig, im allgemeinen von Ost nach West.

Die Linien gleicher Horizontalintensität heißen „Isodynamen der Horizontalintensität“, sie seien durch die Fig. 1201 u. 1202 wiedergegeben. Da ein um so geringerer Anteil der erdmagnetischen Kraft in die Horizontale fällt, je größer die Inklination ist, muß die Horizontalintensität nach den Polen abnehmen. Gauss definierte direkt die magnetischen Pole der Erde als die Punkte, über denen die Horizontalintensität Null ist. Wir wissen, daß die magnetischen Pole eines Stabmagneten ungefähr $\frac{1}{7}$ von seinen Enden in seinem Innern liegen; diese Pole der Erde liegen natürlich ebenfalls im Innern der Erde;

Fig. 1197.

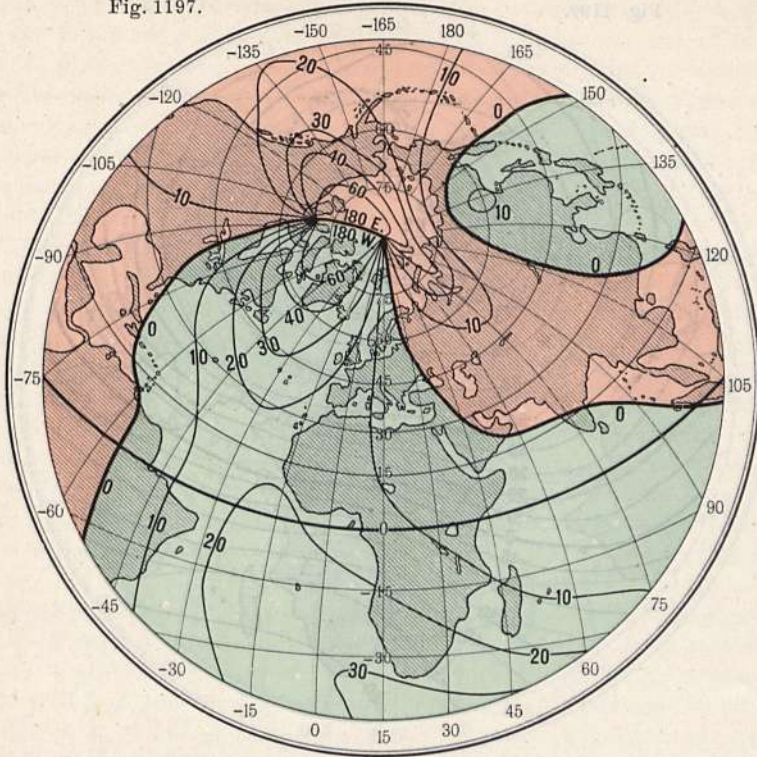


Fig. 1198.

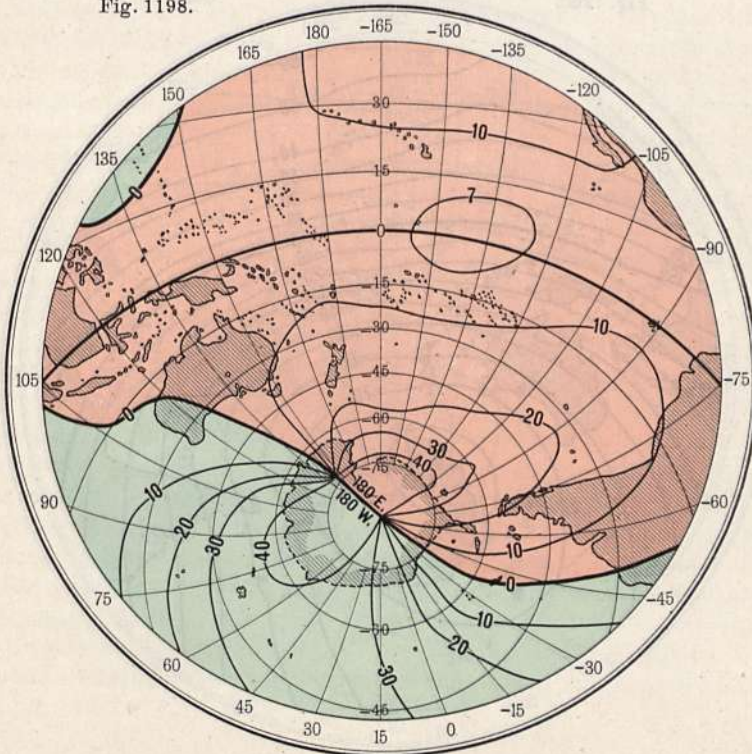


Fig. 1199.

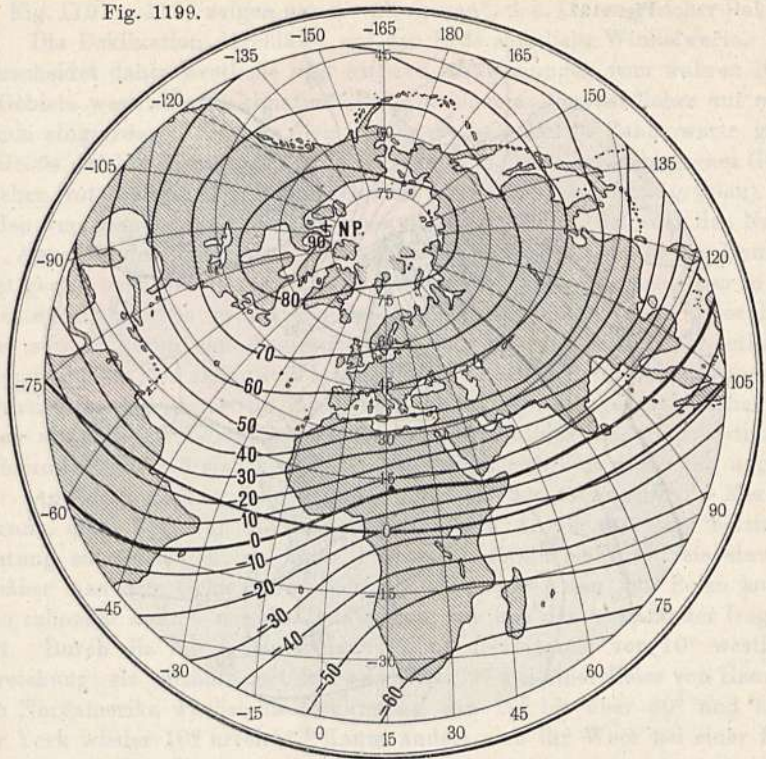


Fig. 1200.

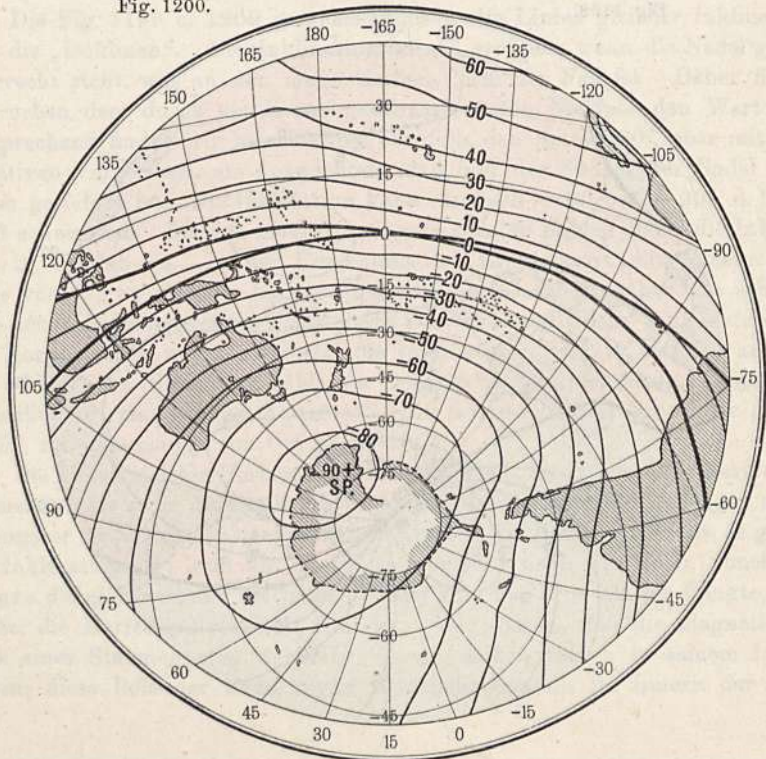


Fig. 1201.

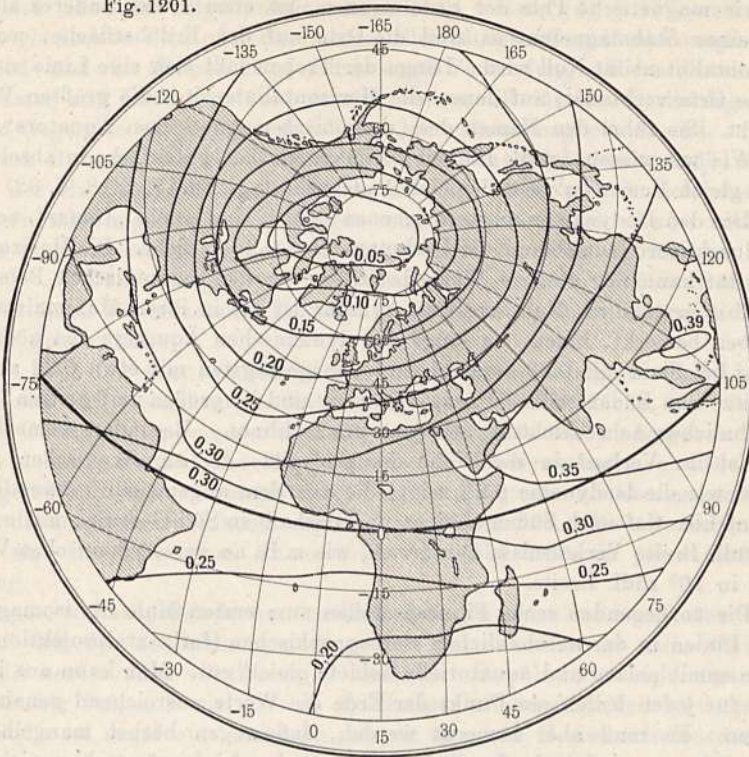
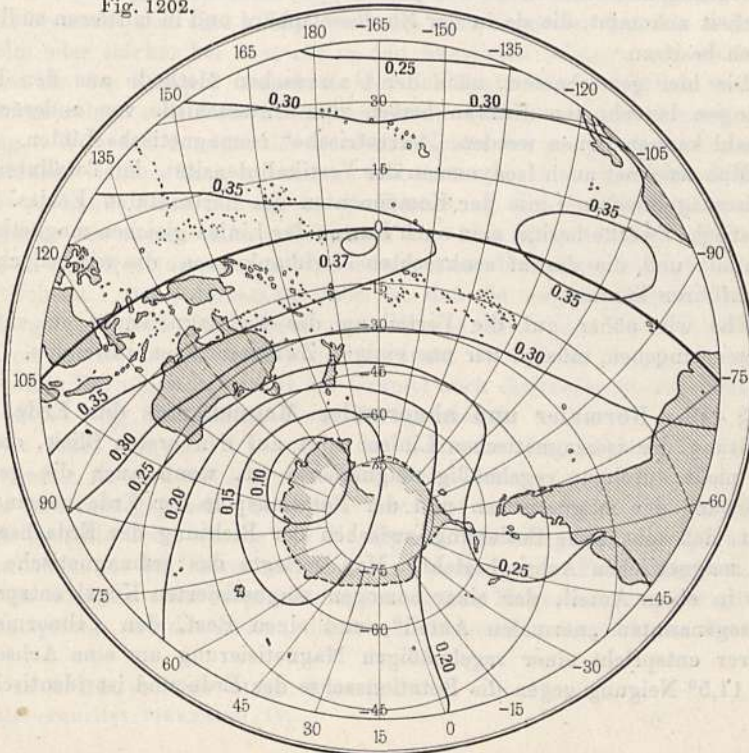


Fig. 1202.



was wir magnetische Pole der Erde nennen, ist eben etwas anderes als die Pole eines Stabmagneten, es sind die Orte auf der Erdoberfläche, wo die Horizontalintensität Null wird. Längs der Tropen läßt sich eine Linie ziehen, die die Orte verbindet, auf denen die Horizontalintensität die größten Werte erreicht. Sie führt den Namen des „dynamisch-magnetischen Äquators“.

Wie wir wissen, ist die Einheit der magnetischen Feldstärke in absolutem Maße gleich $1 \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}$ gleich 1 „Gauss“ (vgl. Bd. IV, § 18, S. 32) oder 1 Γ . Die den Isodynamen angeschriebenen Zahlen sind solche „Gauss“, so daß also durch Norddeutschland die Isodyname von 0,20 Γ zieht. Die Horizontalintensität kann nur positive Werte besitzen. An den magnetischen Polen ist sie selbstverständlich Null, um den Äquator ist sie in ihren Maximalwerten, wie eben bemerkt, indem sie längs des dynamischen Äquators den höchsten Betrag bei Siam mit 0,39 erreicht und den geringsten mit etwa 0,32 an der Ostspitze von Südamerika. Die Isodynamen sind im großen und ganzen Ovale von ähnlicher Achsenrichtung wie jene der Isoklinen. Besonders bemerkenswert ist ihr Verlauf in der Nähe der Südspitze des amerikanischen Festlandes, wie die Isodyname 0,25 zeigt, die von dem allgemeinen ostwestlichen Verlauf hier tief nach Süden abbiegt und deshalb in Süd-Georgien mit seinen 63° südl. Breite Verhältnisse hervorruft, wie z. B. an der afrikanischen Westküste in 10° südl. Breite.

Die vorliegenden sechs Figuren stellen zum ersten Male die isomagnetischen Linien in der anschaulichen stereographischen Horizontalprojektion dar, zeigen somit polare und äquatorielle Gebiete gleich gut. Man kann aus ihnen leicht für jeden beliebigen Punkt der Erde die Werte ausreichend genau entnehmen. Es muß aber bemerkt werden, daß wegen höchst mangelhaften Beobachtungsmaterials in der Südpolarkappe den Linienzügen hier nicht die Sicherheit zukommt, die sie in der Nordhemisphäre und in mittleren südlichen Breiten besitzen.

Die hier gezeichneten, nach der Gauss'schen Methode aus den Beobachtungen berechneten Kurven heißen zum Unterschiede von anderen, die wir bald kennen lernen werden, „terrestrische“ isomagnetische Linien.

Man zeichnet auch Isodynamen der Vertikalintensität, der Totalintensität und isomagnetischen Linie der Komponenten des horizontalen Feldes. Für theoretische Zwecke besitzt man auch Karten der Linien gleichen magnetischen Potentials und die darauf senkrechten Meridiankurven, die wir jedoch hier nur anführen können.

Ehe wir näher auf die Verteilung des Erdmagnetismus in engeren Gebieten eingehen, müssen wir uns einigen Zwischenfragen zuwenden.

§ 419. Normaler und abnormaler Magnetismus der Erde. Die Gestaltung der isomagnetischen Linien zeigt auf den ersten Blick, daß die Erde nicht durchaus regelmäßig magnetisiert ist, wenn auch die geringe Entfernung der magnetischen und der Rotationspole der Erde voneinander verrät, daß eine nahe Beziehung zwischen der Richtung der Erdachse und ihrer magnetischen Achse besteht. Man zerlegte das erdmagnetische Feld daher in einen Anteil, der einer homogen magnetisierten Kugel entspräche, den sogenannten „normalen Anteil“, und einen Rest, den „abnormalen“. Ersterer entspricht einer regelmäßigen Magnetisierung um eine Achse von etwa $11,5^{\circ}$ Neigung gegen die Rotationsachse der Erde und ist identisch mit

dem ersten Glied der Kugelfunktionsdarstellung, Formel (6), § 417, während das übrigbleibende Feld oder die Summe aller übrigen Kugelfunktionsglieder vier Nord- und vier Südpole zeigt und in enger Verbindung mit der Verteilung von Wasser und Land zu stehen scheint, indem alle für ihre Breitenlage zu warmen Gegenden süd magnetisch, alle zu kalten nord magnetisch sind.

Nach Bauer¹⁾ ist das Moment des normalen Magnetismus $8,35 \cdot 10^{25}$, mithin der Hauptteil des Gesamtmomentes. Die Erde verhält sich also in großer Annäherung wie eine homogen magnetisierte Kugel. Dabei entfällt auf die Magnetisierung längs der Rotationsachse der Erde ein Moment von $8,35 \cdot 10^{25} \cdot \cos 11,5^\circ = 8,18 \cdot 10^{25}$. Dies spricht sehr dafür, daß die Rotation der Erde einen bestimmenden Einfluß auf die Richtung ihrer Magnetisierung hat oder gehabt hat.

Die nach der Gauss'schen Theorie berechneten isomagnetischen Linien stützen sich auf Beobachtungen fast über die ganze Erdoberfläche. Sie können also die Zufälligkeiten enger Gebiete nicht im einzelnen wiedergeben. Es ist das vielmehr die Aufgabe der magnetischen Landesaufnahmen. Die von ihnen gelieferten Kurvensysteme heißen daher die „wahren“ isomagnetischen Linien, die ersteren, wie schon bemerkt, die terrestrischen. Die Abweichungen beider sind die Folge von Anomalien. Es gibt deren in jeder Größenordnung.

Große, weitausgedehnte Anomalien finden sich meist auf den großen Tiefen. Die der Ausdehnung nach größte und dem Betrage nach stärkste Anomalie liegt südlich von Kursk in Rußland. Hier befindet sich sogar ein magnetischer Pol, d. h. ein Ort, wo die Horizontalintensität Null wird, ja an einer Stelle ist sogar eine mehr als doppelt so große Horizontalintensität zu verzeichnen, als dem maximalen Werte beim normalen Felde entspricht.

Oft erstreckt sich eine lokale Anomalie auch unter der See, wie z. B. um Bornholm oder stärker bei Jussaröe in den finnischen Schären, und sie kann dann, da sie den Kompaß beeinflusst, der Schifffahrt sehr gefährlich werden. Im Gebirge zeigen sich stets Anomalien, wenn auch meist von kleiner Ausdehnung. Während der Sitz der störenden Kräfte bei den großen Anomalien der Tiefebene vielfach noch unbekannt und erst noch zu suchen ist, schließen sich die Anomalien der Gebirge an die Gestaltung der Oberfläche oder doch an diejenige der nächst tieferen Schichten an. Man spricht daher wohl auch von einem „Gebirgsmagnetismus“ besonders, wenn das zutage tretende Gestein magnetisch ist. Das Interessante dabei ist, daß die magnetischen Anomalien im Gebirge in nahem Zusammenhange mit den Anomalien der Schwerkraft stehen, eine Tatsache, die wohl darin begründet ist, daß die magnetisch wirkenden, alten Ergußgesteine (z. B. der Granit) auch diejenigen größter Massendichte sind. (Vgl. den Schluß dieses Paragraphen.)

Dies führt uns zur Erkennung der Ursachen der Anomalien im Erdmagnetismus: sie sind auf irgend welche Weise durch den geologischen Aufbau der Erdrinde gegeben. So scheint zunächst die unregelmäßige Verteilung über die gesamte Erde, wie sie uns die Figuren des vorigen Paragraphen veranschaulichen, aus der Übereinanderlagerung zweier großer Felder gegeben, von denen das eine der eben besprochenen homogenen Magnetisierung der ganzen Erde entspricht, und das andere, das wir als abnormales bezeichnen, den Ein-

¹⁾ L. A. Bauer, Terr. Magn. 4, 33 (1899).

fluß der Kontinente ausmacht. Innerhalb eines Kontinentes läßt sich, wie wir gleich sehen werden, aus diesem abnormalen Felde der Erde ein mit dem Orte gleichmäßig sich änderndes Feld ausscheiden; die übrigbleibende Magnetisierung stellt dann eine immer noch ausgedehnte sogenannte „regionale“ Anomalie dar. Sie ist der Ausdruck der Nahewirkung der großen störenden Massen innerhalb des Gebietes. Auf diese Weise kann immer weiter aus einem für ein beliebig großes Gebiet geltenden magnetischen Gesamtfelde ein Anteil berechnet werden, der die gleichsam normale Gesamtwirkung aller magnetischen Massen verkörpert und ein übrigbleibender Anteil, welcher die Störung durch besondere Massen, d. i. die Anomalie umfaßt.

Die räumlich kleinsten sogenannten „lokalen“ Anomalien werden durch die zahlreichen magnetischen Klippen und Felsblöcke hervorgerufen (Schnarcher- und Hohnklippen im Harz, am Zobten in Schlesien, Wachtknüppel in der Rhön). Sie erhielten nach Pockels¹⁾ ihren Magnetismus durch häufige Blitzschläge. Besondere Träger tellurischen Magnetismus sind die alten (Granit usw.) und neuen (Porphyr, Basalt usw.) Ergußgesteine, daneben gewisse Eisenerze. Am stärksten magnetisiert sind Magneteisenstein und Magnetkies, danach die Brauneisenerze. Schwach magnetisch ist noch der Eisenglanz. Die übrigen Eisenerze sind unmagnetisch. Die dunkeln Eruptivgesteine sind stark magnetisch und etwa in folgender, abfallender Reihe zu ordnen: Basalt, Dolorit, Melaphyr, Gabbro, Serpentin, Granit, Trachyt usw. Ursache ist der Eisengehalt, den sie bei der Eruption aus dem Erdinnern mitgebracht haben.

In neuester Zeit verfolgt man den durch die Existenz der Anomalien augenfällig gemachten Zusammenhang des erdmagnetischen Feldes mit dem geologischen Aufbau mit besonderem Eifer und hofft dadurch die Geologie tieferer, sonst nicht zugänglicher Schichten zu erkunden. Häufig hängen lokale Anomalien mit der Erstreckung von Eisenerzlagern zusammen, so daß deren noch unbekannte Tiefe und Lage (Streichen und Fallen) mit Vorteil aus magnetischen Lokalaufnahmen ermittelt werden können; das Verfahren ist besonders in Schweden viel angewandt worden.

Die quantitative Ermittlung einer Anomalie geschieht, indem man aus allen Beobachtungen innerhalb des Gebietes, wie sie die Landesaufnahme liefert, durch ein rechnerisches Ausgleichsverfahren die normale Änderung der Elemente mit der geographischen Länge und Breite ermittelt. Sind für einen Ausgangsort die normalen Beträge der Elemente, oder besser, der drei rechtwinkligen Komponenten X , Y , Z gegeben, so ist an einem beliebigen anderen Ort, der gegen ihn um $\Delta\varphi$ und $\Delta\lambda$ in geographischer Breite und Länge abweicht, der normale Wert

$$X_n = X_0 + a\Delta\lambda + b\Delta\varphi + c(\Delta\lambda)^2 + e(\Delta\varphi)^2 + g\Delta\lambda\Delta\varphi.$$

Für kleinere Gebiete genügen schon die linearen Glieder. Ist $X_w Y_w Z_w$ der an dem Orte wirklich beobachtete Wert, so ist der Betrag der Störung oder Anomalie gegeben durch $X_w - X_n$, $Y_w - Y_n$, $Z_w - Z_n$. (Die entsprechenden Größen D_w , D_n , H_w , H_n , I_w , I_n der Elemente selbst stehen nicht in dieser einfachen Verbindung zueinander.) Setzen wir $X_w - X_n = \Delta X$ usw., so gibt

$$f = \sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2 + (\Delta Z)^2}$$

¹⁾ Vgl. Kap. XVI, § 453.

den Betrag der gesamten lokalen Störung oder den „totalen Störungsvektor“. Seine Neigung gegen den Horizont ist zu erhalten aus

$$\sin i = \frac{\Delta Z}{f}.$$

Seine Projektion auf die Horizontalebene, der sogenannte „horizontale Störungsvektor“, ist

$$h = f \cos i,$$

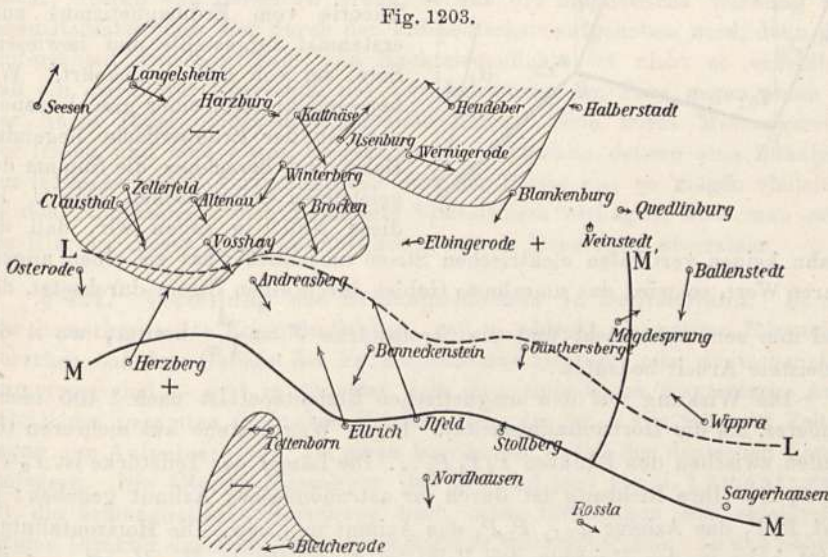
Dessen Azimut ist

$$\cos \delta = \frac{\Delta X}{h}.$$

Es sind dies ganz dieselben Formeln, wie wir sie in § 415 für die zeitlichen Variationen fanden, auch ihre Ableitung und ihre Berechnung aus den ΔD , ΔH und ΔI sind ganz die gleichen.

Um ein Beispiel zu bieten, gibt nachstehende Fig. 1203 die Verteilung der störenden Kräfte für den Harz. Die Länge der Pfeile stellt die Größe h

Fig. 1203.

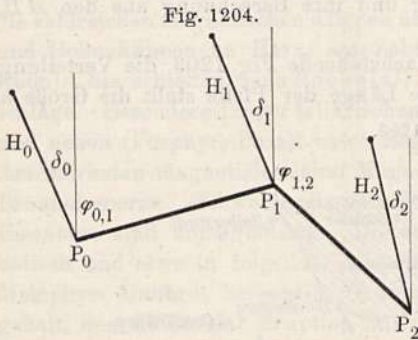


dar, den horizontalen Störungsvektor, ihre Richtung entspricht dem Sitz der störenden Kräfte. Die dicke geschwängelte Kurve MM gibt die aus dieser Verteilung abgeleitete Linie stärkster magnetischer Störungen, die „magnetische Kammlinie“, sie hat einen Nebenzweig nach M' ; die gestrichelte LL ist die Kurve ohne Abweichungen der Schwerkraft. Die oben erwähnte Parallelität beider erscheint klar genug ausgesprochen. Die schraffierten Gebiete sind jene mit kleineren Werten der Vertikalintensität, als sie der normalen Verteilung entsprechen. Man sieht hier besonders klar, wie die Gebiete um die Kammlinie zu große Vertikalintensität besitzen, also wirken, als seien die höheren Teile nord-, die tieferen südmagnetisch. Da die Nordhalbkugel der Erde südmagnetisch ist, erscheint also der Harz als vom Erdmagnetismus durch Induktion magnetisiert. Dies dürfte überhaupt die Regel sein; so hat Rücker¹⁾, zunächst für Großbritannien, festgestellt, daß eine größere Masse

¹⁾ A. W. Rücker, Terr. Magn. I, 105 (1896) und A. W. Rücker u. T. E. Thorpe, Phil. Trans. 188. London (1896).

meist feuerflüssigen Gesteins in seiner Gesamtwirkung nie den Nordpol der Nadel ablenkt; wenn auch einzelne Teile und Felsstücke nordmagnetisch sein können, die Masse der ganzen ist süd magnetisch, also durch den Erdmagnetismus induziert. Auf der magnetischen Südhalbkugel sind demnach diese Massen nordmagnetisch.

§ 420. Beteiligung vertikaler elektrischer Ströme am magnetischen Feld auf der Erde. Im Bd. IV, Kap. VIII, § 193 haben wir den Satz kennen gelernt: „Führt man einen positiven magnetischen Einheitspol längs einer beliebigen geschlossenen Kurve, die den Stromleiter umschlingt, einmal im Richtungsinne der Stromkraftlinien herum, so wird dabei eine Arbeit vom



Betrage $4\pi J$ gewonnen. Wenn dagegen die geschlossene Bahn den Strom nicht umschlingt, so ist die Arbeit gleich Null“. Dieser, in Gauss' Theorie vom Erdmagnetismus zum erstenmal aufgestellte und bewiesene Satz, sei von uns umgekehrt. Wir bewegen uns auf einer geschlossenen, ganz in der Erdoberfläche liegenden Bahn und berechnen die Summe der geleisteten magnetischen Arbeit. Ist diese Null, so sagen wir, daß die

Bahn keinen vertikalen elektrischen Strom umschließt; hat sie einen angebbaren Wert, so wird das umrahmte Gebiet durch einen Strom durchsetzt, der auf ihm senkrecht steht und die Stromstärke $J = \frac{A}{4\pi}$ besitzt, wo A die geleistete Arbeit bedeutet.

Die Wirkung auf den magnetischen Einheitspol ist nach § 405 nichts anderes, als die Horizontalintensität. Unser Weg bestehe aus mehreren Geraden zwischen den Punkten $P_0 P_1 P_2 \dots$. Die Länge der Teilstücke ist $\overline{P_0 P_1}$, $\overline{P_1 P_2} \dots$. Ihre Richtung ist durch ihr astronomisches Azimut gegeben; so hat $\overline{P_0 P_1}$ das Azimut $\varphi_{0,1}$, $\overline{P_1 P_2}$ das Azimut $\varphi_{1,2}$ usw. Die Horizontalintensität habe in den Punkten der Reihe nach die Werte $H_0, H_1, H_2 \dots$; ihr Richtungsunterschied gegen den astronomischen Meridian, d. h. die Deklination, sei $\delta_0, \delta_1, \delta_2 \dots$. Dann ist die auf einen von P_0 nach P_1 geführten Einheitspol geleistete magnetische Arbeit:

$$A_{0,1} = \frac{\overline{P_0 P_1}}{2} [H_0 \cos(\varphi_{0,1} + \delta_0) + H_1 \cos(\varphi_{1,2} + \delta_1)],$$

und ebenso

$$A_{1,2} = \frac{\overline{P_1 P_2}}{2} [H_1 \cos(\varphi_{1,2} + \delta_1) + H_2 \cos(\varphi_{2,3} + \delta_2)],$$

und schließlich

$$A_{n,0} = \frac{\overline{P_n P_0}}{2} [H_n \cos(\varphi_{n,0} + \delta_0) + H_0 \cos(\varphi_{n,0} + \delta_n)],$$

womit die Bahn geschlossen ist.

Solche Rechnungen sind vielfach durchgeführt worden. Das allgemeine Ergebnis war, daß die Größe A um so kleiner war, je besser das Gebiet, innerhalb dessen die umlaufene Kurve lag, magnetisch vermessen worden

war. So fand Bezold¹⁾ für Europa den Wert 0,000 81, Liznar²⁾ für Österreich-Ungarn nur 0,000 0046, so daß auch der kleine Rest wohl ganz auf Rechnung von Beobachtungsfehlern und dergleichen Umstände zu setzen ist, und erdmagnetisch wirksame vertikale elektrische Ströme nicht vorhanden sind. Berechnungen über ganze Breitenkreise zeigen dagegen nicht nur erheblich größere Werte (10^{-12} Amp.-cm⁻²), sondern auch ein gesetzmäßiges Ab- und Zunehmen vom Nord- zum Südpol der Erde [L. A. Bauer³⁾]. Ob dem etwas Tatsächliches zugrunde liegt, werden entsprechende neuere Rechnungen, an Hand der dem Abschluß nahen magnetischen Aufnahme der Erde durch die Carnegie-Institution ergeben.

Der inzwischen entdeckte luftelektrische Vertikalstrom⁴⁾ kann nicht zur Erklärung herangeholt werden, da er, wie wir im nächsten Kapitel sehen werden, viel zu schwach ist, um erdmagnetisch beobachtet zu werden. Er ist zudem auf der Erde, soweit das noch dürftige Material an Beobachtungen reicht, überall von derselben Größe, so daß die magnetische Wirkung des einen Radialstromes hier durch den antipodischen aufgehoben wird, denn der Unterschied zwischen Tag- und Nachtstromdichte ist nicht so erheblich, daß ein merkbarer Überschuß des Vertikalstromes am Tage gegen jenen in der Nacht (oder umgekehrt) zustande käme. Eine kurze Messungsreihe auf Island und eine etwas längere in der Antarktis deuten eine Zunahme des luftelektrischen Vertikalstromes mit der Breite an; so mögen vielleicht in den Polarkappen noch besondere Verhältnisse vorliegen, aber man muß die Klärung dieser Frage zukünftigen weiteren Messungen überlassen.

§ 421. Verteilung des Erdmagnetismus in Deutschland. Es ist eine bemerkenswerte Eigentümlichkeit, daß — obwohl die meisten führenden Forscher auf dem Gebiete des Erdmagnetismus Deutsche oder deutscher Abstammung sind — erst in jüngster Zeit eine einheitliche magnetische Aufnahme des gesamten Deutschen Reiches vollendet ist. Aus früheren Zeiten liegen nur Aufnahmen vor, die einen begrenzten Anteil der deutschen Lande umfassen. Die ältesten Messungen der Art sind jene von J. Lamont, dem für die erdmagnetische Forschung nach allen Richtungen hin erfolgreich tätigen Direktor des Münchener Magnetischen Observatoriums. In den Jahren 1844 bis 1855 hat er an 264 Punkten in Südwest- und Nordwestdeutschland die Werte der drei Hauptelemente gemessen. Ihm verdanken wir auch die erste Aufnahme von Belgien, Frankreich und der iberischen Halbinsel. Gegen Ende dieser selben Epoche nahm Neumayer eine engere Aufnahme der Pfalz in Angriff, deren Ergebnisse allerdings erst 1905 veröffentlicht wurden. Als derselbe Forscher später die Deutsche Seewarte zu Hamburg leitete, veranlaßte er eine engmaschige Aufnahme der deutschen Küstenländer. Eschenhagen maß im Anschluß hieran die Elemente an 40 Stationen des nordwestlichen und mittleren Deutschlands; die Küstenländer nahmen Schück, Schaper und Duderstadt auf. Sonst finden wir nur Einzelaufnahmen in engeren Grenzen, so G. Meyers Vermessung des Kaiserstuhls im oberen Rheintale, O. E. Meyers Messungen im schlesischen Gebirge u. a. m.

¹⁾ W. v. Bezold, Berl. Sitzungsber. S. 414 (1897) und Gesammelte Werke, Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn. — ²⁾ J. Liznar, Wiener Denkschr. 62 (1895), 67 (1898); Meteor. Zeitschr. 15, 175 (1898). — ³⁾ L. A. Bauer, Terr. Magn. 2, 11 (1897). — ⁴⁾ Vgl. Kap. XVI, § 452.

Endlich 1896 begann die jetzt abgeschlossene Gesamtaufnahme des Deutschen Reiches im wesentlichen nach den Plänen Eschenhagens. Von 1898 bis 1903 wurde, im wesentlichen von J. Edler, die magnetische Aufnahme von Preußen und den norddeutschen Bundesstaaten durchgeführt. Im Jahre 1900 wurde in gleicher Weise von K. Haussmann Württemberg und Hohenzollern bearbeitet. 1906 bereiste A. Nippoldt Hessen, Baden und die Reichslande. Messerschmitt, der neue Direktor des Münchener Observatoriums, bearbeitete Bayern in den Jahren 1904 bis 1907 und O. Göllnitz schloß mit der Aufnahme in Sachsen im Jahre 1907 die magnetische Vermessung des Deutschen Reiches ab. Alle diese Aufnahmen stützen sich in letzter Linie auf die Werte des Observatoriums zu Potsdam.

Eine Zusammenfassung aller dieser Aufnahmen gab K. Haussmann¹⁾ heraus und zwar in Form wahrer magnetischer Werte und unter Verwendung der bekannten Vogelschen Karte des Deutschen Reiches in vier Blättern. Es wäre höchst unzweckmäßig, diese Karten hier wiederzugeben, da sie die dann unumgänglich notwendige Verkleinerung nicht vertragen, so daß der Leser hier nur auf sie verwiesen werden kann. Wir beschränken uns auf die Karten der norddeutschen Vermessungen.

Die Tafeln I bis III (am Schlusse des Bandes) stellen die Isogonen, Horizontal-Isodynamen und Isoklinen für die Epoche 1909,0 dar, d. h. geben ihre Lage für den Beginn des Jahres 1909 an. Die aus den verschiedenen Jahren stammenden Beobachtungen wurden zu diesem Zwecke an Hand der säkularen Veränderungen der Elemente, wie sie die europäischen Observatorien geben, und aus der Abnahme der Säkularvariation mit der geographischen Lage auf 1909,0 reduziert.

Die Kurven sind nicht aus Rechnungen abgeleitete „terrestrische“ Linien, sondern sind nach den Beobachtungen selbst gezeichnet und insofern „wahre“ Isomagnetiks. Eine Ausgleichung ist aber dennoch vorgenommen, indem die Kurven von den zu erwartenden terrestrischen nach Möglichkeit wenig abweichend gebildet sind, um so die normale tatsächliche Verteilung festzulegen. Dies entspricht der ganzen Anlage der magnetischen Aufnahme als einer solchen erster Ordnung. Zur Entnahme wahrer Werte bedient man sich der an den Stellen der Beobachtungspunkte befindlichen Zahlenwerte. Sie geben an, um wieviel der lediglich den Kurven entnommene Wert zu verbessern ist, um wahre Werte zu erhalten. Für Punkte zwischen diesen Stationen des Vermessungsnetzes wird man nach den umliegenden Zahlenwerten leicht die betreffende Korrektur ableiten können. Nur in den stark gestörten Gegenden des äußersten Nordostens reicht diese Methode nicht immer aus. Hier bedarf man einer eingehenderen Aufnahme, die denn auch schon im Gange ist.

Die regelmäßige, terrestrische normale Verteilung ist nach den Rechnungen von Ad. Schmidt²⁾ für die drei Elemente Deklination (östliche Zählung), Inklination und Horizontalintensität zu berechnen nach:

$$\begin{aligned} D &= - 9^{\circ} 58' + - [0,53 - 0',015 (\varphi - 52^{\circ}) (\lambda - 13^{\circ})] \\ I &= - 66^{\circ} 11' + 0',692 (\varphi - 52^{\circ}) - 0',078 (\lambda - 13^{\circ}) \\ H &= 0,19020 I - 6,67 \gamma (\varphi - 52^{\circ}) + 0,89 \gamma (\lambda - 13^{\circ}). \end{aligned}$$

¹⁾ K. Haussmann, *Peterm. Mitt.* 59, Gotha (1913); siehe dort auch die gesamte Literatur. — ²⁾ Ad. Schmidt, *Ergebn. d. Magn. Beob. Potsdam im Jahre 1901*. Berlin, A. Asher u. Co. (1905).

Die Werte $\varphi = 52^\circ$ und $\lambda = 13^\circ$ sind in Bogenminuten auszudrücken. Die konstanten Größen $-9^\circ 58'$, $66^\circ 11'$, $0,19020 I$ sind die Werte der Elemente für 1909,0 in dem Schnittpunkte des 52. Grades nördlicher Breite mit dem 13. Grade östlicher Länge von Greenwich. An Hand dieser Formel kann man für jeden beliebigen Ort innerhalb des Gebietes den normalen Wert des Elementes berechnen. Wohl bemerkt gibt die Rechnung nur den normalen Wert. Liegt der Ort in einem gestörten Gebiete, so bedient man sich besser der Karten. Braucht man die Daten für eine andere Zeit, so füge man den konstanten Werten für $\varphi = 52^\circ$, $\lambda = 13^\circ$ den Betrag der säkularen Variation zu. Hierüber Näheres im § 425.

Da dieser Normalort unweit von Potsdam liegt, genügt meist die säkulare Variation für dieses Observatorium. Sie wird, außer in den Veröffentlichungen dieser Anstalt, auch schon vor deren Erscheinen in den Tätigkeitsberichten des Meteorologischen Instituts zu Berlin und in der Meteorologischen Zeitschrift bekannt gegeben.

§ 422. Die induzierende Kraft des Erdmagnetismus. Als ein Magnet muß die Erde wie jeder andere Magnet eine induzierende Kraft besitzen, d. h. sowohl magnetisierbare Massen magnetisieren als auch in bewegten Leitern elektrische Ströme erzeugen. Da die letztere Eigenschaft außer beim Erdinduktor nur bei kosmologischen Problemen eine Rolle spielt, beschränken wir uns hier auf die Magnetinduktion der Erde. Ihr zufolge wird jeder eiserne Gegenstand mit einem um so stärkeren induzierten Magnetismus versehen, je größer an dem Orte die Totalintensität des Erdmagnetismus, je geringer der Winkel ist, den die größte Längskante mit der Inklinationsrichtung einschließt und je größer der Induktionskoeffizient des eisernen Gegenstandes ist. Man nennt diesen Magnetismus, da er hauptsächlich von der Situation und Orientierung des Eisens abhängt, den „Magnetismus der Lage“. Er läßt sich leicht an einem eisernen Gegenstande vorführen, indem man einen kleinen Kompaß an den Kanten entlang führt, so die Polarität bestimmt, den Gegenstand in die umgekehrte Lage bringt und nun mit dem Kompaß nachweist, daß das Ende, welches vorher ein Nordpol gewesen, nunmehr ein Südpol ist. Der Versuch gelingt um so besser, je weicher das Eisen ist; in Stahl überwiegt der beharrliche Magnetismus. Während Eisen nur flüchtig magnetisiert wird, behält Stahl wegen seiner Koerzitivkraft permanenten Magnetismus. Da das Magnetisieren durch Erdinduktion besonders leicht erfolgt, wenn der Gegenstand erschüttert (gehämmert, tordiert usw.) wird, so zeigen stählerne Werkzeuge fast stets eine magnetische Polarität, die der Lage entspricht, welche bei der Härtung von dem Gegenstande eingenommen wurde.

Daß der natürliche Magnetismus der Gesteine und Gebirge zum großen Teil auf Induktion durch die Erde zurückgeführt wird, lasen wir schon in § 418.

§ 423. Der Schiffsmagnetismus; Deviation des Kompaß. Am wichtigsten tritt die induzierende Kraft der Erde für uns bei dem Phänomen des „Schiffsmagnetismus“ auf, seitdem das Holzschiff, zum wenigsten für den großen transozeanischen Verkehr, vom Stahl- und Eisenschiff verdrängt ist.

Der Schiffsmagnetismus setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, dem „festen“ und dem „flüchtigen“ Schiffsmagnetismus. Der feste entsteht während des Baues. Ist das Schiff zu dieser Zeit mit dem Bug z. B. nach Norden gerichtet, so induziert die Erde einen Nordpol im Vordertheil und einen Südpol im Achtertheil, und zwar wird, der Inklination wegen, der Nordpol dem Kiel, der Südpol dem Deck nahe sein. Um den so entstandenen festen Magnetismus etwas zu verringern, bringt man das Schiff nach dem Stapellauf in die umgekehrte Lage, also mit dem Bug nach Süden; während der weiteren Vollendung des Baues wirkt dann die Erdinduktion gerade umgekehrt, also schwächend. Immerhin behält das vollendete Schiff einen erheblichen festen Magnetismus.

Neben diesem remanenten Magnetismus nehmen aber alle Teile des Schiffskörpers jederzeit einen Magnetismus der Lage an, der demnach bei geänderter Lage des Schiffes, also bei anderem Segelkurs, ein anderer wird. Ebenso muß er sich ändern, wenn die induzierende Kraft, d. h. die Intensität des Erdmagnetismus, eine andere wird, also vornehmlich, wenn das Fahrzeug in andere Breiten und Längen kommt. Daher heißt dieser Anteil der flüchtige Schiffsmagnetismus.

Wenn aber das Schiff magnetisch ist, so kann notwendigerweise der Kompaß nur ganz gelegentlich nach dem wahren magnetischen Norden zeigen. Im allgemeinen wird er falsche Angaben liefern. Statt der richtigen Deklination zeigt er eine kleinere oder größere Abweichung. Den Unterschied zwischen der tatsächlichen Einstellung und der richtigen nennt man die Deviation des Kompasses. Sie ist um so größer, je mehr bei der augenblicklichen Lage des Schiffes sein Eigenmagnetismus den Erdmagnetismus überwiegt, also vom Kurs abhängig.

Die Achse des festen Magnetismus wird im allgemeinen schief durch den Schiffsrumpf gehen; für die Wirkung auf den Kompaß kommt in erster Linie nur die Längs- und die Quermagnetisierung in Betracht. Ist α der Winkel zwischen Kiel und magnetischem Meridian, oder, wie der Schiffer sagt, der „wahren“ Kompaßrichtung, so ruft die Längsmagnetisierung eine Deviation von $B \sin \alpha$, die Quermagnetisierung eine solche von $C \cos \alpha$ hervor. Denken wir uns das Schiff sich einmal durch alle Kurse drehend! Liegt der Längsschiffspol mit dem Kompaß im magnetischen Meridian, so ruft er gar keine Ablenkung hervor. Liegt er magnetisch West oder Ost, so ist die Ablenkung am größten, das eine Mal positiv, das andere Mal negativ. Der gesamte Verlauf ist also eine Sinuslinie¹⁾. Dasselbe gilt für die Quermagnetisierung, nur daß die Null-, die Extrem- und überhaupt alle Werte um 90° Schiffsdrehung später eintreten. B ist also, wie sofort ersichtlich, die Deviation bei westlichem, C die bei nördlichem Kurs. Die durch den festen Magnetismus hervorgerufene Deviation heißt die semizirkulare oder halbkreisige Deviation. Die vertikale Komponente wirkt, soweit sie vom festen Magnetismus stammt, erst bei einer Neigung des Schiffes gegen den Horizont auf den Kompaß ein.

Es ist jedoch auch der flüchtige Magnetismus an der halbkreisförmigen Deviation beteiligt, soweit er nämlich von vertikalen Eisenteilen herrührt.

¹⁾ Für diese und die folgenden Ausführungen vergleiche in Bd. I, § 241 die Angaben über das Fouriersche Theorem.

Da sich bei der Runddrehung des Schiffes die Lage der vertikalen Eisenmassen gegen die sie allein beeinflussende Vertikalintensität des Erdmagnetismus nicht ändert, bleibt ihr induziertes Moment ungeändert, wirkt also mit dem festen Magnetismus gemeinsam.

Die Horizontalintensität induziert dagegen, wenn das Schiff nach magnetisch Nord fährt, in allen dem Kiel parallelen Eisenkörpern dem Bug zu, Nordpole und Südpole dem Heck zu. Bei einem Kurse nach West oder Ost sind die Längsschiffsmassen der Induktion nicht mehr unterworfen, dagegen die Querschiffsmassen; in Lagen dazwischen sind beide magnetisiert. Die dadurch hervorgerufene Deviation ist, wie leicht ersichtlich, nach dem Gesetz $D \sin 2z$ variierend, wo D die Deviation auf Nordostkurs. Diese Teildeviation führt daher den Namen der quadrantalen oder viertelkreisigen Deviation.

Ist das Eisen unsymmetrisch zur Kiellinie des Fahrzeuges angeordnet, so entsteht ein weiterer Deviationsanteil, der sich zusammensetzt aus einem konstanten, vom Kurs unabhängigen Anteil A und einem viertelkreisigen $E \cos 2z$. Sofern nicht in allernächster Nähe beim Kompaß befindliche Eisenmassen in Betracht kommen, sind die hier angeführten Deviationsanteile ausreichend, so daß die Gesamtdeviation gegeben ist durch

$$\delta = A + B \sin z + C \cos z + D \sin 2z + E \cos 2z.$$

Erste Anforderung ist, daß man diese fünf Koeffizienten A, B, C, D, E genau kennt, die nächste aber, sie von vornherein so klein wie möglich zu machen. Ersteres erreicht man durch Beobachtung der Kompaßrichtung in allen Kursen an einem Orte, wo die wahre Deklinationsrichtung genau bekannt ist, und Berechnung der Koeffizienten nach dem Verfahren der harmonischen Analyse¹⁾. Unserer Reichsmarine stehen hierzu die magnetischen Observatorien in Wilhelmshaven und in Kiautschau zur Verfügung. Die Verringerung der Deviation erzielt man durch das Verfahren der Kompensation des Kompasses. Sie läßt sich dadurch bewerkstelligen, daß man in der Nähe des Kompasses teils permanente Magnete, teils weiches Eisen so anordnet, daß den einzelnen Bestandteilen der Deviation, jedem für sich, gerade entgegengewirkt wird²⁾.

Es gibt auch eine Deviation der anderen Komponenten des magnetischen Feldes, die aber erst in neuester Zeit untersucht wird.

§ 424. Die säkulare Variation des beharrlichen Magnetismus. In den vorangegangenen Paragraphen erwähnten wir des öfteren das Bestehen einer langsamen, im Laufe der Jahre merkbaren Änderung der erdmagnetischen Elemente. Sie veranlaßte uns insbesondere, die isomagnetischen Linien einer Landesaufnahme oder auch jene der ganzen Erde auf einen festen Zeitpunkt zurückzuführen, die sogenannte „Epoche“. Diese Änderung betrifft alle Elemente und Komponenten des erdmagnetischen Feldes. Sie wurde 1634

¹⁾ Vgl. Bd. I, § 241 die Angaben über das Fouriersche Theorem.

²⁾ Vgl. Bidlingmaier, Magnetische Beobachtungen an Bord in Neumayers Anleitungen zu wissenschaftlichen Beobachtungen. Hannover (1905). H. Meldau, Der Kompaß an Bord eiserner Schiffe in Breusings Steuermannskunst. Leipzig (1904).

von Gellibrand in London bei der Deklination entdeckt. Für dieses Element ist ihr Gang auch am genauesten bekannt, da von allen erdmagnetischen Beobachtungen jene der Mißweisung am weitesten zurückreichen.

Man erhält die Säkularvariation in ihrem Hauptteil, wenn man die Differenz der mittleren Werte der magnetischen Elemente zwischen zwei aufeinander folgenden Jahren bildet, weshalb auch oft von einer „jährlichen Änderung“ gesprochen wird. Je weiter wir zeitlich zurückgehen, auf desto weniger Einzelwerten beruhen diese Mittel, bis schließlich nur einzelne, ganz gelegentlich gemachte Beobachtungen vorliegen.

Am weitesten zurück reichen Feststellungen der Deklination. Die ältesten beobachteten Werte stammen von Kolumbus; er stellte sie 1492 auf seiner Fahrt nach Amerika fest. Weiter zurück liegen zwar ebenfalls Werte vor, sie sind aber auf mittelbarem Wege erlangt, so aus den in § 406 besprochenen Sonnenuhren oder aus alten geographischen Karten. Es sei bemerkt, daß auch noch andere Wege sich anzutun scheinen, auf denen wir mit Hilfe kulturhistorischer Methoden die säkulare Variation der Deklination noch erheblich weiter zurück verfolgen können. Allein es ist hier nicht der Ort, die in ihrer Zuverlässigkeit noch nicht kritisch gewürdigte Forschung zu besprechen. Nur das sei betont, daß recht vieles dafür spricht, daß wir die Geschichte des Kompaß noch recht wenig kennen. — Während Kolumbus auf hoher See beobachtet hat, so daß aus denselben Gegenden erst aus letzter Zeit weitere Messungen vorliegen, haben die ersten Landbeobachtungen G. Hartmanns (1510 in Rom) eine Fortsetzung gefunden, so daß Rom die längste Reihe von Deklinationsmessungen besitzt. Aus Kompaßkarten konnte L. A. Bauer noch für 1436 für diesen Ort einen weiteren Wert festlegen¹⁾.

Da die übrigen langen Reihen (Paris, London, Azoren, Klausenthal) alle geographisch nahe beieinander liegen, so haben sie auch ungefähr denselben zeitlichen Verlauf der Säkularvariation. Dieser zeigt um das Ende des XVI. Jahrhunderts ein Maximum, zu Beginn des XIX. Jahrhunderts ein Minimum östlicher Deklination und stellt so eine sinusähnliche Kurve dar von einer Periode von rund 477 Jahren. Diese Regelmäßigkeit verführte zu der Annahme, die Säkularvariation folge auch, auf der ganzen Erde diesem Gesetze, was jedoch noch sehr fraglich ist.

Wir besitzen nämlich jetzt eine außerordentlich eingehende, sehr zuverlässige Untersuchung von van Bemmelen, die über den Gang der Säkularvariation in verschiedenen Teilen der Erde sehr exakte Auskunft gibt²⁾. Dieser Forscher hat mit unendlicher Mühe 165 Schiffsjournale aus den Jahren 1492 (Fahrt des Kolumbus zur Entdeckung Amerikas) bis 1743, deren er habhaft werden konnte, bearbeitet und aus ihnen Werte der Deklination für viele Punkte der Erdoberfläche berechnet. Aus diesen und 560 Beobachtungen an Land hat er für die Epochen 1500, 1550, 1600, 1650 und 1700 (s. auch Fig. 1205) Karten der Isogonen gezogen. Aus diesen Karten entnahm er für Schnittpunkte bestimmter Breiten- und Längengrade die genauen Werte der Deklination und fand so, indem er die Differenzen bildete gegen den Wert der Deklination im gleichen Schnittpunkt zur nächsten Epoche,

¹⁾ L. A. Bauer, Terr. Magn. **13**, 97 (1908).

²⁾ W. van Bemmelen, Die Abweichung der Magnetnadel usw. bis zur Mitte des 18. Jahrhunderts. Suppl. zu Vol. XXI der Observations of the R. Observatory at Batavia. Batavia (1899).

einen Wert der Säkularvariation von hoher Zuverlässigkeit. Seine graphische Darstellung des Ganges dieser Säkularwerte für alle Schnittpunkte zeigt für Europa die oben beschriebene sinusähnliche Kurve, für andere Gegenden aber ganz andere Verläufe; nur gilt, daß sie langsam ineinander übergehen, sowohl von Ost nach West, wie von Nord nach Süd. Die zwei Extreme, welche zur Annahme einer Periode führten, sind nur in Europa und in Nordafrika vorhanden.

Fig. 1205 stellt nach van Bemmelen die Isogonen zur Epoche 1600 für die uns am meisten interessierende Erdhälfte dar. Ein Vergleich mit den

Fig. 1205.

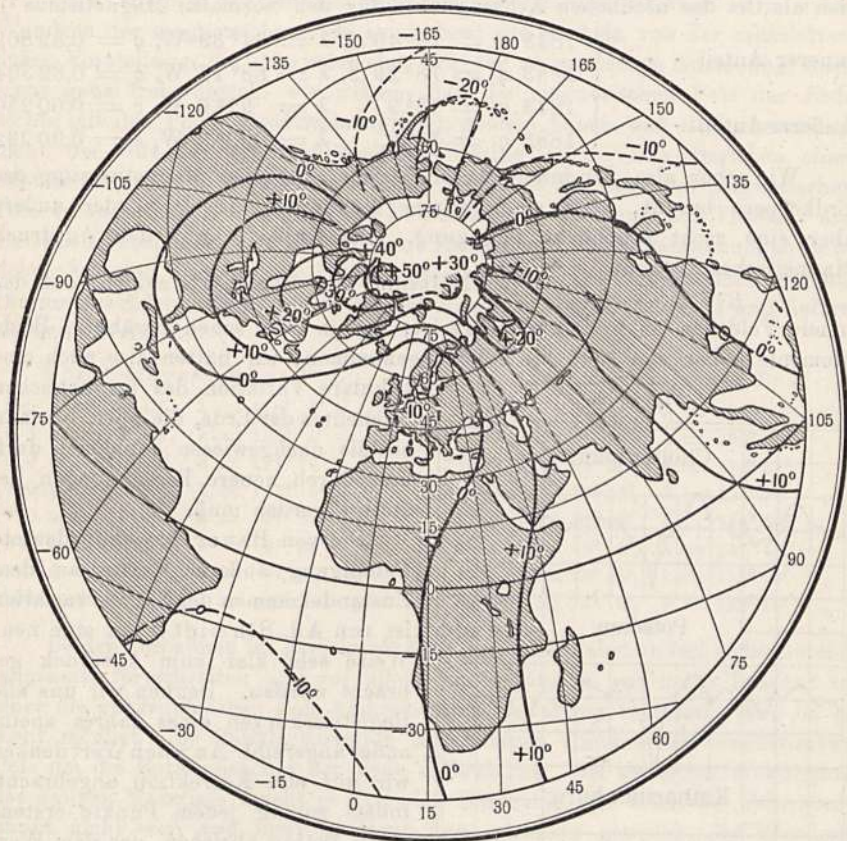


Fig. 1197 u. 1198, die für 1905 gelten, zeigt die starke Veränderung, die in diesen 305 Jahren eingetreten ist. Die ausgezogenen Linien sind Isogonen westlicher, die gestrichelten solche östlicher Abweichung. Am deutlichsten ist der Unterschied daran erkennbar, daß jenes Oval westlicher Deklination, das für 1905 in China besteht, 1600 noch nicht bestand, dafür damals ein jetzt verschwundenes ovales Gebiet östlicher Mißweisung in Europa auftrat.

In § 419 haben wir unterschieden zwischen einem normalen und einem abnormalen magnetischen Felde der Erde. Letzteres haben wir als in Zusammenhang stehend erkannt mit der Verteilung der Kontinente. Da diese

für lange Zeiten dieselbe bleibt und sich nur nach geologischen Zeiträumen ändert, so ist zu hoffen [doch ist auch hier nach Wussow¹⁾ eine Wanderung angedeutet], daß die Achse dieses Systems lange Zeit in ihrer Lage ungedändert bleibt, und so steht von vornherein zu erwarten, daß der Hauptteil der säkularen Variation den normalen Magnetismus betrifft. Diesen kann man, gerade wie den Gesamt magnetismus, an Hand der Gauss'schen Theorie in ein äußeres und ein inneres Feld zerlegen. L. A. Bauer vergleicht nun die Ergebnisse der für die Epochen 1843 und 1883 von verschiedenen Forschern durchgeführten Rechnungen zunächst in bezug auf die Wanderung der Achsen. Ist φ die nördliche Breite, λ die Länge von Greenwich, so ergibt sich als Ort des nördlichen Achsenpunkts für den normalen Magnetismus²⁾:

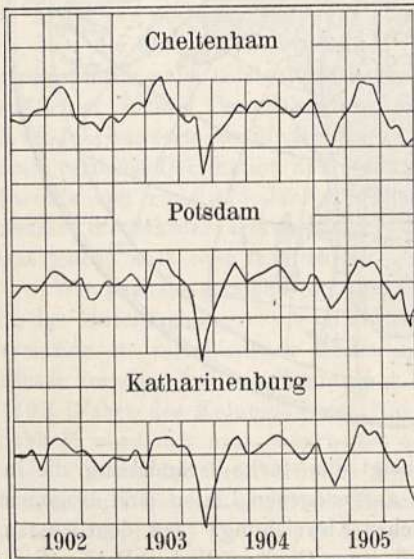
Innerer Anteil . . .	{	1843 $\varphi = 78^{\circ} 40', 1$, $\lambda = 64^{\circ} 39' W$, $c = 0,32 809$
		1883 $\varphi = 78^{\circ} 29', 3$, $\lambda = 68^{\circ} 17' W$, $c = 0,32 304$
Äußerer Anteil . . .	{	1843 $\varphi = 53^{\circ}, 9$, $\lambda = 92^{\circ}, 6 W$, $c = 0,00 250$
		1883 $\varphi = 34^{\circ}, 9$, $\lambda = 202^{\circ}, 9 W$, $c = 0,00 232$

Wir sehen also, der innere Anteil, welcher auf einer Magnetisierung des Erdkörpers beruht, zeigt eine geringe Wanderung des Pols, der äußere aber eine recht erhebliche Bewegung. Die Größe c gibt den Ausdruck Magnetisches Moment

$$R^3$$

, wo R der Erdradius ist. Die Werte zeigen, daß das innere Feld das bei weitem stärkere ist, wie ja oben schon erwähnt. Beide Momente haben von 1843 bis 1883 abgenommen, wir hätten also auch eine

Fig. 1206.



säkulare Variation des magnetischen Momentes der Erde, die aber, bis man sie als nachgewiesen annehmen darf, erst durch neuere Berechnungen bestätigt werden muß.

Die von Bauer hier angedeutete Beteiligung äußerer Kräfte an dem Zustandekommen der Säkularvariation ist von Ad. Schmidt³⁾ auf eine neue Weise sehr klar zum Ausdruck gebracht worden. Denken wir uns alle Registrierkurven eines Jahres aneinander angereiht. An jeden Wert denken wir uns eine Korrektur angebracht, indem wir in jedem Punkte erstens einen Betrag abziehen, der dem Wert der jährlichen Änderung zu der betreffenden Zeit entspricht — was eine lineare Verbesserung ist — und zweitens einen Betrag, der dem Wert der regelmäßigen täglichen Variation

zu der betreffenden Jahreszeit und Tagesstunde entspricht. Für die übrig bleibende Variation hat sich herausgestellt, daß sie an jedem Observatorium

¹⁾ G. Wussow, Dissertation. Berlin (1906). — ²⁾ L. A. Bauer, Terr. Magn. 9, 179 (1904). — ³⁾ Ad. Schmidt, Abhandl. d. Meteor. Inst. Berlin, Nr. 217 (1910) und die einzelnen Jahrgänge der Ergebnisse d. Beob. d. Magn. Obs. Potsdam.

dieselbe ist. Demnach ist sie ein Weltphänomen und betrifft die Erde als Ganzes. Fig. 1206 zeigt für die vier Jahre 1902 bis 1905 diesen übrigbleibenden Teil und zwar für die Horizontalintensität, wenn auch in der Zeitordinate erheblich zusammengedrückt und zwar für Cheltenham in Nordamerika, Potsdam und Katharinenburg am Ural. Die Ähnlichkeit der Kurven ist in der Tat sehr groß. Wie nun im einzelnen Jahre die Kurve gegen das Mittel schwankt, danach hauptsächlich richtet sich der nicht lineare Anteil der Säkularvariation. Er erscheint also als Wirkung der Anzahl, Größe und Dauer der Störungen in den täglichen Variationen und ist, wie wir später sehen werden, überwiegend äußeren Kräften zuzuschreiben.

Sehr nahe liegt der Gedanke, die Ursache der Säkularvariation sei in einem Wandern der magnetischen Pole zu suchen; wir sind da von der mittelalterlichen Vorstellung, die Pole seien der Sitz der magnetischen Anziehung, noch nicht ganz frei, obwohl wir wissen, daß die magnetischen Pole der Erde nichts mit den Polen eines Stabmagneten gemein haben, daß sie insbesondere nicht der Sitz der erdmagnetischen Wirkung sind. Das Bestehen einer Säkularvariation bedingt aber schon an sich, daß die Lage der magnetischen Pole veränderlich sein muß. Aus Berechnungen an Hand der Theorie, aus Extrapolationen nach van Bemmels Karten und aus Untersuchungen ähnlicher Art sind die Orte der Pole zu verschiedenen Epochen gesucht worden. Die umfassendsten Rechnungen der Art stammen von Fritsche¹⁾ und liefern folgende Werte:

Nördl. magnetischer Pol.		Südl. magnetischer Pol.	
1550 $\varphi = 76^{\circ} 18'$, $\lambda = 118^{\circ} 8' \text{ w. Gr.}$		1550 $\varphi = 81^{\circ} 26'$, $\lambda = 205^{\circ} 30' \text{ ö. Gr.}$	
1600 $\varphi = 78^{\circ} 42'$, $\lambda = 122^{\circ} 0'$ "		1600 $\varphi = 81^{\circ} 16'$, $\lambda = 190^{\circ} 30'$ "	
1650 $\varphi = 80^{\circ} 12'$, $\lambda = 121^{\circ} 12'$ "		1650 $\varphi = 80^{\circ} 30'$, $\lambda = 179^{\circ} 57'$ "	
1700 $\varphi = 75^{\circ} 51'$, $\lambda = 111^{\circ} 0'$ "		1700 $\varphi = 77^{\circ} 12'$, $\lambda = 155^{\circ} 15'$ "	
1780 $\varphi = 71^{\circ} 36'$, $\lambda = 107^{\circ} 54'$ "		1780 $\varphi = 71^{\circ} 6'$, $\lambda = 144^{\circ} 39'$ "	
1842 $\varphi = 70^{\circ} 52'$, $\lambda = 97^{\circ} 24'$ "		1842 $\varphi = 73^{\circ} 5'$, $\lambda = 147^{\circ} 18'$ "	
1885 $\varphi = 69^{\circ} 57'$, $\lambda = 97^{\circ} 15'$ "		1885 $\varphi = 73^{\circ} 45'$, $\lambda = 153^{\circ} 0'$ "	
1900 $\varphi = 69^{\circ} 18'$, $\lambda = 96^{\circ} 27'$ "		1900 $\varphi = 74^{\circ} 0'$, $\lambda = 155^{\circ} 15'$ "	

Beiden Polbahnen ist gemein, daß sie vom XIX. Jahrhundert an bedeutend langsamer fortschreiten und vor allem von Anfang an gar keine Tendenz zu einer die geographischen Pole umkreisenden Bewegung verraten. Also ist es nicht möglich, die Säkularvariation durch einen Umlauf der magnetischen Pole um die Rotationsachse der Erde zu erklären. Bei kritischer Würdigung des ganzen Materials macht es fast den Eindruck, als seien die Pole überhaupt nicht weit von ihrer heutigen Lage entfernt gewesen, ihr Wandern nur ein scheinbares und durch mangelhafte Kenntnis der Verteilung des Erdmagnetismus vorgetäuscht.

Neben diese theoretisch abgeleiteten Werte seien nunmehr die aus Beobachtungen gefundenen Polorte gestellt. Der nördl. magnetische Pol wurde 1831 von Ross planmäßig mittels Inklinationsbeobachtungen aufgesucht, und gefunden, daß er auf $70^{\circ} 5'$ nördl. Breite und $96^{\circ} 46'$ westl. Länge lag, was in die Reihe von Fritsche sehr gut hineinpaßt. In den Jahren 1903 bis 1906 ist dieser Pol von Amundsen aufs neue aufgesucht und seine Lage durch eine ausführ-

¹⁾ H. Fritsche, Elem. d. Erdm. für 1600, 1650, 1700 usw. St. Petersburg, Autographie (1899) und (1900).

liche Landesaufnahme festgelegt worden; die Resultate sind aber heute noch nicht endgültig abgeleitet. Der südl. magnetische Pol wurde aus polnahen Beobachtungen für 1841 ebenfalls von Ross für den Ort in $75^{\circ} 5'$ südl. Breite und $154^{\circ} 8,0'$ östl. Länge ermittelt, was mit Fritsch's Reihe nicht besonders im Einklang ist. Besser stimmt mit ihr der von der englischen Südpolar-Expedition 1903/04 ebenfalls aus polnahen Beobachtungen abgeleitete Ort $72^{\circ} 51'$ südl. Breite und $156^{\circ} 25'$ östl. Länge. Ganz in jüngster Zeit wurde der südl. magnetische Pol von drei Teilnehmern der zweiten englischen Südpolarexpedition unter $72^{\circ} 25'$ südl. Breite und 154° östl. Länge erreicht (am 16. Januar 1909).

§ 425. Die Säkularvariation in Europa. So wenig befriedigend unsere Kenntnis von der geographischen Verteilung der Säkularvariation über die ganze Erde ist, so gute Werte liefern uns die seit genügend langer Zeit tätigen magnetischen Observatorien. Da in Europa im besonderen sehr viele solcher Observatorien bestehen und auch für viele Länder in diesem Erdteile wiederholte magnetische Landesaufnahmen vorliegen, so sind wir gut über die zeitliche und räumliche Verteilung der Säkularvariationen unterrichtet.

Die Säkularvariation verläuft in Europa, vielleicht von den nördlichsten Gegenden abgesehen, in allen Elementen überall sehr ähnlich, so daß die in folgendem angeführten Ergebnisse des Potsdamer Observatoriums als typisch gelten dürfen. In nachstehender Tabelle bedeuten D , I und H die direkt beobachteten Elemente; T die Totalintensität, X ihre nördliche, Y ihre westöstliche und Z die vertikale Komponente sind nach § 409 aus ihnen berechnet. Die Vorzeichen entsprechen den dortigen Festsetzungen, die Deklination ist negativ, da sie zurzeit noch westlich ist. Alle Werte sind Jahresmittel und gültig für die Mitte des Jahres; neben jedem Elemente steht der Betrag der säkularen Variation (siehe nebenstehende Tabelle).

Die Tabelle zeigt dem Leser eine ganze Anzahl Beziehungen und Gesetzmäßigkeiten. Vor allem erhellt, wie verschieden die Beträge der Säkularvariationen in den einzelnen Jahren sind. Für die Jahre bis einschließlich 1900 ist diese Verschiedenheit, wenigstens bei der Inklination und den von diesem Element abhängigen Größen Z und T , allerdings zum Teil eine Wirkung der geringeren Genauigkeit, mit der die Inklination mit Hilfe des Nadelinklinatoriums zu erhalten ist; seit 1900 stützen sich die Werte auf den Erdinduktor, und sind damit bedeutend besser geworden.

Die Deklination nähert sich in dem ganzen Zeitraum immer mehr dem Werte Null, im Mittel mit einem Betrage von 5,8 Minuten im Jahr, so daß sie diesen Wert etwa im Jahre 2000 erreichen dürfte. Allein die Tabelle zeigt auch, wie schlecht sich der genaue Zeitpunkt voraussagen läßt, denn das Vorschreiten schwankte in den 23 Jahren von 4',1 bis 9',5 im Jahre. Bis 1900 steigt die Horizontalintensität ganz gleichmäßig an, in den nächsten Jahren nimmt der Zuwachs sehr rasch ab, um 1905/06 ganz zum Stillstand zu kommen und von da an in eine Abnahme überzugehen. An östlicher gelegenen Orten als Potsdam war diese Umkehr schon früher eingetreten und an westlicher gelegenen trat sie später ein.

Aus diesem Verhalten ist zu schließen, daß die vielfach verwendeten Formeln, welche die Säkularvariation eines Elementes als Funktion der Zeit

Jahr	D	ΔD	I	ΔI	H	ΔH	T	ΔT	X	ΔX	Y	ΔY	Z	ΔZ
	-10 ⁰		66 ⁰		0,18 Γ	γ	0,47 Γ	γ	+0,18 Γ	γ	-0,03 Γ	γ	+0,43 Γ	γ
1890	48,7'		40,3'		616		009		286		492		166	
	+ 6,5'		- 3,8'		+ 19		0,46 Γ	- 70	+ 25		+ 31		166	- 85
1891	42,2	+ 6,0	36,5	+ 0,5	635	+ 10	939	- 40	311	+ 26	461	+ 30	081	+ 40
1892	36,2	+ 4,9	37,0	- 0,8	645	+ 31	979	+ 52	327	+ 35	431	+ 21	121	+ 43
1893	31,3	+ 5,9	36,2	- 1,7	676	+ 19	031	- 6	362	+ 24	410	+ 28	164	- 16
1894	25,4	+ 5,5	34,5	- 2,2	695	+ 25	025	- 5	386	+ 31	382	+ 25	148	- 16
1895	19,9	+ 5,6	32,3	- 1,4	720	+ 27	020	+ 21	417	+ 31	357	+ 25	132	+ 12
1896	14,3	+ 4,6	30,9	- 2,0	747	+ 27	041	+ 6	448	+ 32	332	+ 20	144	- 5
1897	9,7	+ 4,7	28,9	- 1,1	774	+ 20	047	+ 17	480	+ 24	312	+ 21	139	+ 10
1898	5,0	+ 4,3	27,8	- 2,0	794	+ 24	064	- 5	504	+ 28	291	+ 20	149	- 16
1899	0,7	+ 4,4	25,8	+ 0,4	818	+ 26	059	+ 76	532	+ 29	271	+ 19	133	+ 73
1900	-9 ⁰	+ 4,2	26,2	- 3,5	844	+ 17	135	- 63	561	+ 21	252	+ 19	206	- 78
1901	56,3	+ 4,1	22,7	- 1,9	861	+ 12	072	- 30	582	+ 16	233	+ 20	128	- 38
1902	52,1	+ 4,2	20,8	- 0,8	873	+ 3	042	- 17	598	+ 7	213	+ 23	090	- 20
1903	48,0	+ 4,4	20,0	- 0,4	876	+ 4	025	- 3	605	+ 8	190	+ 23	070	- 5
1904	43,8	+ 4,9	19,6	- 0,3	880	- 1	022	- 14	613	+ 3	167	+ 27	065	- 15
1905	39,4	+ 4,9	19,3	- 0,9	879	0	008	- 26	616	+ 4	140	+ 26	050	- 28
1906	34,5	+ 5,6	18,4	+ 0,6	879	- 13	982	- 16	620	- 7	114	+ 33	022	- 12
1907	29,6	+ 6,0	19,0	+ 0,3	866	- 13	966	- 15	613	- 8	081	+ 35	010	- 21
1908	24,0	+ 7,3	19,3	+ 0,4	853	- 15	941	- 21	605	- 8	046	+ 41	989	- 17
1909	18,0	+ 7,7	19,7	0,0	838	- 9	920	- 26	597	- 3	005	+ 43	972	- 24
1910	10,7	+ 8,5	19,7	+ 0,3	829	- 13	894	- 22	594	- 6	962	+ 48	948	- 18
1911	3,0	+ 8,6	20,0	+ 0,5	816	- 14	872	- 18	588	- 6	914	+ 49	930	- 14
1912	-8 ⁰	+ 9,5	20,5	+ 0,9	802	- 19	854	- 18	582	- 10	865	+ 54	916	- 12
1913	54,5		21,4		785		836		572		811		901	

angeben, nur mit größter Vorsicht außerhalb der Zeitspanne benutzt werden dürfen, für die sie berechnet sind. Wer vor der Aufgabe steht, den Wert eines Elementes für die Folgezeit zu ermitteln, tut dies am besten an Hand einer graphischen Darstellung der in der Tabelle enthaltenen ΔD , ΔH usw. Auch werden gerade für die Zwecke der Praxis vom Magnetischen Observatorium zu Potsdam am Anfang jeden Jahres die Mittelwerte aller Elemente für das vergangene Jahr veröffentlicht¹⁾, zugleich unter Angabe der seit der

¹⁾ In den Tätigkeitsberichten des Meteorologischen Instituts zu Berlin, Behrend u. Co., und März- oder Aprilhefte der Meteorologischen Zeitschrift.

Epoche 1909,0 (für welche unsere Karten gelten) eingetretenen Gesamtänderung, so daß man die hier gebrachten Karten leicht auf dem laufenden erhalten kann.

Die Abhängigkeit der Säkularvariation von der geographischen Länge und Breite läßt sich natürlich ebenfalls durch Formeln darstellen. Ihre numerischen Koeffizienten sind sogar für längere Zeiten wenig veränderlich. Aus den Säkularänderungen aller mitteleuropäischen Observatorien fand sich, aus Werten für 1890 bis 1900 berechnet¹⁾:

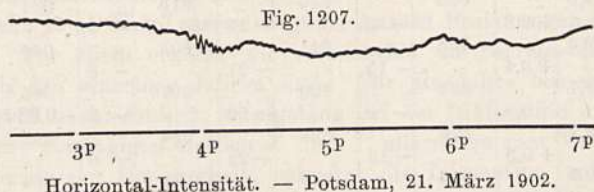
$$\Delta D = (\Delta D)_0 + 0',07 (\varphi - 52^{\circ},38) - 0',03 (\lambda - 13^{\circ},06),$$

$$\Delta H = (\Delta H)_0 - 0,6 \gamma (\varphi - 52^{\circ},38) - 0,4 \gamma (\lambda - 13^{\circ},06),$$

$$\Delta J = (\Delta J)_0 + 0',01 (\varphi - 52^{\circ},38) + 0',04 (\lambda - 13^{\circ},06).$$

Normalpunkt ist der Ort von $52^{\circ},38$ nördl. Breite und $13^{\circ},06$ östl. Länge von Greenwich, der so nahe bei Potsdam liegt, daß dessen Säkularveränderungen für die $(\Delta D)_0$, $(\Delta H)_0$, $(\Delta I)_0$ eingesetzt werden können. 1909,0 kamen diesem Normalort die absoluten Werte $D = 9^{\circ} 58'$; $H = 0,19 020 I$ und $I = 66^{\circ} 11'$ zu; die $\Delta \varphi$, $\Delta \lambda$ sind in Graden auszudrücken.

§ 426. Der innere Aufbau der zeitlichen Variationen des Erdmagnetismus. Sowohl die Richtung wie die Intensität des erdmagnetischen Feldes ist unaufhörlich veränderlich, und zwar ist diese Veränderlichkeit, wie wir im einzelnen noch sehen werden, in ihrem inneren Wesen von einer gänzlich anderen Natur, als wir sie sonst bei anderen geophysikalischen Vorgängen antreffen, die luftelektrischen Variationen ausgenommen. Dies zeigt sich, wenn wir mit immer empfindlicheren Magnetometern beobachten und auf immer schneller rotierende Registriertrommeln aufschreiben lassen. Der bei unempfindlichen Variometern in unseren Breiten anscheinend vorwiegende gleichmäßige Gang von Stunde zu Stunde löst sich in immer zahlreichere Schwingungen auf, je empfindlicher das Instrumentarium wird. Eschen-



hagen²⁾ gelangte durch fortgesetzte Steigerung der Beobachtungsgenauigkeit schließlich auf Oszillationen von etwa 30 Sekunden Schwingungsdauer und 1 bis 2γ Amplitude. Er sah in diesen Schwingungen die Urbestandteile der Variationen des Erdmagnetismus und nannte sie daher Elementarwellen. Allerdings fand er sie durchaus nicht als zu allen Zeiten bestehend, sondern nur gelegentlich auftretend. Indem es jedoch Edler gelang, die Empfindlichkeit der Registrierung noch weiter zu steigern, machte man die Entdeckung, daß selbst der scheinbar ruhige und glatte Gang eines normalen Tages sich aus solchen Elementarwellen aufbaut.

Die Fig. 1207 zeigt uns in einer Wiedergabe einer Kurve der Horizontalintensität zu Potsdam etwa um 4 Uhr nachmittags, eine Anzahl solcher

¹⁾ Ad. Schmidt, Landolt-Börnsteins Phys.-chem. Tafeln. 3. Aufl. Berlin (1905). — ²⁾ M. Eschenhagen, Berl. Sitzungsber. **39**, 965 (1896); **32**, 678 (1897).

Wellen von der Dauer von etwa 1^m und etwas größerer Amplitude als jene der eigentlichen Elementarwellen (1 mm Ordinate = 3,6 γ). Eine Wiedergabe der eigentlichen Elementarwellen durch den Druck bietet technische Schwierigkeiten, doch gibt die Figur immerhin eine Vorstellung davon, wie Eschenhagens Elementarwellen sich bei der üblichen Empfindlichkeit aus dem Ganzen hervorheben. Dagegen liefert Fig. 1208 ein sehr schönes Bild der Elementarwellen. Die oberste und unterste Linie ist die vom Mirenspiegel des Variometers aufgezeichnete „Basislinie“; auf ihr verzeichnet das Uhrwerk des Registrierapparates die Momente voller Fünferminuten. Wie ein Vergleich mit der vorangegangenen Figur dartut, ist in Fig. 1208 die Geschwindigkeit der Rotation der Registriertrommel bei weitem größer, wodurch die einzelnen Oszillationen auseinandergezogen werden. Außerdem ist die Empfindlichkeit des Variometers für Horizontalintensität etwa 30 mal größer als in Fig. 1208. Die Deklinationskurve ist nicht sehr empfindlich aufgenommen und hier also unwesentlich. Dagegen zeigt die photographisch registrierte Temperatur, daß nicht etwa sie die Veranlassung zum Auftreten der zahlreichen Wellen in der Horizontalintensität gibt. Das Wichtigste an der Registrierung ist der Umstand, daß die mit der üblichen Empfindlichkeit von regulären Variometern des Potsdamer Observatoriums gleichzeitig aufgeschriebene Kurve der Variationen der Horizontalintensität, obwohl dies mit derselben Rotationsgeschwindigkeit der Registriertrommel geschah, eine vollständig glatte, der Basislinie parallele Linie liefert. Hieraus ist der Schluß zu ziehen, daß auch der scheinbar ruhige Verlauf sich aus zahlreichen schnellen Schwingungen aufbaut.

Da wegen des Trägheitsmomentes des schwingenden Systems im Magnetometer Oszillationen über die Eschenhagensche Größenordnung hinaus nur etwa bis zu 6^s zu verfolgen sind, hat Ebert sich des Saitengalvanometers bedient, um zu untersuchen, ob Elementarwellen von noch geringerer Periode vorhanden sind. In der Tat kam er bis zu Wellen von 0^s,025¹⁾.

Betrachten wir wieder die Fig. 1207, so finden wir, daß neben den um 4^h vorhandenen Wellen auch für die ganze Zeit noch größere Schwankungen

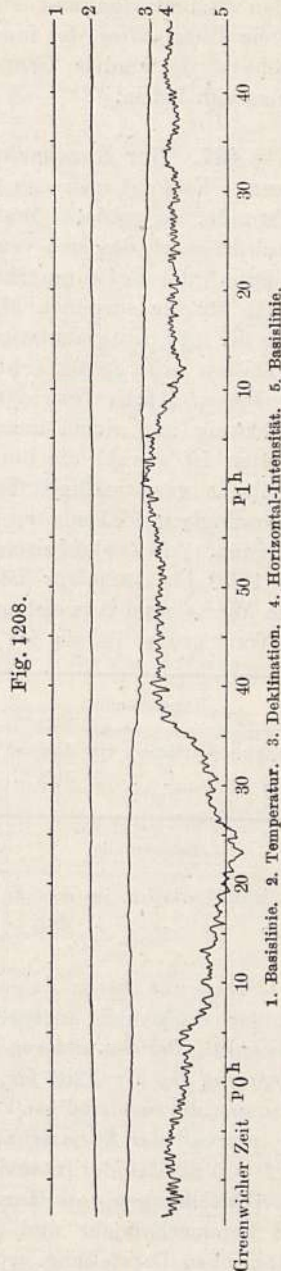


Fig. 1208.

1. Basislinie. 2. Temperatur. 3. Deklination. 4. Horizontal-Intensität. 5. Basislinie.
Feinregistrierung der Horizontal-Intensität und Deklination zu Potsdam. 1. November 1902.

¹⁾ H. Ebert, Münch. Sitzber. 36, 527 (1906).

bestehen, indem die Kurve abwechselnd sich hebt und senkt. Und so sei gleich im voraus bemerkt, daß von den Ebertschen Wellen bis zu den großen Oszillationen magnetischer Störungen alle Wellenlängen vorkommen, und ein Unterschied des inneren Wesens gestörter und ruhiger Gänge nicht besteht¹⁾. Es sind im Grunde nur relative Unterschiede, mit denen wir es hier zu tun haben.

§ 427. Der durchschnittliche Gang der erdmagnetischen Variationen. Verfolgt man den Gang der erdmagnetischen Elemente von Stunde zu Stunde, so entdeckt man bald, daß er einem ausgesprochenen Gesetze unterworfen ist, das sich von Tag zu Tag wiederholt. Es gibt eine „tägliche Variation“ des Erdmagnetismus. Üblicherweise bestimmt man sie im Durchschnitt für die einzelnen Monate. Die Monatsmittel selbst geben in ihrer Folge die „jährliche Variation“. Andere Perioden als den Tag und das Jahr werden wir noch später kennen lernen.

Die tägliche Variation besteht aus einem stark ausgesprochenen Tageszweig und einem unregelmäßigen Nachtanteil. In den verschiedenen Monaten ist sowohl die Länge dieser Einzelanteile als auch die Größe ihrer Amplitude gesetzmäßigen Veränderungen unterworfen, so daß wir, wie bei meteorologischen Elementen, einen „jährlichen Gang der täglichen Bewegung“ vorfinden. Als Zahlenbeispiel legen wir nach dem zehnjährigen Durchschnitt von 1890 bis 1899 für Potsdam die Werte der Totalintensität zugrunde; diese Werte sind Abweichungen vom Monatsmittel in γ und positiv, wenn der Wert größer ist als das Mittel.

Tagesstunde	0 ^a	2 ^a	4 ^a	6 ^a	8 ^a	10 ^a	0 ^p
Tägliche Variation im Januar .	0,0	- 1,3	- 1,2	+ 0,7	+ 0,3	- 3,3	- 5,7
„ „ „ Juli . .	+ 3,5	+ 1,0	+ 2,6	- 0,2	- 6,2	- 16,7	- 21,0

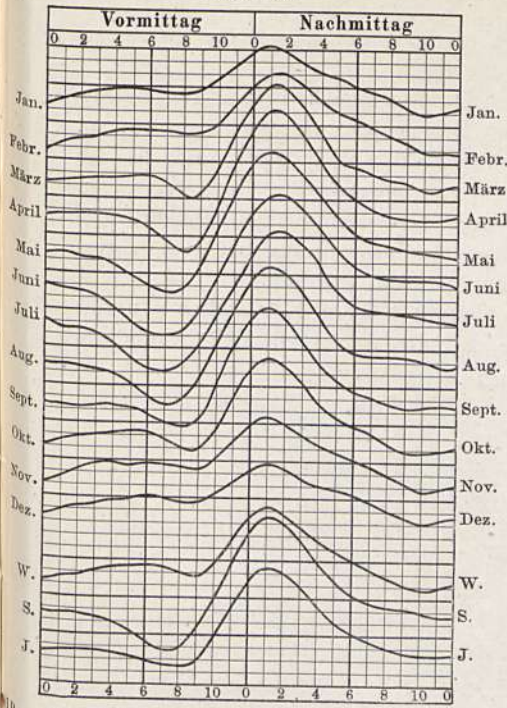
Tagesstunde	2 ^p	4 ^p	6 ^p	8 ^p	10 ^p	0 ^a
Tägliche Variation im Januar .	+ 0,3	+ 1,4	+ 2,8	+ 3,4	+ 2,3	0,0
„ „ „ Juli . .	- 7,3	+ 9,0	+ 14,5	+ 12,8	+ 7,9	+ 3,5

Schon aus diesen Zahlen sieht man, daß im Winter die Totalintensität weniger stark und unregelmäßiger, im Sommer regelmäßiger und stärker schwankt. Bei den anderen Elementen ist dies ebenfalls so, wie nunmehr noch besser aus den Fig. 1209 bis 1213 zu erkennen sein wird, welche für die gleiche Zeitdauer die regelmäßigen Variationen für Potsdam geben²⁾. In ihnen bedeutet ein Intervall der Abszissenachse eine Stunde, in der Ordinatenachse bei D 1', bei I 0',5 und bei der Intensität 5γ ($0,00005 \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}$). Die Kurven geben die Abweichungen vom Monatsmittel für jeden Monat, ferner für das Winter- und Sommerhalbjahr und das ganze Jahr. Bei der Übersichtlichkeit der graphischen Darstellung erübrigt sich ein weiteres Eingehen auf sie. Nur sei noch darauf aufmerksam gemacht, wie aus ihr auch die Abhängigkeit

¹⁾ Vgl. hierüber: A. Nippoldt, Die innere Natur der Variationen des Erdmagnetismus. Meteorol. Zeitschr. 21, 393 bis 399 (1904).

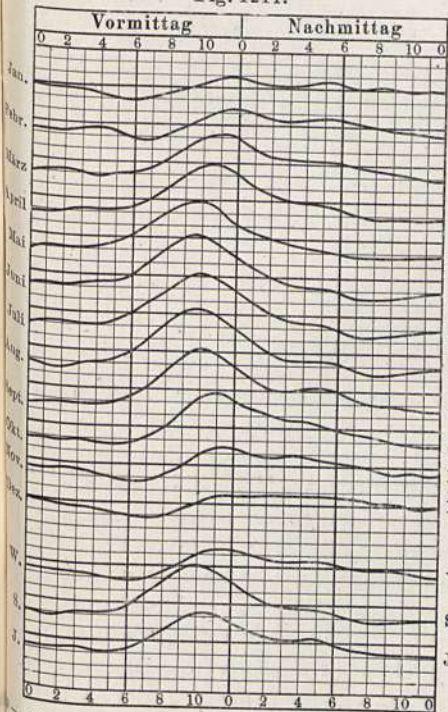
²⁾ Nach G. Lüdeling, Abhandl. Meteorol. Inst. Berlin 1, Nr. 8 (1901).

Fig. 1209.



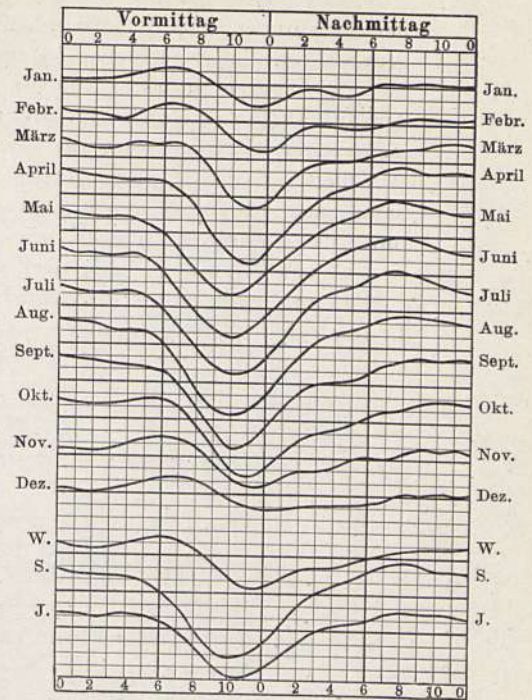
$1P = 1',0$. Tägl. Gang der westl. Deklination.

Fig. 1211.



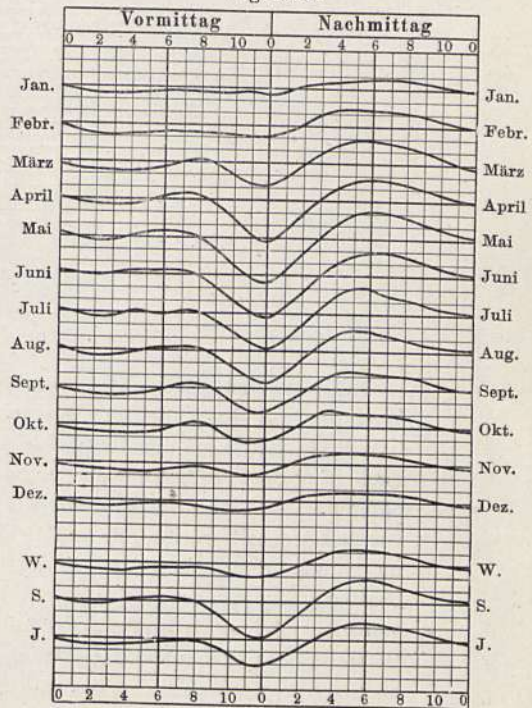
$1P = 0',5$. Täglicher Gang der Inklination.

Fig. 1210.



$1P = 5\gamma$. Tägl. Gang der Horizontal-Intensität.

Fig. 1212.



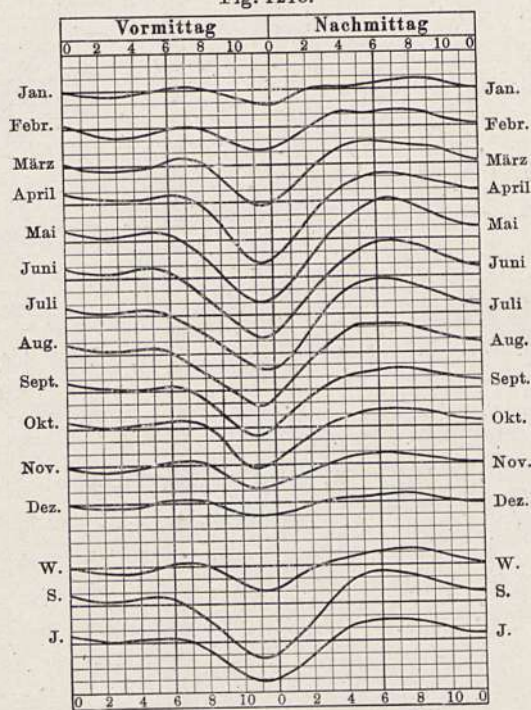
$1P = 5\gamma$. Tägl. Gang der Vertikal-Intensität.

der Amplituden und der Beweglichkeit der Variationen von der Jahreszeit deutlich von Monat zu Monat festzustellen ist.

Die Figuren gestatten für die meisten Zwecke der Praxis den Betrag der täglichen Variation für eine bestimmte Zeit genügend genau zu entnehmen, insbesondere dürften sie für alle physikalischen Messungen zur Elimination der täglichen Variation aus den Einzeleinstellungen ausreichen. Die Werte wären dann nach der Ortszeit des Beobachtungsortes zu entnehmen, da die Zeitlinien der Figuren Potsdamer Ortszeit bedeuten und die regelmäßigen Variationen nach Ortszeit, genauer nach wahrer Ortszeit eintreten.

Betrag und Gestalt des täglichen Ganges hängen beträchtlich von der Breitenlage des Ortes ab, indem nach den Polen zu vor allem die Amplitude

Fig. 1213.



1P = 5γ.

Tägl. Gang der Total-Intensität.

erheblich wächst. Außerdem muß aber bei derselben variierenden Kraft die Wirkung auf die Nadel eine kleinere sein, wenn die Richtkraft des beharrlichen Magnetismus der Erde eine größere ist, weshalb denn die Variationen auch von der Verteilung der erdmagnetischen Elemente über die Erde abhängen. Während am Äquator die Variationen sehr ruhig und gleichmäßig vor sich gehen, werden sie auf beiden Erdhälften nach den Polen zu sowohl im ganzen unregelmäßiger als auch im einzelnen, indem jene elementaren Oszillationen immer größer an Amplitude werden. Wie die gleichzeitig an den verschiedenen Observatorien und gelegentlich auch an vorübergehend im Betriebe befindlichen polnahen Stationen registrierten Verläufe zeigen, findet hier von Ort zu Ort ein stetiger Übergang statt: die ruhigen Variationen tropischer und die lebhaften polarer Orte sind nur quantitativ, nicht dem

Wesen nach verschieden. Es ist nicht möglich, durch Auswahl einer bestimmten Anzahl von Observatorien eine Darstellung von der Verteilung der täglichen Variation über die Erde zu geben, die frei von Zufälligkeiten ein typisches Bild gibt. Es sei aber für jeden, der ohne große Mühe sich eine Übersicht verschaffen will, auf das von A. d. Schmidt mit Unterstützung der Berliner Akademie herausgegebene „Archiv des Erdmagnetismus“¹⁾ hingewiesen; in ihm sind die Ergebnisse von 14 Observatorien tabellarisch in ihren Hauptresultaten übersichtlich zusammengefaßt.

Der jährliche Gang wird dargestellt als die Folge aller Monatsmittel im Jahre. Fig. 1214 gibt diese Variation für Potsdam von 1890 bis 1899. In Deklination ist sie wenig ausgesprochen, besser schon in der etwas empfindlicher gezeichneten Kurve von *Y*, welches ja mit *D* nahe verwandt ist (s. § 409). *H* und *X* zeigen einen deutlichen Gang und ebenso die Inklination, welche in unseren Gegenden mehr von den Veränderungen von *H* abhängt als von jenen in *Z*. Alle bisher erwähnten Elemente zeigen eine Doppelwelle im Jahre, während die Vertikalintensität und die Totalkraft nur eine Welle aufweisen.

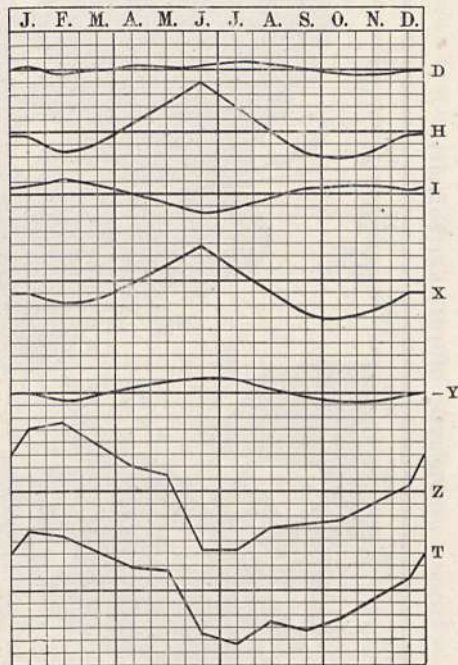
Besonders bevorzugt erscheinen die Solstitien und Äquinoktien, und da dies überall so auf der Erde ist, ganz unabhängig von der Breitenlage des Ortes, so können nicht örtliche Ursachen maßgebend sein, sondern nur solche, welche die Erde als Ganzes betreffen. In der Tat scheint das Auftreten einer jährlichen Veränderung der Mittelwerte nur eine Folge der Verteilung der großen Störungen im Jahre zu sein. Wie wir später sehen werden und hier vorweg nehmen, treten jene die ganze Erde umfassenden Störungen zu den Äquinoktien besonders häufig ein. Sie führen z. B. in der Horizontalintensität eine mehrere Tage andauernde Verringerung der Tagesmittel herbei, und dies prägt sich naturgemäß auch im Monatsmittel aus; daher dann die Minima der Horizontalintensität im jährlichen Gange.

Wie ein Vergleich der Fig. 1214 mit den Fig. 1209 bis 1213 zeigt, ist die Amplitude des jährlichen Ganges sehr viel kleiner als jene des täglichen Verlaufes, so daß die Jahreszeiten sich schließlich bedeutend stärker in der Variation der täglichen Schwankung bemerkbar machen als in dem Mittelwert, um welche jene Schwankung stattfindet.

Wie ein Vergleich der Fig. 1214 mit den Fig. 1209 bis 1213 zeigt, ist die Amplitude des jährlichen Ganges sehr viel kleiner als jene des täglichen Verlaufes, so daß die Jahreszeiten sich schließlich bedeutend stärker in der Variation der täglichen Schwankung bemerkbar machen als in dem Mittelwert, um welche jene Schwankung stattfindet.

§ 428. Das Kraftfeld der täglichen Variation. Gerade wie die Magnetisierung des Erdkörpers im Raume ein magnetisches Kraftfeld hervor-

Fig. 1214.

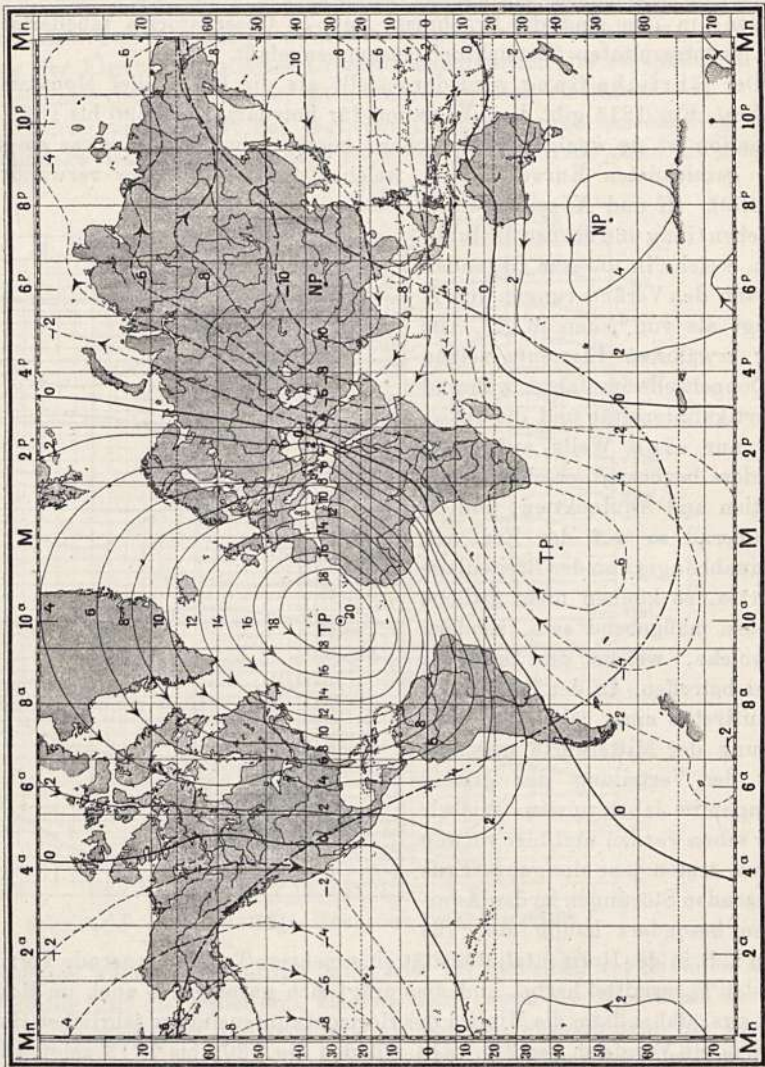


1P = 0,5 bzw. 2,5 γ

¹⁾ In Kommission bei Georg Reimer, Berlin.

ruft, sind auch die Variationen als Wirkung eines solchen aufzufassen und Gauss lehrte in seiner Theorie, die rechtwinkligen Komponenten und das Potential dieses Feldes der täglichen Variation aus den Beobachtungen der zeitlichen Änderungen auf der Erdoberfläche in ähnlicher Weise zu errechnen, wie die Elemente des beharrlichen Magnetismus erhalten werden (vgl. § 416

Fig. 1215. Nördlicher Sommer.



Linien gleichen Potentials der täglichen Variation des Erdmagnetismus.

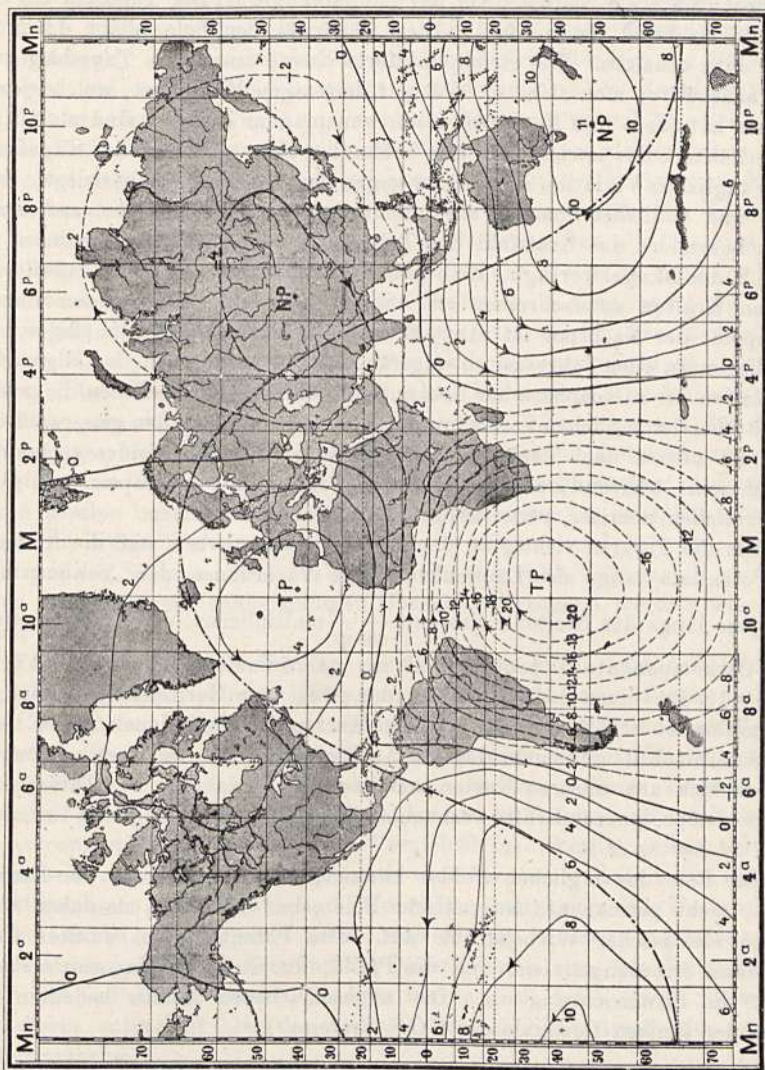
und 417). Der Hauptunterschied gegen die vorige Aufgabe ist der, daß von vornherein anzunehmen ist, daß ein Teil der wirksamen Kräfte innerhalb, ein Teil außerhalb der Erdrinde zu suchen ist.

Gauss selbst gab nur die Anweisung. Der erste, der eine Berechnung ausführte, war A. Schuster ¹⁾, seine Ergebnisse sind dann von Bezold ²⁾

¹⁾ A. Schuster, Phil. Trans. London (1889) u. (1908). — ²⁾ W. v. Bezold, Berl. Sitzber. (1897) u. Ges. Abhandlungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn (1906).

einer weiteren Deutung und Diskussion unterworfen worden. Die erste vollständig nach Gauss' Anleitung auf ein größeres Material aufgebaute Rechnung wurde von Fritsche¹⁾ durchgeführt. Nach ihren Ergebnissen²⁾ stellen die Fig. 1218 bis 1219 das Feld der täglichen Variation dar, und zwar für innere und äußere Kräfte gemeinsam, sowie für den nördlichen und südlichen

Fig. 1216. Südlicher Sommer.



Linien gleichen Potentials der täglichen Variation des Erdmagnetismus.

Sommer. Es sei vorweg bemerkt, daß der Hauptteil der Variationen seine Ursache außerhalb der Erdrinde hat, ein nicht viel kleinerer Teil aber auch in den obersten Schichten der Erdrinde selbst. Allein letztere Kräfte sind wohl nur von den äußeren induzierte, sie stammen selbst wieder von außen.

¹⁾ H. Fritsche, Autographie. St. Petersburg (1902) u. Riga (1913). — ²⁾ Nach A. Nippoldt, Meteorol. Zeitschr. 25, 97 (1908).

Die dargestellten Kurven sind Linien gleichen magnetischen Potentials des täglichen Feldes. Es steht im Raume fest, die Erde dreht sich unter ihm von West nach Ost. Die Darstellung gilt für den Moment des mittleren Mittags in Greenwich. Für diesen Moment steht im nördlichen Sommer in 30° n. Br. und bei 10^a ein Tagespol (T.P.), ein Nordpol, bei 6^p ein Nachtpol (N.P.), ein Südpol. Auf der Südhalbkugel ist der Tagespol ein Südpol, der Nachtpol ein Nordpol. Diese Polarität der Pole bleibt durch das ganze Jahr erhalten. Die strichpunktierte Kurve trennt die Tageshälfte von der Nachthälfte; man sieht so, daß auf derjenigen Halbkugel, welche jeweils Sommer hat, Tag- und Nachtpol weiter voneinander entfernt sind als auf der Winterhälfte. Das spricht den uns bekannten Satz aus, daß der Tagesanteil in der täglichen Variation im Sommer gegen den Nachtanteil überwiegt. Nördlicher und südlicher Sommer sind nicht durchaus Spiegelbilder zueinander, indem besonders das Kraftfeld des Tagespols des nördlichen Sommers weit in die Südhalbkugel vorragt. Eine genauere Untersuchung zeigt, daß dies den inneren Kräften zuzuschreiben ist. Stark ausgebildet sind immer nur die Tagespole, der Nachtpol ist also auf unseren Karten ungleichmäßiger. Die Pole liegen zu allen Jahreszeiten ungefähr im Gebiet der von der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre her bekannten Roßbreiten. Hier finden die größten Amplituden der täglichen Variation statt. Beiderseits nach den geographischen Polen zu müssen nach den Karten die täglichen Gänge einander geometrisch ähnlich sein, während dazwischen in den Tropen und Subtropen, wenigstens im nördlichen Sommer, verwickeltere Verhältnisse herrschen.

Um die Figuren richtig zu deuten, ist hervorzuheben, daß die Änderung des Potentials längs der Längengrade die Variationen der X -Komponente gibt, jene längs der Breitenkreise, mit $\frac{1}{\cos \varphi}$ multipliziert, den Änderungen der West-Ostkomponente Y proportional ist. Entnimmt man aus den Figuren des § 418 für einen beliebigen Ort den Wert der Horizontalintensität und Deklination, so erhält man aus unseren Karten die Variationen dieser beiden Elemente, nach den Formeln des § 415. Die Variationen der Vertikalintensität ergeben sich aus unseren Karten unmittelbar, wenn man die Tatsache der Nebenexistenz innerer Kräfte vernachlässigt, indem in Analogie zu Formel 11, § 417 $\Delta Z = p \Delta V$.

Die Pole des täglichen Feldes können, da sie außerhalb der Erdrinde liegen, nicht permanente magnetische Pole sein. Man faßt sie daher als die Achsen elektrischer Wirbelströme auf. Die Potentiallinien unseres Feldes sind dann Strömungslinien, und die Pfeile, die in sie hineingezeichnet sind, geben die Stromrichtung an. Die angeschriebenen Ziffern bedeuten Einheiten der fünften Dezimale des CGS-Systems¹⁾.

§ 429. Die Störungen. Bisher hatten wir es nur mit dem Verlaufe der erdmagnetischen Variationen zu tun, welcher sich im Mittel aus mehreren Tagen berechnete. Es gibt nun in unseren und in niederen Breiten viele Tage, wo der tatsächliche Verlauf fast ebenso glatt vor sich geht als der errechnete mittlere. Man nennt solche Tage daher auch ruhige Tage. Zwischen

¹⁾ Zu einer weiteren Vertiefung in das Verständnis der Theorie des Feldes der täglichen Variation sei das Studium W. v. Bezolds „Gesammelter Schriften“, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, empfohlen.

diesen treten aber immer wieder solche auf, an denen erhebliche Abweichungen teils stundenweise, teils den ganzen Tag bestehen; man sieht sie als fremdartige Abweichungen von dem ruhigen, gern als normal bezeichneten an und nennt sie daher „gestörte“ Tage.

Will man im einzelnen unterscheiden, ob eine Störung vorliegt oder nur ein etwas bewegter Tag, so stößt man sehr oft auf Schwierigkeiten und die persönliche Auffassung tritt ins Spiel. Dieses persönliche Moment wird am besten gezügelt, indem man das Relative im Begriff Störung zur Definition heranzieht und sagt: „Ein Verlauf ist gestört gegenüber dem noch als ruhig anzusehenden Zustande vorher, wenn sein Charakter ein anderer geworden ist, d. h. wenn Anzahl und Größe der Oszillationen sich geändert hat“. Es ist nämlich nicht so sehr die Abweichung vom mittleren Verlaufe ein Kennzeichen des gestörten Wertes, als vielmehr die innere Unruhe der Variation.

Um diesen „Charakter“ zahlenmäßig zu fassen, geben alle Observatorien jedem Tage nach Art seiner Variationen eine der Noten 0, 1, 2. Diese Zahlen werden vierteljahrsweise an eine Zentralstelle eingesandt, die dann imstande ist, durch Mittelbildung über alle Observatorien das magnetische Verhalten eines jeden Tages für die ganze Erde mit einer Zahl zu charakterisieren. Aus diesen Zahlen hat sich schon eine ganze Anzahl von sachlichen Schlüssen ziehen lassen. Noch weiter geht Bidlingmaier¹⁾, der durch ein objektives Maß den Energieinhalt der Variationen feststellt und z. B. dartun konnte, daß die Störungstätigkeit des Erdmagnetismus in 1 cm in unseren Breiten im Jahresmittel $4 \cdot 10^{-11}$ erg erzeugt; das entspricht für die ganze Erde einem Werte von $15 \cdot 10^8$ gr-cal oder so viel Energie, als die Sonne in einer Sekunde auf 3 km^2 senkrecht einstrahlt. Andere Ergebnisse solcher zunächst rein zahlenmäßiger Charakterisierungen werden wir noch kennen lernen.

Eine voll ausgebildete Störung zeigt drei Abschnitte: die Zeit höchster Tätigkeit, ein Gebiet lebhafter Bewegung vorher, und das Abflauen nachher. In der Zeit höchster Tätigkeit scheint oft das Bild gänzlich unübersichtlich, während in den Abschnitten vor- und nachher sich oft aus allen den vielen Einzeloszillationen ähnliche, wiederkehrende Wellen größerer Periode herauschälen lassen, die man dann bei genauerem Zusehen oft auch in der Hauptstörung wiedererkennen kann. Vergleicht man Störungen benachbarter Observatorien, so sind meist der erste und der letzte Anteil einander an beiden Orten sehr ähnlich, während in der Haupttätigkeit starke Unterschiede bestehen können. Dies spricht dafür, daß für den Anfangs- und Schlußteil die Verschiedenheit der Entfernung der Observatorien vom Sitz der störenden Kraft nicht in Betracht kommt, dagegen für den Teil der höchsten Entwicklung; dieser entspricht also der Zeit der größten Nähe der Station an der Störungsursache.

Viele, jedenfalls die meisten der großen Störungen zeigen einen plötzlichen Ausbruch, andere einen allmählichen; zwischen diesen beiden Klassen scheint ein wesentlicher Unterschied zu bestehen, indem sie in ihrer jährlichen Häufigkeit ganz verschiedenen Gesetzen folgen. Die Störung trifft meistens die beiden horizontalen Elemente ziemlich gleichmäßig, wogegen die Vertikal-

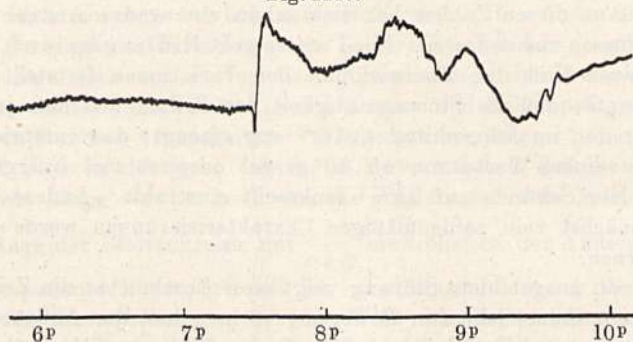
¹⁾ F. Bidlingmaier, *Ergebn. d. magn. Beob. Wilhelmshaven. N.F. Heft 2.* Berlin, E. S. Mittler & Sohn (1913).

intensität oft ein besonderes Bild zeigt, indem bei ihr die Zeit der Hauptstörung sich sehr stark von den beiden anderen Abschnitten abhebt.

Fig. 1217 läßt einen typischen Störungsausbruch erkennen. Bis 7^h 36^m etwa sehen wir ein Stück des vorangegangenen ruhigen Verlaufs, um diese Zeit setzt zunächst eine etwa 1¹/₂ Minuten dauernde Verkleinerung stoßweise ein, die sofort in einen noch stärkeren Anstieg übergeht, dem nun der erste Abschnitt der Störung folgt. Diese Störungsausbrüche verlaufen an demselben Orte, wenn sie auftreten, immer in ähnlicher Art; untersucht man die Richtung, aus welcher der störende Stoß kommt, so findet man, daß sie für ein und denselben Ort nur wenig schwankt und daß die Richtungen verschiedener Observatorien nach einem Punkt in der Nähe der Pole konvergieren. Eine weitere Eigentümlichkeit dieser Störungsausbrüche ist die, daß sie auf der ganzen Erde zum absolut gleichen Zeitpunkt auftreten.

Ist eine Störung beendet, was ganz allmählich geschieht, so bleibt in allen Elementen eine für die nächsten Tage andauernde Verschiebung der absoluten Beträge gegen ihre Werte zur Zeit vor dem Eintreten der Störung übrig. Den Betrag dieser Differenz nennt man die „Nachstörung“. Berechnet

Fig. 1217.



man aus den Nachstörungsbeträgen ΔD und ΔH nach den Formeln des § 415 den Nachstörungsvektor h und seinen Azimut δ , so findet man für jedes Observatorium wiederum einen charakteristischen Betrag, und die Gesamtheit aller Vektoren konvergiert wiederum nach einem Punkte in der Nähe der magnetischen Pole.

Störungstypen. Eine magnetische Störung muß immer die ganze Erde betreffen, kann aber natürlich so schwach sein, daß sie nur auf einem engen Gebiet meßbare Variationen hervorruft. Die in diesem Sinne räumlich kleinsten Störungen sind auf Stromwirbel zurückzuführen, die einige Kilometer Durchmesser haben; z. B. wirkt eine jede totale Sonnenfinsternis mit einem Wirbel, der nur wenig breiter ist als der Totalitätsstreifen¹⁾. Solche Wirbel verschieben sich über die Erdoberfläche. Die Störungen teilt Birkeland²⁾ in zwei Haupttypen ein, die äquatoriellen und die polaren. Erstere haben ihre größte Stärke um den Äquator und treten dort an allen Orten in den einzelnen Schwankungen zu gleicher Zeit ein. Nach den Polen zu nehmen sie sehr rasch ab. Der verursachende Strom muß daher fast ganz

¹⁾ A. Nippoldt, Phys. Zeitschr. 7, 242 (1906). — ²⁾ Kr. Birkeland, On the cause of magnetic storms, Vol. I u. II. Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902/03. Christiania, H. Aschehoug (1909) u. (1913).

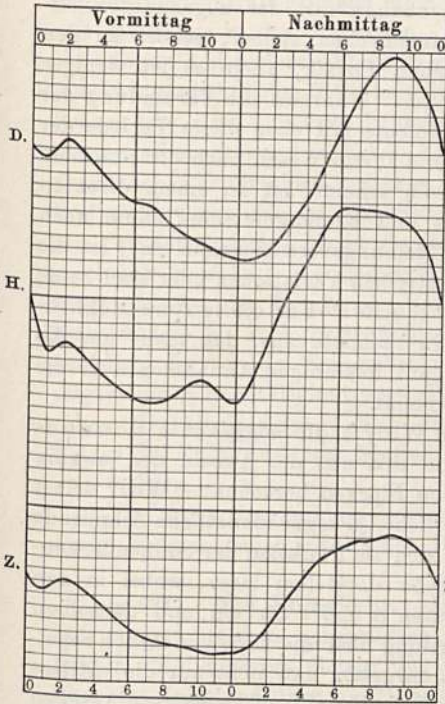
in der Äquatorebene verlaufen (vgl. § 432 unter Ringstrom). Die polaren Störungen sind durch Stromwirbel erzeugt, die um eine Achse rotieren, bzw. sofern man sie als eben annimmt, um Pole und tragen daher ihren Namen. Sie treten irgendwo auf einer der beiden Hemisphären auf. Daneben hat Birkeland noch einige Typen unterschieden, die aus der Vereinigung zweier gleichzeitig bestehender Wirbel zu erklären sind. Wesentlich ist aber nur die tatsächliche Feststellung des grundsätzlichen Unterschieds zwischen äquatoriellen und anderen Störungen.

Die Störungen sind nicht zu allen Zeiten gleich häufig, sondern sehr deutlich ausgesprochenen Schwankungen der Häufigkeit unterworfen.

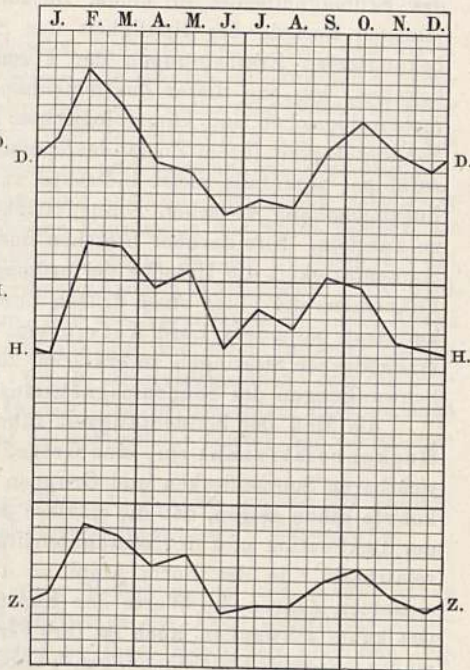
Zunächst sind nicht alle Tagesstunden gleich häufig gestört, sondern, wie Fig. 1218 zeigt, in allen Elementen die Abendstunden bevorzugt. Sodann

Fig. 1218.

Fig. 1219.



2P = 5 Störungen.



2P = 5 Störungen.

ist ein ausgesprochener jährlicher Gang der Häufigkeit festzustellen, wie Fig. 1219 bekundet. Während der tägliche Gang ein einwelliger ist, scheint der jährliche ein zweiwelliger zu sein. Genauere Untersuchungen haben dargetan, daß die größte Häufigkeit etwa zwei bis drei Wochen vor dem Frühjahrs- und ebensoviel nach dem Herbstäquinoktium herrscht (nicht, wie früher oft behauptet, zu den Tag- und Nachtgleichen selbst). Die Minima fallen mit den Solstitien zusammen.

Früh entdeckt wurde schon das Auftreten der elfjährigen, genauer der 11,8jährigen Periode der Sonnenfleckenhäufigkeit in den Störungszahlen, und seit einigen Jahren ist als eine reelle, d.h. nicht bloß der Rechnung nach bestehende Periode, die Dauer der synodischen Rotation der Sonne nach-

gewiesen worden. Dies führt zur Erkenntnis der engen Verbindung der erdmagnetischen Störungen — und in der Folge auch des ruhigen Ganges — mit der Sonnentätigkeit und hat den richtigen Weg zur Erforschung des eigentlichen Wesens der täglichen Variationen eröffnet. Wir wollen uns hiermit näher befassen. —

Die mittlere maximale Amplitude einer Störung beträgt in unseren Gegenden rund 300γ ($3 \cdot 10^{-3} I$) in Intensität und 1° in Deklination. Die größten Störungen brachten in Potsdam 1000γ , bzw. 3° . Die größte Änderungsgeschwindigkeit war 4γ auf die Minute. In Polnähe verdoppeln sich die Beträge in Feldstärke und können in der Richtung des Feldes natürlich jeden Wert annehmen.

§ 430. Sonnentätigkeit und Erdmagnetismus. Daß die Variationen des Erdmagnetismus in einem Zusammenhange mit der sogenannten elfjährigen Periode der Häufigkeit der Sonnenflecken stehen, gehört zu den bekanntesten Erscheinungen der kosmischen Physik, allein es ist weniger bekannt, wie eng dieser Zusammenhang ist. Während die Verbindung der meteorologischen und klimatologischen Elemente mit eben dieser Periode der Sonnentätigkeit ihrem Zustandekommen und ihrem Wesen nach oft eine bloß zufällige, jedenfalls meist indirekte zu sein scheint, ist an einem direkten Zusammenhang zwischen Sonnentätigkeit und Erdmagnetismus kaum noch zu zweifeln. Nur darüber bestehen noch Meinungsverschiedenheiten: Ist die Sonnentätigkeit die Ursache der erdmagnetischen Variationen oder sind beide Phänomene die Folge einer dritten Energiequelle? Für die letztere Möglichkeit trat besonders Lord Kelvin ein. Er rechnete aus, daß man, um die magnetischen Störungen zu erklären, zu ganz unsinnigen Annahmen über die Schwankungen des Sonnenmagnetismus kommt.

Als Maß der Sonnentätigkeit führte Wolf¹⁾ die sogenannte Sonnenfleckenrelativzahl ein, eine Größe, die sich aus der Anzahl der jeweilig sichtbaren Sonnenflecken und Gruppen von Flecken berechnet. Wolf selbst konnte schon zeigen, daß die mittlere jährliche, ja sogar monatliche Amplitude der Deklination und Horizontalintensität sich als Funktion der Sonnenfleckenrelativzahl r in der Form $\text{Ampl.} = a + br$ darstellen lasse, wobei in den einzelnen Jahren die Werte der Konstanten a und b für ein und denselben Ort kaum schwanken, auch ist ihre Verteilung über die Erde ersichtlich regelmäßig. Spätere Untersuchungen²⁾ haben dargetan, daß nicht nur die mittlere Amplitude, sondern überhaupt der ganze Verlauf sich aus diesen zwei Anteilen zusammensetzt: einem von der Sonnentätigkeit unabhängigen und einem ihrem Maß r proportionalen. Wie Ellis³⁾ zeigen konnte, ist die Beziehung zur Sonnentätigkeit sogar so ausgeprägt, daß die Längen der verschiedenen bis jetzt beobachteten elfjährigen Perioden einerseits bei der Sonne und andererseits beim Erdmagnetismus ganz dieselben Schwankungen vollführen, wie folgende Zahlen dartun:

Periodenlänge a) aus den Sonnenflecken, b) aus dem Erdmagnetismus:

a)	12,55	11,85	11,40	10,45	11,30	13,05	10,90	9,85	Jahre
b)	12,50	12,00	11,20	10,50	11,80	13,40	11,20	10,00	„

¹⁾ R. Wolf, London (1872). — ²⁾ Ad. Schmidt, Wien. Sitzber. 97, 734 (1888). — ³⁾ W. Ellis, Month. Not. 65, 520, 720 (1905).

Nach diesem rein statistischen Verfahren ging man dazu über, einzelne Sonnenflecke für sich und ihren Einfluß auf den Erdmagnetismus, speziell auf die Störungen zu untersuchen. Als unumstrittenes Resultat hat sich dabei ergeben, daß keine quantitative Beziehung zwischen der Größe des Störungsherd auf der Sonne und der Größe der magnetischen Störung auf der Erde besteht, sondern nur eine qualitative.

Im übrigen hat sich ergeben, daß es nicht einerlei ist, wo auf der Sonne sich der Störungsherd befindet, indem er, wenn er wirksam wird, in der nächsten Nähe des Zentralmeridians der Sonne sich befinden muß. Die Ausstrahlung der Störung findet demnach nicht in Form räumlicher Wellen statt, wie Licht und Wärme, sondern in relativ schmalen Strahlenbündeln. Einzelne dem noch entgegenstehende Ansichten werden sich bei einer sachgemäßen Umgrenzung des Begriffs Störung als nicht haltbar erweisen. Die Bevorzugung des Zentralmeridians erklärt das Auftreten der synodischen Umlaufzeit der Sonne in den Störungen.

So steht die Mehrzahl der Geophysiker heute auf dem Boden, daß wir in der außergewöhnlichen Tätigkeit der Sonne, wie sie sich im einzelnen Sonnenflecken bzw. einer einzelnen Fackel bekundet, die Ursache zum Entstehen einer magnetischen Störung erblicken dürfen und da, wie wir § 426 gesehen, ein wesentlicher Unterschied zwischen gestörtem und sogenanntem normalen Verlauf nicht vorhanden ist, hinwiederum aber auch ein allmählicher Übergang von der Sonnenfackel bis zu den kleinsten Eruptionen der Sonne besteht, so erscheint überhaupt die Sonnentätigkeit in ihrem ganzen Umfange als die Hauptursache des Entstehens der erdmagnetischen Variationen. Es wird insbesondere so auch begreiflich sein, daß die Variationen in einen Anteil zerfallen, der von der Sonnenfleckenanzahl abhängt und einen anderen, der die allgemeine Sonnentätigkeit vorstellt. Es ist selbstverständlich, daß die irdischen Verhältnisse (vor allem die Gestalt des permanenten magnetischen Feldes der Erde) auch von Einfluß auf die schließliche Gestalt der Variationen sein werden.

Ehe wir weiter auf die Störungen eingehen können, müssen wir uns mit einem anderen geophysikalischen Phänomen befassen, den Polarlichtern.

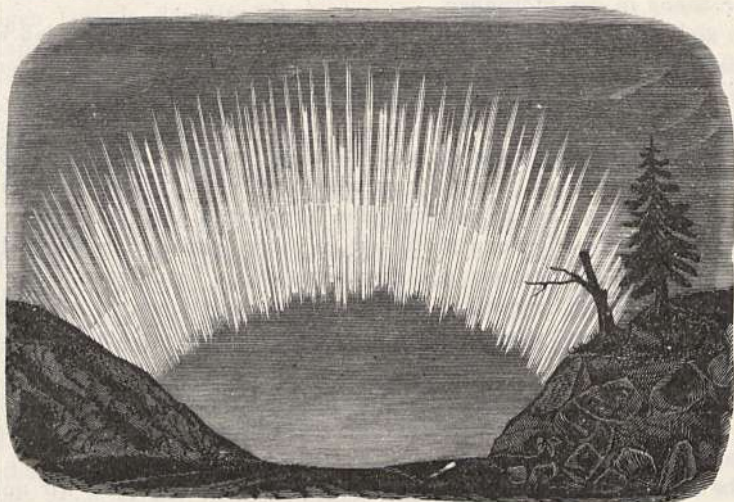
§ 431. Das Polarlicht. In enger Beziehung zu den magnetischen Störungen und dem beharrlichen Magnetismus der Erde stehen die Polarlichter. Zu ersteren, indem die Verteilung ihrer Häufigkeit über den Tag, über das Jahr und über die Periode von 11 Jahren dieselbe ist, wie bei den Störungen, zu letzterem, indem ohne das magnetische Feld der Erde keine Polarlichter zustande kämen.

Die Verteilung der Nordlichter, d. h. der auf der nördlichen Halbkugel beobachteten Polarlichter, über die Erdoberfläche, ist gut bekannt. Danach gibt es eine ellipsenförmige Zone maximaler Häufigkeit, die den geographischen und magnetischen Pol umrahmt: ihr Zentrum heißt der „Nordlichtpol“. Innerhalb der Ellipse ist die Häufigkeit geringer, wenn auch immerhin noch groß, nach außen hin nimmt sie sehr rasch ab. Der Ring maximaler Häufigkeit weist etwa 100 Nordlichter im Jahre auf; in Deutschland sind es nur noch im Mittel zwei im Jahre, in Südeuropa eins in zehn Jahren. Die Zahlen beziehen sich jedoch auf die trotz Mondlicht, Abenddämmerung und Bewölkung gesehenen. Der wirklich vorhanden gewesen

dürften es bedeutend mehr sein. Bei den Südlichtern ist der geringen Kontinentbedeckung der Südhalbkugel wegen die geographische Verteilung nur angenähert bekannt; danach scheint der Südlichtpol dem südlichen magnetischen Pol sehr nahe zu liegen.

Der Ablauf des Phänomens läßt sich schon wegen der Vielfältigkeit der Formen schwer beschreiben. Mit Beginn der Dämmerung zeigt sich der Himmel im Norden eigentümlich beleuchtet. Über einem dunklen bogenförmigen Abschnitt, dem „dunklen Segment“, welches jedoch die helleren Sterne hindurchschimmern läßt, bildet sich ein weißlicher Bogen. Etwas später erheben sich über diesem Bogen ausgebreitete Massen, welche das Ansehen von gefiederten Wolken haben, die in prächtigen Farben, bald rosenrot, bald grünlichgelb leuchten. Diese Massen bilden einen mehr oder weniger vollständigen Bogen, der sich immer höher gegen das Zenit erhebt. Nach einiger Zeit entsteht auf diesem

Fig. 1220.

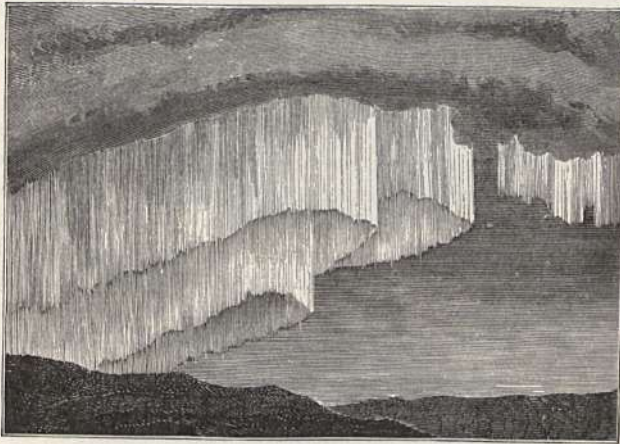


Hintergrunde ein System von Strahlen, welche durch größeren Glanz und hellere Farben hervortreten. Diese Strahlen konvergieren sämtlich gegen denselben Punkt am Firmamente, der zusammenfällt mit jenem, gegen welchen die Inklinationnadel gerichtet ist. Höchst eigentümlich ist dabei eine wogende Bewegung; der Glanz der Strahlen wächst nämlich der Reihe nach von einem Ende des Bogens zum anderen, und zwar meist in der Richtung von West nach Ost. Die Strahlen verlängern und verkürzen sich: verblässen oder verschwinden ganz und kehren wieder. Erreichen sie ihre volle Ausbildung, so entsteht die sogenannte „Krone“. Das ist ein förmlicher Kranz konvergierender Strahlen, welcher jedoch sehr veränderlich ist und selten länger andauert. Inzwischen färbt sich manchmal der übrige Himmel in rotem, grünem und gelbem Lichte, bis endlich die Erscheinung nach mehrmaligem Wiederkommen gegen Mitternacht verblaßt und allmählich verschwindet. Im hohen Norden wird die Lage der Strahlenbündel eine andere; es erscheint der Lichtbogen oft als ein langes Strahlenband, welches sich windet und biegt wie eine Schlange oder eine vom Winde bewegte Fahne. Im ganzen unterscheidet man sieben Formen: Bogen, Fäden, Strahlen, Bänder, die

Krone, das Draperienordlicht und den Polarlichtdunst. Die vierte bis sechste Form ist bei uns sehr selten. Der Polarlichtdunst zeigt sich bei uns viel häufiger, als man bis vor kurzem annahm, er verrät sich durch das Auftreten der Polarlichtlinie im Spektrum des nächtlichen Himmelslichtes. In der Zone größter Häufigkeit bekundet sich das Vorhandensein von Polarlichtern, sei es durch das Auftreten der Polarlichtlinie im Spektrum, sei es, daß sie direkt sichtbar werden, auch schon in den untersten Schichten der Atmosphäre, besonders an Bergspitzen. Solche niedrige Polarlichter haben die Natur von Glimmentladungen, d. h. gehören in die Kategorie des Elmsfeuers.

In den Polargegenden gibt es Nordlichter, welche nur auf engem Gebiete sichtbar sind, oft aber erstreckt sich die Erscheinung über einen größeren Teil der Erde, und häufig werden gleichzeitig mit den Nordlichtern unserer Halbkugel Südlichter auf der Südhalbkugel festgestellt; dies ist insbesondere dann der Fall, wenn gleichzeitig eine sehr heftige magnetische Störung da

Fig. 1221.



ist. Je näher man der Zone größter Häufigkeit kommt, desto weniger Tage im Jahre gehen ohne Polarlichterscheinung vorüber. Im ganzen folgt die Häufigkeit der Polarlichter in ihrem täglichen und jährlichen Gange und ebenso in der 11,8 jährigen Periode der Sonnentätigkeit denselben Gesetzen wie die Störungshäufigkeit am gleichen Orte. Die früher viel besprochene Frage, ob die Polarlichter die Ursache der magnetischen Störungen seien oder die Verbindung umgekehrt sei, ist dahin zu beantworten, daß beide unmittelbar Erscheinungen der Sonnentätigkeit sind und nur mittelbar sich gegenseitig beeinflussen.

In mittleren Breiten sind die einzelnen Nordlichtformen ziemlich genau magnetisch eingestellt; so befindet sich der Scheitel der Bogen meist im magnetischen Meridian. In höheren Breiten wird die Einstellung im Azimut immer unsicherer, dagegen ist der Ort der hier häufigen Krone nur ganz geringen Schwankungen unterworfen. Er ist nicht weit vom magnetischen Zenit gelegen, d. h. jenem Punkte, wo die verlängerte Richtung der Inklinationnadel die Himmelskugel trifft. Da das Polarlicht sich meist hoch über der Erde abspielt, die magnetischen Meridiane und Kraftlinien unseren Planeten

aber in starken Krümmungen umlaufen, und die Deklinations- und Inklinationsrichtungen auf der Erdoberfläche nur Tangenten an diese Linien abgeben, so kann das Polarlicht nie genau nach den D - und I -Werten an der Oberfläche orientiert sein.

Die Lichtstärke des Polarlichtes ist nicht sehr groß. Dies bringt es naturgemäß mit sich, daß die Dauer der Sichtbarkeit sehr von dem Stande und Alter des Mondes und von dem Stande der Sonne abhängt, was bei der Ermittlung der Häufigkeitsschwankungen beachtet werden muß.

Diese geringe Lichtstärke hat lange Zeit alle Versuche fehlschlagen lassen, Polarlichter zu photographieren. Die erste Aufnahme gelang 1892 [Baschin und Brendel¹⁾], zeigt aber, der langen Belichtungszeit entsprechend, recht verwaschene Ränder. In den letzten Jahren aber erreichte es Störmer²⁾, schon mit Belichtungszeiten von einigen Bruchteilen der Sekunde deutliche Bilder zu erhalten. Er verwandte seine Kunst sofort zur Lösung eines der bis dahin schwierigsten Probleme, der Frage nach der Höhe der Polarlichter über der Erdoberfläche. Früher hatte man schon durch Anvisieren einer bestimmten Stelle des Polarlichtes mittels zweier Theodolite versucht, die Höhe des betreffenden Punktes zu berechnen, wobei natürlich die Entfernung der beiden Winkelmeßapparate voneinander bekannt sein mußte. Das Ergebnis war überraschend, indem man Werte von 20 bis 200 km, ja sogar noch solche darüber hinaus fand, so daß man an der Zuverlässigkeit der Messungen zweifelte. Störmer ersetzte die Winkelmeßinstrumente durch zwei photographische Apparate besonderer Lichtstärke und Plattenempfindlichkeit. Von beiden Orten aus erhielt er Bilder desselben Nordlichtes und zugleich der dahinter befindlichen Sterne. Natürlich lag das Polarlichtbild auf jeder der beiden Platten zu denselben Sternen anders; aus dieser „parallaktischen Verschiebung“ kann man berechnen, in welcher Höhe sich das Polarlicht abspielte. Unsere Fig. 1222 u. 1223 zeigen eine solche Aufnahme; als Vergleichssterne bietet sich hier die Venus. Während sie von Korsnes aus mitten in das Lichtband hineinfällt, sieht man sie in Bossekop weit links davon. Man kann auch recht schön die Helligkeit des Polarlichtes mit jener des Planeten vergleichen. Die oberen Teile im Bilde zeigen, weil sie höher vom Horizont stehen, auf beiden Platten größere Verschiedenheiten als die unteren. Abgesehen von einigen Nebenlichtern stellt der Hauptteil eine Draperie dar, d. h. ein vorhangartiges Gebilde, das ohne oberen scharfen Rand nebelhaft vom Unendlichen herabzufallen scheint, aber nach unten recht scharf begrenzt ist. Der scharfe Rand ist durch die rechte Grenze zwischen Hell und Dunkel gegeben; die helle Fläche selbst muß man sich vertikal vorstellen; das Draperienordlicht ist also nur ganz dünn.

Die erste aus nur wenigen Tagen im Frühjahr 1910 stammende Beobachtungsreihe lieferte Polarlichthöhen von 38 bis 368 km, bestätigte also die mit den alten Verfahren erhaltenen Werte. Darüber hinaus konnte Störmer aber noch dartun, daß in verschiedenen Höhen die Nordlichter nicht in gleicher Zahl auftreten. Es ergab sich folgende Übersicht:

Verteilung der Polarlichter in der Höhe.							
$h =$	0—50	50—100	100—150	150—200	200—250	250—300	300—400 km
Anzahl . .	7	31	62	24	6	5	2

¹⁾ O. Baschin, Meteorol. Zeitschr. 17, 278 (1900). — ²⁾ K. Störmer, Vidensk. Skrifter, Nr. 17. Kristiania (1911).

Nordlichtdraperien mit der Venus am 14. März 1913, S^h 27^m.

Fig 1222.



Photographiert von Bossekop aus.

Müller-Pouillet-Pfaundler. IV.

Fig. 1223.



Photographiert von Store Korsnes aus.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Die überwiegende Mehrzahl aller Polarlichter trat in Höhen von 50 bis 200 km auf; das Maximum liegt bei 110 bis 120 km mit 23. Allerdings ist die Gesamtzahl für weitergehende quantitative Schlüsse noch zu gering, aber die Tatsache, daß es bei 115 km eine Maximalzahl gibt, ist doch gut genug festgestellt. Wir werden später ihre Bedeutung bei der Frage nach der Natur der wirksamen Strahlung noch erkennen.

Spektrum des Polarlichts. Die geringe Lichtstärke der Polarlichter ist auch die Ursache dafür, daß wir noch keine sehr genaue Kenntnis des Spektrums besitzen. Mit Sicherheit und in jedem Falle findet sich nur die schon angeführte Linie von 557μ . Zeigt irgend ein Lichtschein im Spektroskop diese Linie, so darf man ihn als ein Nord- oder Südlicht ansprechen. Sie muß zugleich die Hauptlinie eines Gases sein, das noch leichter als Wasserstoff ist, denn Wasserstoff selbst besitzt diese Spektrallinie nicht und ist doch in jenen Höhen von 115 km, in welchen Störmer die meisten Polarlichter fand, nach Hanns Rechnung (vgl. Bd. III, 4. Buch, § 224) schon fast 100 Proz. der Gesamtmasse. A. Wegener¹⁾ schließt daher auf ein neues Gas vom Molekulargewicht 0,4, das er „Geocoronium“ benennt. Für jene Höhe von 115 km findet er etwa 63 Vol.-Proz. Wasserstoff, 34 Proz. Geocoronium und 3 Proz. Helium. In etwa 180 km stehen 50 Proz. Wasserstoff gerade 50 Proz. Geocoronium gegenüber; in höheren Höhen überwiegt das letztere immer mehr. Hiermit in Einklang steht, daß Polarlichter, je tiefer sie eindringen, desto mehr Wasserstofflinien zeigen. Von 100 km an nach unten treten dann vor allem die Stickstofflinien auf. Den Prüfstein für diese Anschauung bilden gleichzeitige photographische Aufnahmen der Nordlichtlinien und der Höhe, was noch eine Aufgabe der Zukunft ist. Das Zusammenfallen der Nordlichtlinie 557μ mit einer der Hauptlinien des Kryptonpektrums muß als zufällig angesehen werden, denn wenn Krypton in der Atmosphäre vorhanden ist, kann es sich seines hohen Molekulargewichts (83) wegen nur in den alleruntersten Schichten ansammeln. Immerhin muß festgestellt werden, daß außer dieser einen noch 12 andere Kryptonlinien mit Nordlichtlinien nahe zusammenfallen. Genügend verbürgt sind im ganzen 47 Linien im Polarlichtspektrum²⁾.

§ 432. Die Elektronentheorie des Polarlichts. Die Tatsache, daß das Polarlichtspektrum ein Linienspektrum ist, beweist, daß dies Licht von glühenden Gasen ausgesendet wird. In dem Kapitel XII des vorliegenden Bandes haben wir als Ursache des Leuchtens hochverdünnter Gase in lumineszierenden Röhren die Absorption der den Raum durchdringenden Kathoden- und Anodenstrahlung kennen gelernt. Sobald man in der Erkenntnis des Wesens der Lichterscheinungen in verdünnten Gasen so weit vorgeschritten war, tauchte auch die Vermutung auf, daß man es bei dem Polarlicht mit nichts anderem zu tun habe. Die Quelle der wirksamen Strahlung müßte dabei außerirdisch sein; denn es ist ihr unmöglich, etwa von der Erde aus die dichte Luft bis in jene Höhen zu durchdringen. Die schon bekannten Zusammenhänge der erdmagnetischen Störungen mit der Sonnentätigkeit lenkten den Blick auf die Sonne als Quell der Strahlung.

¹⁾ A. Wegener, *Thermodyn. d. Atm.*, 47 u. ff. Leipzig, A. Barth (1910).

²⁾ Vgl. H. Kayser, *Handb. d. Spektroskopie* 5, 47—58. Leipzig, S. Hirzel (1911).

Birkeland¹⁾ kam so auf den Gedanken, durch Nachahmung der Natur im kleinen den Einfluß des Erdmagneten auf eine Kathodenstrahlung zu untersuchen. Er brachte in einen luftdicht abzuschließenden Glaskasten von großem Rauminhalt eine Kugel, deren Oberfläche er mit Baryum-Platincyanür bestrich. Der Kern der Kugel bestand aus einem Eisenstück, das eine solche Gestalt hatte, daß ein dem inhomogenen Erdfeld ähnliches Magnetfeld entstand, sobald der Eisenkern magnetisiert wurde. Dies geschah durch einen Strom beliebiger Stärke, der von außen zugeführt, Windungen durchlief, die in dem übrigen Teil der Kugel eingebettet waren. Die Kugel ist so eine Nachahmung der Erde, eine Terrella. Solange kein Strom diese Terrella umlief, solange leuchtete nur die der Kathode zugewandte Halbkugel auf, d. h. die Kathodenstrahlen durchwanderten den Raum ungestört. Sobald jedoch der Magnet erregt wurde, zog sich die leuchtende Fläche in einige schmale Stellen zusammen, ein Zeichen, daß die Strahlen abgelenkt worden waren. Indem er einen von außen beweglichen Pappstreifen, der ebenfalls mit Baryum-Platincyanür bestrichen war, rund um die Terrella herumführte, stellte er fest, daß sich in der Nähe der Pole keilförmige Lichtkegel gebildet hatten, und daß die hellen Stellen auf der Oberfläche der Terrella den Spitzen dieser Kegel entsprachen. Daneben fand sich ein leuchtender Ring in der Äquatorebene, dessen Projektion auf die Erdoberfläche, also deren Äquatorlinie, ebenfalls leuchtete. Die Lichtkegel sprach Birkeland als Nachahmungen der Polarlichter an, während der Ring zunächst in der Natur kein Gegenstück zu finden schien.

Diese Versuche, die für sich allein natürlich noch gar nicht beweiskräftig genug waren, gaben Störmer²⁾ den Anlaß, auf rein mathematischem Wege zu untersuchen, auf welchen Bahnen ein Kathodenstrahlteilchen, d. i. ein negativ geladenes Teilchen, wandert, das vom Unendlichen her kommt und in das Feld eines Elementarmagneten eintritt.

Daß ein Kathodenstrahl im magnetischen Felde eine Ablenkung erfahren kann, sahen wir Kapitel XII, bei § 315 f. und zwar gilt in einem homogenen Felde, daß ein Teilchen, das parallel den magnetischen Kraftlinien eintritt, keine Ablenkung erfährt, daß seine Bahn aber zu einem Kreise gebogen wird, wenn es senkrecht gegen die Kraftlinien wandert, und zwar ist der Radius r ,

$$r = \frac{m}{e} v \frac{1}{\mathfrak{H}} = \frac{c}{\mathfrak{H}} \quad [\text{vgl. Formel (16), § 320}],$$

worin e die Ladung, m die Masse, v die Geschwindigkeit des Teilchens längs seiner Bahn ist, und \mathfrak{H} die Feldstärke des Magneten an der betreffenden Stelle. Erstere drei Größen lassen sich zu einer für Strahlen gleicher Art identischen Konstanten zusammenziehen, der „Steifigkeit“. Fig. 1010 des § 319 vorliegenden Bandes zeigt eine solche Ringbildung; da es sich dort um langsame Kathodenstrahlung handelt, also v sehr klein ist, so ist auch der Radius des Kreises klein, namentlich da die dahinter sichtbare Spule ein beträchtliches Feld entwickeln kann. Tritt der Strahl schief ein, so entsteht eine Bahn, die sich aus der gleichmäßig fortschreitenden parallel den Kraftlinien und der kreisförmigen zusammensetzt, also im homogenen Feld eine Spirale von gleichmäßiger Schraubenhöhe. Ist das Feld jedoch inhomogen, so wird bei Annäherung an den Magneten \mathfrak{H} immer größer, r also

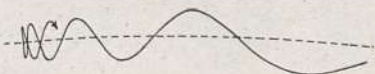
¹⁾ Kr. Birkeland, Expéd. Norv. 1899—1900. Christiania, J. Dybwad (1901).

²⁾ K. Störmer, Vidensk. Skrifter Nr. 3. Christiania (1904).

kleiner, die Spirale verengert sich und bekäme zunächst kegelförmige Gestalt. Je näher wir dem Magneten kommen, desto mehr krümmen sich aber die Kraftlinien und so entsteht eine Kegelschraube mit krummer Achse, wie sie uns die Fig. 992 des § 316 zeigt.

Auf diesen Fall der Kegelschraube mit krummer Achse lassen sich alle vorkommenden Bahnen zurückführen. Ist die Schraubenhöhe unendlich groß, so haben wir den Fall, daß das Teilchen überhaupt keine Rotation um die Kraftlinien ausführt, es wandert ihr parallel und gelangt so an einen der Pole des Elementarmagneten. Ist eine immer noch große Steighöhe vorhanden, so kann eventuell eine volle Umlaufung der Kraftlinie nicht eintreten, die Bahn windet sich um die Kraftlinie herum und endet ebenfalls

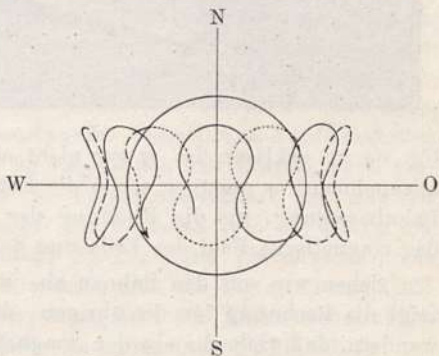
Fig. 1224.



in einem der Pole. Je größer der Rotationsanteil wird, desto öfter umschlingt die Bahn die Kraftlinie, bis schließlich für eine bestimmte Größe von \mathcal{S} Bahnen von solcher Bahngeschwindigkeit v vorkommen können, wo das Teilchen gezwungen wird, vor Erreichung des Pols umzukehren. Kam es vorher etwa in einer rechts gewundenen Kegelspirale dahergeflogen, so flieht es weg in einer linksgewundenen. Diesen Fall erläutert uns die Fig. 1224.

Da es, einmal im Bann des Magnetfeldes, die Kraftröhre nicht verlassen kann, innerhalb deren es nun einmal war, so wandert es zum anderen Magnetpol, wird dort wieder zurückgestoßen und ist so gezwungen, bis zur Erschöpfung der Energie zwischen beiden Magnetpolen zu oszillieren. An den der Erde zugewandten beiden Enden liegen die Bahnen am dichtesten, es entstehen hier Polarlichter. Wie man sieht, läßt sich so erklären, daß unter Umständen Nord- und Südlichter gleichzeitig vorhanden sein können.

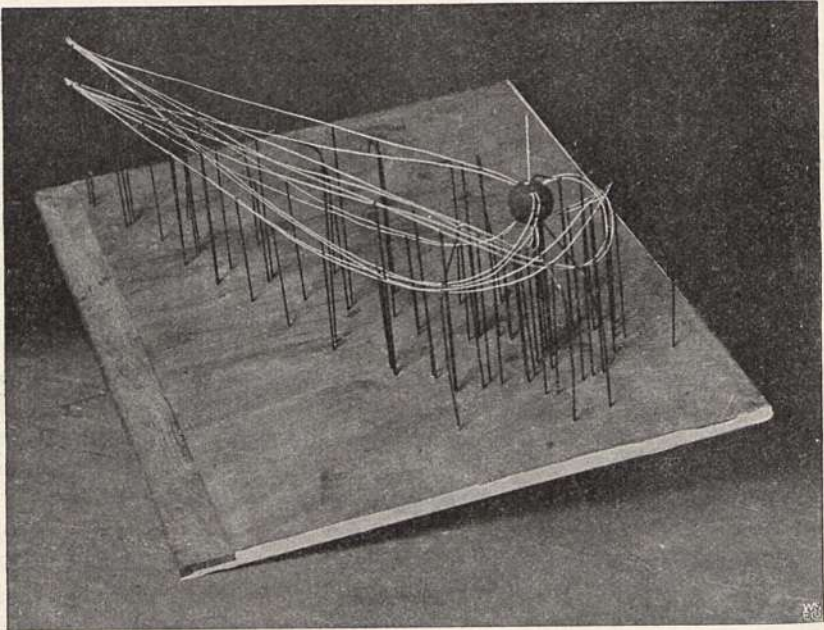
Fig. 1225.



Nehmen wir aber an, daß das Teilchen von Anfang an in der Ebene des magnetischen Äquators wanderte, so tritt der Sonderfall ein, daß sich die Spirale zum Kreis zusammenzieht, dessen Zentrum der Mittelpunkt des Magneten ist. Dies ist nichts anderes als der von Birkeland experimentell gefundene Ring um den Äquator. Ist die Richtung des Teilchens ein wenig geneigt gegen die Äquatorebene, so entsteht ein Abweichen der Bahn nach den Polen zu, so daß Bahnen von obenstehender Form (vgl. Fig. 1225) sich ausbilden können. Größere Neigungen lassen den Kreisanteil sich nicht mehr entwickeln und es entstehen dann Bahnen von der Form, wie sie untenstehende Fig. 1226 nach einem von Störmer angefertigten Drahtmodell zeigt. Sie bilden den Übergang zu den von uns zuerst besprochenen Kegelschrauben und sind mit den Lichtkeilen zu vergleichen, die Birkelands Versuch dargetan hat.

Die, übrigens recht mühselige Rechnung Störmers an Hand seiner Theorie hat noch zwei für uns wesentliche Ergebnisse gezeitigt. Das eine ist die Feststellung, daß die Mehrzahl der einwandernden Bahnen auf der Nachtseite eintritt, wie auch Fig. 1226 dartut, in der natürlich links die Sonne zu denken ist, und das andere ist die Erkenntnis, daß geringe Verschiedenheiten in der ursprünglichen Richtung der Teilchen genügen, um es zu gänzlich anders gestalteten Bahnen zu zwingen. Ersterer Umstand erklärt, daß die Polarlichter zu den Abend- und ersten Nachtstunden am häufigsten sind, letzterer bedingt die außerordentliche Beweglichkeit des Polarlichts.

Fig. 1226.



Um sie zu erklären ist es gar nicht nötig, Änderungen der Sonnentätigkeit anzunehmen; es genügen schon die Rotation der Sonne und Erde und deren Bahnbewegung, um die Richtung der austretenden Sonnenstrahlung gegen das magnetische Feld der Erde und damit die Art der Bahnen zu ändern.

Sehen wir von den Bahnen ab, welche den Magneten nicht treffen, so zeigt die Rechnung für die übrigen, daß sie nicht überall gleich dicht einwandern, daß vielmehr ein den magnetischen Pol umgebendes Band größter Dichte besteht. Unschwer erkennen wir in ihm die Zone maximaler Häufigkeit der Polarlichter wieder. Ihre Größe — also ihr in Bogengraden gemessener Durchmesser — ergibt sich aus der Steifigkeit der Strahlen. Für die Erde berechnet sich aus der bekannten Steifigkeit der nachfolgenden Strahlengattungen der Radius der Maximalzone zu

2 ^o ,3 bis 3 ^o ,4	bei Kathodenstrahlen.
4 ^o ,6 „ 5 ^o ,8	„ β -Strahlen des Ra,
16 ^o ,6 „ 18 ^o ,1	„ α -Strahlen des Ra,

während der beobachtete Wert etwa 20^0 ist. Dies bestimmte Vegard¹⁾, dafür einzutreten, daß das Polarlicht durch eine α -Strahlung, also positive Teilchen hervorgerufen werde. Allein Störmer²⁾ wies nach, daß die scheinbar größere Ablenkung durch eine Beeinflussung der Bahnen durch jenen äquatoriellen Außenstrom und sein magnetisches Feld erklärt wird.

Wenn die Strahlen auf ihrem Wege zum Erdmagneten in die Atmosphäre eindringen, werden sie natürlich absorbiert (vgl. § 329). Die Tiefe ihres Eindringens hängt von ihrer Geschwindigkeit im freien Raum ab. Umgekehrt läßt sich aus der Höhe des unteren Endes der Polarlichter rückwärts

die Geschwindigkeit ableiten, sofern man für $\frac{e}{m}$ Annahmen macht. Lenard³⁾

hat derartig, an Hand der oben erwähnten Störmerschen⁴⁾ Photographien der Nordlichter, bzw. aus der tiefsten Höhe von 38 km berechnet, daß Kathodenstrahlen ($e/m = 1,765 \cdot 10^7$, § 321) als Ursache gedacht, eine Geschwindigkeit von 0,99 der Lichtgeschwindigkeit verlangen müßten, also ganz anderer Art sein müßten als irdische Strahlen der Art. Störmer konnte aber dartun, daß auch hier die Beachtung der äußeren Ringströme die Schwierigkeit löst und wieder die üblichen Geschwindigkeiten bekannter Elektronenstrahlen ausreichen.

Lenards Berechnungen der Absorption haben übrigens ein anderes Ergebnis der Störmerschen photogrammetrischen Höhenbestimmungen der Nordlichter sehr schön bestätigt, jenes, wonach die Maximalanzahl in einer engen Höhenschicht von etwa 40 km Dicke zusammengedrängt ist.

Bei der Absorption entsteht, als eine der von ihr hervorgebrachten Wirkungen, eine sekundäre Kathodenstrahlung und eine diffuse Zerstreung (vgl. § 329), also eine sehr weiche Strahlung; sie kann man zur Erklärung des Nordlichtdunstes heranziehen, der vornehmlich nach einem Polarlicht als Rückstand beobachtet wird.

Was nun die einzelnen Formen des Polarlichts anbetrifft, so erklären sie sich leicht an Hand der verschiedenen Gestaltung der Bahnen, unter Zuhilfenahme der Perspektive; so ist z. B. die Krone eine perspektivische Vereinigung unter sich paralleler Elektronenbahnen. Die Draperien sind nahe, die Bänder entferntere Serien von nebeneinander befindlichen Nordlichtkeilen und die Bögen scheinen weit draußen zu liegen, wo das Erdfeld noch vergleichsweise homogen ist. Die Farbe des Polarlichts erklärt sich aus der Tiefe des Eindringens der Strahlen, indem die höchsten rein die Farbe der Linie 557 zeigen, die tieferen die rötliche H_{β} -Linie des Wasserstoffs. Die scharfe Begrenzung der unteren Säume, welche auch die Fig. 1222 und 1223 zeigen, entspricht dem bekannten Absorptionsgesetz für Elektronenstrahlen, wonach diese eine scharf begrenzte Reichweite haben (vgl. § 329, Gl. 1).

§ 433. Einwirkung der Elektronenstrahlung der Sonne auf den Erdmagnetismus. Eine notwendige Folge der im vorigen Paragraphen erwiesenen Elektronenstrahlung, welche die Sonne der Erde zusendet, ist,

¹⁾ L. Vegard, Phys. Zeitschr. **12**, 1185 (1911); Nature, London **86**, 1212; **87**, 1213 (1911); Phys. Zeitschr. **14**, 677 (1913). — ²⁾ K. Störmer, C. R. **151**, 736 (1910); Arch. Phys. Genf **32** (1911). — ³⁾ P. Lenard, Meteorol. Zeitschr. **28**, 481 (1911); Heidelb. Sitzber. Nr. 17 (1910), Nr. 12 (1911). — ⁴⁾ K. Störmer, C. R. **152**, 1194 (1911).

daß die Luftschicht, innerhalb welcher sie absorbiert wird, eine elektrische Leitfähigkeit erhält, ionisiert wird. Da die obersten Schichten an der Rotation der Erde nicht teilnehmen, so wäre der von Schuster schon in Betracht gezogene Umstand gegeben, daß die Drehung der magnetischen Achse im Außenraum elektrische Ströme induziert. Sie würden im Laufe der Zeit dazu führen, daß die magnetische Achse im Erdkörper wandert (Säkularvariation) und bemüht wäre, mit der Rotationsachse zusammenzufallen. Sind diese Schichten ferner einer täglichen Gezeitenbewegung unterworfen, so müßte die Vertikalintensität in ihnen ebenfalls Ströme induzieren und es entstünden so Stromwirbel von ähnlicher Gestalt, wie sie Fig. 1215 u. 1216 zeigen. Allerdings fand Schuster¹⁾ bei der Anpassung der Theorie an die Tatsachen erhebliche Schwierigkeiten, die sich aber verringern, wenn wir noch andere Strahlungen als Elektronen zulassen, nämlich die ultraviolette Strahlung (§ 445) und eventuell die durch Lichtdruck (vgl. Bd. II, Abt. 1, § 310) transportierte Energie. Die ultraviolette Strahlung hat hier gegenüber der Elektronenstrahlung den wesentlichen Unterschied, daß sie nicht vom Erdmagnetismus abgelenkt wird, also nur auf der Tagesseite der Erde eintritt, während die durch Lichtdruck von der Sonne abgestoßenen Teilchen, falls sie überhaupt eine elektrische Ladung mit sich führen, ihrer geringen Geschwindigkeit von etwa $9 \cdot 10^7$ cm/sec wegen rund 100 mal stärker abgelenkt werden als die Elektronen, welche uns die Sonne zusendet, daher ebenfalls überwiegend am Tage einwandern. Dazu kommt, daß sie in großen Höhen schon absorbiert werden. Sie können daher nur an der Erzeugung der höchsten Polarlichter beteiligt sein.

Bidlingmaier²⁾ hat mit Hilfe seiner in § 429 erwähnten, ganz objektiv abgeleiteten Aktivitätszahlen eine Scheidung zweier Anteile der täglichen Variation vorgenommen, wovon der eine überwiegend auf Rechnung der Elektronenstrahlung der Sonne zu setzen ist, der andere alle im Magnetfelde unablenkbaren Strahlungen enthält, aber auch jenen immerhin vorhandenen Anteil von Kathodenstrahlen, der auf der Vorderseite der Erde einwandert. Fig. 1227 veranschaulicht den zweiten Teil, den „ruhigen“ Gang des Erdmagnetismus, Fig. 1228 den diesem aufgelagerten „gestörten“ Gang. In beiden Fällen stellt der Kreis die vom Nordpol aus betrachtete Erde dar; ein runder Pfeil gibt den Sinn der täglichen Drehung; der Rand enthält die Stundenlinien. Die auf einem Radius gemessene Dicke des schraffierten Teils zwischen seiner Umrandung und dem Erdkreise ist die Tätigkeit (Aktivität) der magnetischen Variation ($1/2$ cm = 10^{-9} Erg/cm²). Die Figuren erläutern den wesentlichen Unterschied zwischen beiden Sonnenstrahlenwirkungen: Der ruhige Gang entwickelt seine größten Energien auf der Tagesseite, d. i. gegenüber der Sonne, der gestörte Gang auf der Abendseite.

Diese Kurven entsprechen einem mittleren Zustand (Jahresmittel 1911, Wilhelmshaven), den wir als eine Folge des mittleren Zustandes der Sonnentätigkeit zur gleichen Zeit ansehen dürfen. Ihm entspricht eine mittlere Zufuhr an Lichtstrahlung und eine mittlere Zufuhr an Elektronenstrahlung. Bilden sich auf der Sonne besondere Störungsherde, so erfahren diese Strahlungen ebenfalls Störungen, am meisten wohl die Elektronenstrahlung. Über dem Gebiet der Fackel wird eine Wolke von Elektronen die Sonne verlassen

¹⁾ A. Schuster, Phil. Trans. London (1908). — ²⁾ F. Bidlingmaier, a. a. O.

und in den Weltraum hinauswandern. Kommt sie dabei in den Wirkungsbereich des Erdmagneten, so wird sie von ihrer Bahn abgelenkt und kann in die Erdatmosphäre eindringen. An dem Ort, wo das geschieht, wird sie die von der regelmäßigen Sonnenstrahlung herkommende Leitfähigkeit vergrößern; es können mithin stärkere elektrische Ströme induziert, d. h. stärkere erdmagnetische Variationen oder Störungen hervorgerufen werden. Die induzierenden Kräfte selbst bleiben dabei dieselben, die auch die täglichen Variationen erzeugen, also die Verschiebung der leitfähigen Atmosphäre gegen die Kraftlinien des erdmagnetischen Feldes. Mithin haben wir als Energie-

Fig. 1227.

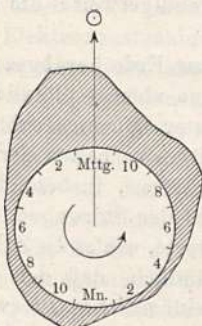
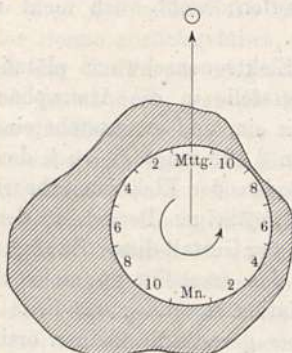


Fig. 1228.



quelle der magnetischen Variationen die Rotationsenergie der Erde anzusehen, die Sonnentätigkeit hat nur eine auslösende Wirkung. Hieraus erklärt sich der Umstand, daß zwischen der Mächtigkeit der solaren Störung und der erdmagnetischen gar kein Verhältnis besteht. Für die erdmagnetische Wirkung kommt nur in Betracht, welche Energie die Elektronenwolke bis zur Atmosphäre überträgt. Dies hängt davon ab, welchen Bruchteil der ausgesandten Elektronen der Erdmagnet an sich heranzieht und das hängt davon ab, in welcher Richtung gegen das Erdfeld die Aussendung auf der Sonne erfolgt. Von sehr starken Fackeln kann unter Umständen nichts oder nur ein schwaches Elektronenbündel zur Erde gelangen und ein kleiner Wirkungsherd kann voll zur Wirkung kommen.

Es würde hier zu weit führen, alle Einzelheiten erdmagnetischer Variationen auf Grund der Elektronenstrahlung der Sonne zu erklären, es genüge, zu bemerken, daß irgend welche Schwierigkeiten sich dem nicht entgegenstellen. Nur einige der wichtigsten seien noch kurz erklärt.

Wir haben gesehen, welchen maßgebenden Einfluß die gegenseitige Richtung zwischen erdmagnetischem Kraftfeld und Anfangsrichtung des Kathodenstrahles für die Wahl der eingeschlagenen Bahnen besitzt. Geringe Änderungen hierin veranlassen die Elektronen ganz andere Wege einzuschlagen, so daß sie die Atmosphäre bald östlicher, bald südlicher treffen, als kurz vorher. Dadurch kommt etwas über Erwarten Unruhiges schon in der sogenannten normalen magnetischen Variation zustande und es erklärt sich so, was wir in § 426 über den inneren Aufbau der Variationen erfahren haben. Die Rotationen der Sonne wie der Erde, die Schiefe der Rotationsachsen beider Gestirne zueinander und die Bahnbewegung der Erde sorgen unablässig für solche Richtungsänderungen.

Es ist ferner jetzt leicht erklärlich, daß nicht jeder Störungsherd der Sonne wirksam wird; er muß eine solche Stellung zum Erdmagneten haben, daß die Strahlen überhaupt zur Erde gelangen. Wäre die Fortpflanzung geradlinig, so käme nur ein Gebiet auf der Sonne in Frage, das allseitig eine Winkelausdehnung von $18''$ erreicht (gleich der doppelten Parallaxe der Sonne) und der Erde direkt gegenüberstehen muß. Es besteht aber ein Gebiet von vielen Graden Öffnung, das uns Störungen zusendet. Dies liegt daran, daß nicht nur die kleine Erde in Frage kommt, sondern ihr magnetisches Feld im Raum, soweit es ablenkend wirken kann (eine Kugel von rund 14 Mondbahndurchmessern), und weiter daran, daß die Bahnen nicht geradlinig verlaufen; wohl auch nicht notwendigerweise die Sonne genau radial verlassen.

Wird ein Elektronenschwarm plötzlich zur Erde herabgezogen, so tritt an der Eingangsstelle in die Atmosphäre eine ebenso plötzliche Erhöhung der Leitfähigkeit ein, und es entsteht einer jener Störungsausbrüche, wie sie uns Fig. 1217 in § 429 zeigte. Auch das weitere Verhalten der Störung läßt sich auf dem Boden der Elektronentheorie erklären, insbesondere auch das Bestehen der 11,8-jährigen Periode in der Zahl der Störungen, und das nahe Zusammenfallen der Gestalt dieser Häufigkeitswerte, wie es die Zahlen des § 430 dartun. Auch das erscheint nunmehr verständlich, daß der äußere Anteil der Säkularvariation für die ganze Erde ein einheitlicher ist (vgl. § 424 und Fig. 1206). Aber gerade die kleinen örtlichen Abweichungen im Verlauf der einzelnen Störung, wie auch der hier eben erwähnten Variationen weisen deutlich darauf hin, daß die Sonne zwar die Anregung gibt, der Energievorrat aber aus der Erde stammt.

Die gesamte bisher besprochene Wirksamkeit der solaren Elektronenstrahlung beruht auf der Veränderung der Leitfähigkeit der obersten Atmosphärenschichten. Daneben gibt es aber unzweifelhaft noch eine andere. Die auf den einzelnen Bahnen einander folgenden Elektronen stellen einen Strom negativer Elektrizität von der Sonne zur Erde vor, also einen positiven von der Erde zur Sonne ¹⁾. Als einen solchen Strom begleiten ihn elektromagnetische Wirkungen. Birkeland ²⁾ sah ursprünglich in diesen Strömen die Ursache der magnetischen Störungen. Das ist aber deshalb nicht möglich, weil ihre Energie nicht ausreicht, die erzeugten Variationen zu erklären; wie wir oben eingehend erörtert haben, entstammt diese der Erddrehung. Allein ein kleiner Anteil muß elektromagnetisch sein. Insbesondere scheint es, als ob dem Ringstrom im magnetischen Äquator eine größere Bedeutung zuzumessen ist. Er entspricht einem positiven Strome, der von Ost nach West die Erde dauernd umläuft, und zwar in einer nur sehr geringen Dickenausdehnung (vgl. § 432, S. 1378). Er hat ein elektromagnetisches Feld, das mit der magnetischen Achse der Erde einen Winkel zwischen $\pm 35^\circ$ (Schiefe der Ekliptik = $23,5^\circ$, Schiefe der magnetischen Achse $11,5^\circ$) bilden kann, also erheblich zum Gesamtmomente der Erde beitragen kann. Dem Umlaufsinn entsprechend wäre sein Feld von Norden nach Süden gerichtet, also von gleichem Sinne wie es das Erdfeld tatsächlich ist.

Man könnte sich also auch den beharrlichen Magnetismus durch diesen äußeren Ringstrom ersetzt denken, wenn nicht das Verhalten der Inklinations-

¹⁾ Vgl. Bd. IV, § 285. — ²⁾ Vgl. Birkeland, Zitat S. 1370 (Fußnote).

nadel und dann entsprechend auch die Potentialberechnung dargetan hätten, daß 98 Proz. im Inneren der Erde zu suchen sind. Trotzdem könnte der Eigenmagnetismus des Erdkörpers von solchen äußeren Strömen erzeugt worden sein, wenn nur das Erdinnere überhaupt magnetisierbar ist. Es spielt dann die Rolle des Eisenkerns in einer Stromspule. Nehmen wir den in einer solchen Spule magnetisierten Kern heraus, so werden alle Beobachtungen nur nachweisen, daß der Sitz seiner remanenten Magnetisierung in seinem Inneren gelegen ist, obwohl die magnetisierende Kraft eine äußere gewesen war. Nicht zu verwechseln ist damit der tatsächlich vorhandene äußere Anteil von 2 Proz., denn ihn erklären nur Ströme in umgekehrter Richtung, also von West nach Ost. Scheint so auch der beharrliche Magnetismus der Erde auf die Elektronenstrahlung der Sonne zurückgeführt, so erhebt sich doch die Frage, wie denn, ehe noch der Erdkörper magnetisiert war, ein Ringstrom um ihn sich bilden konnte; ist es doch erst die Einwirkung des magnetischen Feldes der Erde, welche die Elektronenbahnen von der Geraden ablenkt. Hier darf man an die Tatsache erinnern, daß Hale¹⁾ an Licht, welches die Wirbel auf der Sonne durchlaufen hatte, die Zeemansche Verdoppelung der Spektrallinien gemessen hat, wie sie in Strahlen erzeugt wird, welche magnetische Felder durchwandern. Dadurch ist außer Frage gestellt, daß auf der Sonne magnetische Kraftfelder von 10^4 Γ Größenordnung bestehen²⁾. In derselben Art mögen auf der noch glutflüssigen Erde ähnliche, wenn auch schwächere Felder entstanden sein, die, als schon Schlackenbildung eintrat, permanente Magnetisierungen erzeugen konnten. So war ein erstes, wenn auch kleines beharrliches Feld und ein erster Anlaß geschaffen, die solare Elektronenstrahlung abzulenken. Es sei aber bemerkt, daß diese Anschauung zunächst erst von dem Verfasser dieses Kapitels getragen wird.

Eine dritte Art der Wirkung der solaren Elektronenstrahlung ist die Erregung von Induktionsströmen in der Erde durch den die Bahnen durchfließenden Strom. Sie vereinigen sich hier mit jenen Strömen, welche in der Erde durch die magnetischen Variationen induziert werden und bilden zusammen mit den aus anderen Quellen stammenden, in der Erdrinde fließenden Strömen das Phänomen des Erdstroms, das wir im nächsten Kapitel behandeln werden.

¹⁾ P. Zeeman, Nature, London 78, 369 (1908). — ²⁾ Zunächst bezog sich diese Feststellung nur auf Wirbel in der Photosphäre der Sonne, jüngst wies Hale jedoch auch nach, daß die Sonne als Ganzes ein magnetisches Feld besitzt, und zwar an den Polen von 28 bis 48 Γ . [Nature, London 91, 505 (1913).]

Sechzehntes Kapitel.

Die Erdelektrizität.

§ 434. **Geschichtliches.** Das erste als eine elektrische Erscheinung erkannte irdische Phänomen war der Blitz. Die um die Mitte des XVIII. Jahrhunderts¹⁾ von Franklin angeregten Beobachtungen mit Drachen und die von Alibard²⁾ mit frei aufgestellten Auffangstangen gemachten Versuche hatten die schon 1708 von Wall³⁾ in London vermutete Tatsache, der Blitz sei eine elektrische Entladung, vollauf bestätigt. In der Tat ist die Analogie zwischen dem Blitz und der Funkenentladung im Laboratorium so augenfällig, daß es uns heute wundert, daß über 80 Jahre seit Erfindung der Elektrisiermaschine verfließen konnten, ehe die Verwandtschaft entdeckt wurde. Die elektrischen Erscheinungen waren damals auch dem Physiker noch recht wenig bekannt, und ohne die Ähnlichkeit zwischen Funke und Blitz wäre wohl niemand auf die Vorstellung gekommen, daß in der Luft elektrische Kräfte wirken. Daß aber sogar in ihr, wie wir heute sagen, freie Elektrizität vorhanden ist, ergab sich erst als ein Nebenresultat der Franklinschen Versuche.

Zunächst war die Anschauung lediglich die, daß nur bei einem Gewitter elektrische Vorgänge aufträten; beobachtete man mit Drachen, so ließ man sie erst vor dem zu erwartenden Gewitter aufsteigen, oder, wenn man mit feststehenden Auffangstangen arbeitete, so versah man diese mit einem Meldeapparat, z. B. einem elektrischen Glockenspiel, wodurch der Beobachter hoffte, früh genug vor Eintreffen des Gewitters benachrichtigt zu sein. Namentlich bei den dauernd aufgestellten Instrumenten konnte es natürlich nicht lange verborgen bleiben, daß auch zu anderen Zeiten, ja sogar daß stets in der Atmosphäre elektrische Kräfte wirken. Man hielt daher die Luft für elektrisiert und fand diese „Luftelektrizität“ meist von der „Beschaffenheit“ der Glaselektrizität, d. h. positiv. Negativ war sie fast nur, wenn Niederschläge fielen, so daß schon recht früh auch die „Niederschlagselektrizität“ erkannt wurde, und damit überhaupt sehr bald auf den Zusammenhang der luftelektrischen Erscheinungen mit den meteorologischen hingewiesen war. Auch die Entdeckung der täglichen und jährlichen Variation dessen, was man maß, war bald gemacht.

Je mehr die Erkenntnis vom Wesen der Elektrizität überhaupt fortschritt, desto zahlreicher wurden die Ideen über die Natur der luftelektrischen Vorgänge im besonderen, aber alle wurden von der schnell sich entwickelnden

¹⁾ B. Franklin zuerst in einem Briefe aus dem Jahre 1749; nach E. Hoppe, Meteorol. Zeitschr. 2, 3 (1895). — ²⁾ Nach E. Hoppe, Meteorol. Zeitschr. 2, 4 (1895). — ³⁾ Phil. Trans. 71 (1708).

Forschung immer wieder angegriffen. Damals war der wesentlichste Einwand der von A. Erman¹⁾ erhobene, daß die ganze Existenz einer Lufterlektrizität, d. h. einer Eigenladung der Atmosphäre eine scheinbare sei; die wahre Ursache der Spreizung der Elektroskopblättchen sei die induzierende Wirkung des stets negativ geladenen Erdkörpers auf die Instrumente. Es war dies die Verallgemeinerung einer von Gay-Lussac bei einer Ballonfahrt entdeckten und von Biot erklärten Erscheinung, bei der unzweifelhaft eine Influenzwirkung der Erde wirksam war.

Wäre die Ermansche Vorstellung richtig, so dürfte man offenbar nicht mehr im Stil des XVIII. Jahrhunderts von einer Lufterlektrizität reden. In der Tat ist aber, wie die Forschungen der jüngsten Jahre gelehrt haben, auch eine Eigenladung der Atmosphäre vorhanden. Daneben besteht die von Erman als Ursache angenommene Eigenladung des Erdkörpers. Ihre Existenz war allerdings schon bald für erwiesen angesehen, nur woher die Ladung stamme, war unentschieden, bis Lamont und Peltier einfach dafür eintraten, daß die Erde von ihrer Entstehung an eine gewisse Menge Elektrizität besitze, gleich wie sie von Anfang an mit einem Wärmeverrat versehen worden sei. Aus dieser Vorstellung entstand die falsche Annahme, daß die Erdoberfläche eine Potentialfläche sei, was auf jeden Fall für die topographische Oberfläche streng genommen nicht gilt.

Wenn es nämlich auch lange Zeit fraglich war, ob die hypothetisch schon längst angenommenen Erdströme auch tatsächlich bestehen, so ist deren reale Existenz heute doch nicht mehr zu bezweifeln, d. h. es bestehen in der Erdrinde Potentialunterschiede.

Bis Ende des vergangenen Jahrhunderts ist für das Problem der luftelektrischen Erscheinungen kein wesentlicher Fortschritt zu verzeichnen; es wuchs nur das Beobachtungsmaterial, und das Instrumentarium wurde verbessert. Zwar entstand eine große Zahl von Theorien der Gewitterelektrizität, sie dürfen heute aber alle als veraltet gelten. Da, mit dem Jahre 1899, setzt eine ganz neue Epoche ein mit der von Elster und Geitel eingeleiteten Erkenntnis, daß die Luft der unteren Schichten der Atmosphäre nicht, wie seither angenommen, ein Isolator ist, sondern eine ausgesprochene Leitfähigkeit besitzt, da sie nach Art der Elektrolyte in Ionen gespalten ist. Der Widerspruch gegen die alte Vorstellung, wonach die Luft ein fast vollkommener Isolator sein sollte, war ein so großer, daß naturgemäß von den älteren Theorien und Hypothesen keine standhalten konnte.

Die Leitfähigkeit der Luft bedingt, daß ein der Luft ausgesetzter, wenn auch isoliert aufgestellter elektrisch geladener Körper seine Ladung allmählich verliert. Dies Phänomen der „lufterlektrischen Zerstreuung“ war ja kein bis dahin unbekanntes. Schon Coulomb²⁾ hat 1785 ein Gesetz für die in der Zeiteinheit zerstreute Elektrizitätsmenge abgeleitet, erklärt aber den Vorgang als durch den Kontakt der in der Luft schwebenden Staub- und Wasserteilchen an dem geladenen Körper verursacht, während Elster und Geitel gerade zeigen konnten, daß der Staub- und Wasserdampfgehalt die Zerstreuung beeinträchtigen. Hundert Jahre nach Coulomb (1887) kam Linss der Wahrheit schon näher, indem er durch gegenseitigen Anprall der

¹⁾ A. Erman, Journ. d. Phys. 59, 96 (1804). — ²⁾ C. A. Coulomb, Mém. Acad. Paris 616 (1785).

Luftmoleküle sich eine elektrische Dissoziation hervorgerufen dachte. Die wahre Quelle der Ionisation der atmosphärischen Luft ist jedoch von Elster und Geitel in ihrer Radioaktivität erkannt worden.

In der ersten Zeit vermuteten diese beiden Forscher die Ursache in der Dissoziation durch das ultraviolette Licht der Sonne und begegneten sich darin mit Arrhenius. Allerdings waren sie durch fast zwei Jahrzehnte zurückliegende eigene Versuche über die Entladung eines elektrisierten Körpers, der ultraviolettem Lichte ausgesetzt war, selbst auf diese Vorstellung hingeleitet worden. In der Tat spielt diese „lichtelektrische Zerstreuung“ auch im Ganzen der erdelektrischen Vorgänge eine gewisse Rolle; wegen der starken Absorption jedoch, die die ultravioletten Strahlen der Sonne schon in den höchsten Schichten der Atmosphäre erleiden, kann dieser Teil der Sonnenenergie aber auch nur in diesen höchsten Schichten direkt maßgebend sein. Es betrifft dies die elektrischen Erscheinungen der Erde als Weltkörper. Sie machen sich uns kenntlich durch das Phänomen der „Polarlichter“ und der damit verbundenen Störungen des Erdmagnetismus und der Erdströme. Eine direkte Einwirkung der elektrischen Leuchtvorgänge dieser höchsten Schichten auf die elektrischen Erscheinungen der unteren Luftschichten ist noch nicht nachgewiesen.

Von einer ausschlaggebenden Bedeutung für die tiefen Regionen ist die innerhalb der Erdrinde erfolgende Aktivierung der Bodenluft. Hier scheint nicht nur der Schlüssel für die luftelektrischen Erscheinungen zu liegen, sondern wohl für eine ganze Anzahl geophysikalischer, ja selbst biologischer Probleme. In diesem Umstande beruht die aktuelle Bedeutung der luftelektrischen Forschung.

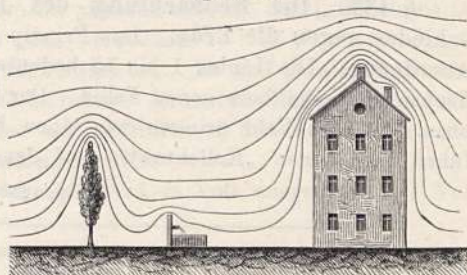
In den folgenden Paragraphen kommen der Hauptsache nach nur die auf obigen Forschungsergebnissen beruhenden Anschauungen zur Sprache. Die älteren Theorien, die noch in der vorigen Auflage dieses Werkes die führende Rolle einnahmen, sind in der jetzigen nur gelegentlich erwähnt, wo sie von historischem Interesse sind. Zu ihnen an Hand der neuen Anschauungen kritisch Stellung zu nehmen, gebricht es an Raum. Auch würde der überzeugende Eindruck des lückenlosen Aufbaues der modernen Forschung durch das Zurückgreifen auf größtenteils doch unrichtige frühere Vorstellungen erheblich leiden. Bei der Fülle der neuartigen Erkenntnisse schien aber eine übersichtliche Anordnung das zum Verständnis Wichtigste. Das Bleibende der älteren Theorien ist hoffentlich dadurch doch nicht zu kurz gekommen.

§ 435. Das elektrostatische Feld der Erde. Das elektrostatische Feld der Erde setzt sich aus zwei Bestandteilen zusammen, dem Felde der Eigenladung des Erdkörpers und dem Felde der Eigenladungen in der Atmosphäre.

Sehen wir von letzterem zunächst ab und beschäftigen wir uns nur mit dem elektrostatischen Felde des Erdkörpers! Faßt man die Erde als einen Leiter auf, so verteilt sich ihre Ladung auf der ganzen Oberfläche, diese ist also für diesen Fall eine Niveaufläche für das von der Erde hervorgerufene Kraftfeld. Unter Erdoberfläche sind aber hier alle Unebenheiten, Berge, Hügel, Bäume, ja auch die beweglichen Körper einschließlich des Menschen zu verstehen. Auch die der Erde nächstliegenden Niveauflächen sind von dieser Oberflächengestaltung beeinflusst, und erst in beträchtlichen Höhen ver-

schwindet ihre Einwirkung, und die Niveauflächen werden hier mit der Erde konzentrische Kugelflächen. Die nebenstehende Fig. 1229 veranschaulicht, wie ein Baum, ein Brunnen und ein Gebäude die Gestalt der Niveauflächen beeinflussen. Ohne diese Hervorragungen verliefen die Niveauflächen offenbar horizontal. Da es nun natürlich von gar keinem Interesse ist, ein derart lokal gestörtes Feld zu untersuchen, so werden wir uns später nach Hilfsmitteln umsehen, die Beobachtungen frei von solchen Nahwirkungen zu halten, d. h. wir reduzieren unsere Betrachtungen auf die Erde als eine mathematisch exakte Kugel.

Fig. 1229.



Dann haben wir den einfachen Fall einer geladenen Kugel im Raume. Die Elektrizitätsmengen sind gleichmäßig verteilt, d. h. die Flächendichte σ ist überall dieselbe, die Kraftlinien fallen mit den Radien zusammen und die Kraft ist umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes des Beobachtungspunktes vom Erdzentrum.

Beachten wir nunmehr die in der Luft nachgewiesenen freien Ladungen, so kommt auch ihnen ein Potential zu. Es lagert sich dem anderen über, so daß das, was wir beobachten, der Summe beider Felder entspricht. Für alle Punkte im Raume, die außerhalb einer Kugel liegen, welche die letzten dieser freien Ladungen umschließt, wirken auch diese Elektrizitätsmengen, als wären sie der Ladung des Erdkörpers zugehörig. Für alle innerhalb dieser Kugel befindlichen Punkte, also für unseren eigentlichen Meßbereich, gelten die Sätze über das Potential in einer Vollkugel. Wollten wir sie aber tatsächlich anwenden, so haben wir mit der großen Schwierigkeit zu kämpfen, daß die räumlichen Ladungen sehr ungleich verteilt sind und dazu noch so raschen Veränderungen unterliegen, daß unsere Beobachtungen noch nicht ausreichen, auch nur die mittleren Zustände befriedigend wiederzugeben¹⁾.

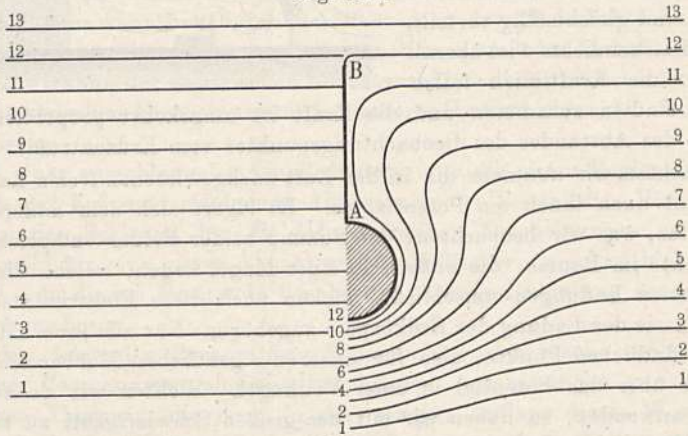
Die einzige Größe, die wir einigermaßen kennen, ist das mittlere Potentialgefälle auf den Meter, und zwar zwischen dem Erdboden und seinen nächst anliegenden Luftschichten. Man berechnet daraus eine mittlere Oberflächendichte von $\sigma = -3 \cdot 10^{-4}$ ESE und eine Gesamtladung von $-1,5 \cdot 10^{15}$ ESE; das erdelektrische Potential wäre $-2,3 \cdot 10^6$ ESE²⁾. Alle diese Größen haben aber nur die Bedeutung effektiver Werte, d. h. wirksamer scheinbarer Werte; ihrer Ableitung liegt die von vornherein falsche Annahme zugrunde, daß das mittlere Potentialgefälle auf den Meter nur von einer Oberflächenladung herrühre, während doch eine räumliche Ladung von derselben Größenordnung vorhanden ist, als diejenige der Erdladung. Die an einem bestimmten Orte jeweils vorhandene räumliche Ladung ist allein schon der geographischen Lage nach so verschieden, daß von einer gleichmäßigen Verteilung gar keine Rede sein kann. Es entstehen dadurch in der Erdoberfläche Spannungsunterschiede, sie ist also keine Niveaufläche. Wird in einem Gebiet die

¹⁾ Vgl. Y. Homma, Terr. Magn. 12, 49—72 (1907). — ²⁾ In diesem Kapitel wird, dem Gebrauch der luftelektrischen Literatur folgend, das früher mit cgs bezeichnete elektrostatische Maßsystem durch ESE gekennzeichnet.

räumliche Ladung (eben durch Herabfallen der sie tragenden Teilchen, z. B. durch Niederschläge) vernichtet, so muß dementsprechend eine Elektrizitätsströmung in der Rinde eintreten, die mit Lichtgeschwindigkeit erfolgt. Das langsame Hingleiten der räumlichen Ladungen, etwa durch Windtransport, bedingt ebenfalls elektrische Strömungen in der Erdoberfläche, diesmal aber von der Geschwindigkeit dieser langsamen Verschiebung.

§ 436. Die Beobachtung des luftelektrischen Potentialunterschiedes gegen die Erde. Das Prinzip der Messung beruht auf folgender Anordnung. Die Linien 1 bis 13 bedeuten in Fig. 1230 links die Potentialflächen in einem homogenen Felde. Der Betrag des Potentials wachse nach oben. In dies Feld bringen wir einen Körper mit aufgesetzter Spitze; er führt den Namen „Kollektor“. Auf den Körper wirkt die negativ geladene

Fig. 1230.



Erde influenzierend, der ihr zugewandte Teil wird positiv, während die negative Elektrizität durch die Spitze ¹⁾ so lange ausströmt, bis zwischen dem Ende der Spitze und der durch diesen Ort gehenden Potentialfläche kein Potentialunterschied mehr besteht, d. h. bis die Spitze und damit der ganze Körper das Potential jener selben Potentialfläche angenommen hat. Das Abfließen der negativen Elektrizität ist in der Wirkung gleich einem Zufießen positiver; dieser Vorstellung entspringt die Bezeichnung Kollektor, d. h. Sammler. Dadurch, daß der Körper durch die lange Spitze sich auf ein viel höheres Potential lädt, als dem Orte seines Mittelpunktes entspricht, entsteht eine starke Veränderung des ursprünglich gleichmäßigen Feldes: die Potentialflächen erleiden die in der Fig. 1230 rechts wiedergegebene Umgestaltung; links ist das ungestörte, rechts das durch den Einfluß des mit seiner Spitze *AB* bis zur Potentialfläche 12 reichenden Kollektors umgestaltete Feld dargestellt. Der Kollektor selbst nimmt, wie wir sehen, das Potential 12 an; um ihn legen sich in immer weiteren Abständen die niedrigeren Potentialflächen an ²⁾. Es ist nun die weitere Aufgabe, den Unterschied dieses Potentials gegen jenes der Erde sichtbar zu machen oder zu messen.

¹⁾ Vgl. § 67, Bd. IV. — ²⁾ Die Verhältnisse sind hier idealisiert; bei einer Metallspitze ist in Wahrheit noch ein restlicher Potentialunterschied vorhanden. Siehe jedoch die später beschriebenen Kollektoren!

Für ersteren Zweck bedient man sich des Elektroskops. Man verbindet einfach den Kollektor mit dem Blättchenträger eines solchen Instrumentes und dessen Gehäuse mit der Erde. Dann ist der ganze Potentialunterschied zwischen Kollektor und Erde auf die relativ kleinen Abstände im Elektroskop gebracht, die Wirkung also eine möglichst große. Durch Annäherung einer geriebenen Siegellack- oder Glasstange läßt sich dann leicht ermitteln, ob der Kollektor (relativ zur Erde) positiv geladen ist oder negativ, d. h. man stellt das fest, was die ersten Beobachter die „Beschaffenheit“ der Luftelektrizität nannten, oder wie wir heute sagen „das Vorzeichen“.

Eine Messung erfordert ein Elektrometer. Es soll jedoch gleich hier bemerkt werden, daß auch die Elektroskope heute zu Meßapparaten umgebaut worden sind, allerdings nur zu relativen, d. h. sie bedürfen einer Eichung durch bekannte elektrostatische Kräfte.

Die Größe des Potentialunterschiedes wird in Volt ausgedrückt (1 Volt = 300 ESE).

Der Potentialunterschied gegen die Erde wird natürlich um so größer gefunden werden, je weiter die Spitze des Kollektors von der Erdoberfläche entfernt ist. Um die Beobachtungen, die man zu verschiedenen Zeiten oder an verschiedenen Orten anstellt, miteinander vergleichen zu können, muß man daher alle Zahlen auf dieselbe Höhe der Spitze über der Erde reduzieren. Das ist sehr lange nicht geschehen und macht bei der Verwertung älterer Beobachtungen bedeutende Mühe. Man hat sich darauf geeinigt, alle Werte auf eine Normalhöhe von 1 m über der Erdoberfläche zu beziehen und nennt den so gemessenen Potentialunterschied gegen die Erde das Potentialgefälle pro Meter an der Erdoberfläche¹⁾.

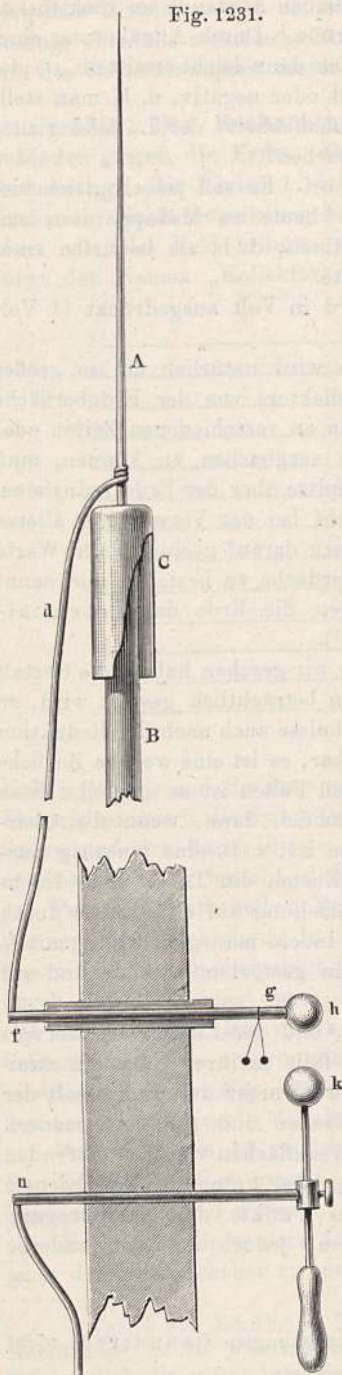
Da aber gerade an der Erdoberfläche, wie wir gesehen haben, die Gestalt der Potentialflächen durch alle Hervorragungen beträchtlich gestört wird, so sind die an beliebigen Orten gewonnenen Ergebnisse auch nach der Reduktion auf 1 m Höhe noch nicht miteinander vergleichbar, es ist eine weitere Zurückführung nötig, jene auf die Ebene. In manchen Fällen ist es möglich, diese Reduktion rein rechnerisch durchzuführen, nämlich dann, wenn die Oberflächengestaltung eine verhältnismäßig einfache ist, z. B. eine einseitig ausgedehnte Hochebene, ein Bergrücken auf der Ebene, ein Tal in einer Hochebene usw. Allermeist wird man jedoch die Beziehung auf eine Ebene durch Vergleichsmessungen, also empirisch erhalten, indem man gleichzeitig mit je einem Instrument in der üblichen Aufstellung in gestörtem Gelände und auf einer einwandfreien Ebene beobachtet.

Bei vorliegendem Problem ist zu beachten, daß der Einfluß der Hervorragungen der Erdoberfläche auf das Potentialgefälle in ihrer Nähe ein zweifacher ist. Wie die Fig. 1229 veranschaulicht, wird nicht nur die Gestalt der Niveauflächen, die über der Ebene gleichfalls Ebenen sind, geändert, sondern auch ihr gegenseitiger Abstand. Würden die Niveauflächen von dem störenden Gegenstande nur lediglich ausgebuchtet, blieben aber unter sich in gleichem Abstände, so würde man auf dem höchsten Punkte der Hervorragung immerhin noch das richtige Gefälle beobachten, jedoch an allen anderen Punkten nicht.

¹⁾ Auch diese Definition ist nach den Untersuchungen Daunderers nicht ganz einwandfrei. Vgl. § 438.

Es ist nun noch eine Frage, in welcher Beziehung unsere Messungen des Potentialgefälles zu der elektrischen Kraft zwischen Erde und der Atmosphäre stehen. Für eine ideale Ebene ist offenbar das Potentialgefälle in der Richtung der Vertikalen am größten, da die Senkrechte die kürzeste Verbindungslinie zwischen der betreffenden Niveaufläche und der Erde ist. Sie ist in diesem Falle, da sie alle Potentialflächen senkrecht durchschneidet, zugleich eine Kraftlinie des elektrischen Feldes der Erde. In gestörtem Gelände sind aber auch die Kraftlinien aus der Vertikalen abgelenkt. Wir könnten dann das Gesamtfeld in Komponenten nach drei aufeinander senkrechten Richtungen zerlegen, gerade wie wir dies bei dem erdmagnetischen Felde vornahmen. Da aber eine jede Messung auf die ideale Ebene reduziert wird, fällt in der Praxis der Anlaß zu einer solchen Zerlegung fort. Denn die Niveauflächen werden durch diese Reduktion zu Ebenen, parallel der Erdoberfläche; die Kraftlinien fallen dann überall mit der Vertikalen zusammen. Nur für den Fall, daß die unteren Schichten der Atmosphäre sehr starke und ungleich dichte Eigenladungen enthalten, können auch über der Ebene seitliche Kraftkomponenten auftreten.

Fig. 1231.



Die Kollektoren. Wir haben oben als typisches Beispiel den sogenannten „Spitzenkollektor“ kennen gelernt. Es war das hauptsächlichste Instrument der ersten Beobachter, die sich mit dem Problem der Luftelektrizität befaßten. Fig. 1231 veranschaulicht uns die Einrichtung eines solchen Apparates zugleich mit seinem Elektroskop. A ist die Auffangstange, der eigentliche Kollektor; sie ist auf dem Träger B befestigt, aber von diesem elektrisch isoliert, meist durch ein Glasstück. Der Schutzzyylinder C soll diese Isolation vor den Niederschlägen schützen. d ist die außerhalb des Hauses oder an dem tragenden Mast entlang gehende, aber in allen Stützpunkten isolierte Ableitung. Bei f ist sie, und zwar durch eine Muffe isoliert, durch die Wand in den Beobachtungsraum geführt und endet dort in einer Kugel h. Bei g hängen zwei Markkügelchen, sie bilden das Elektroskop. Der Kugel h ist eine andere k gegenübergestellt. Ihr Träger n ist von dem Hause nicht isoliert

Die Kollektoren. Wir haben oben als typisches Beispiel den sogenannten „Spitzenkollektor“ kennen gelernt. Es war das hauptsächlichste Instrument der ersten Beobachter, die sich mit dem Problem der Luftelektrizität befaßten. Fig. 1231 veranschaulicht uns die Einrichtung eines solchen Apparates zugleich mit seinem Elektroskop. A ist die Auffangstange, der eigentliche Kollektor; sie ist auf dem Träger B befestigt, aber von diesem elektrisch isoliert, meist durch ein Glasstück. Der Schutzzyylinder C soll diese Isolation vor den Niederschlägen schützen. d ist die außerhalb des Hauses oder an dem tragenden Mast entlang gehende, aber in allen Stützpunkten isolierte Ableitung. Bei f ist sie, und zwar durch eine Muffe isoliert, durch die Wand in den Beobachtungsraum geführt und endet dort in einer Kugel h. Bei g hängen zwei Markkügelchen, sie bilden das Elektroskop. Der Kugel h ist eine andere k gegenübergestellt. Ihr Träger n ist von dem Hause nicht isoliert

und somit schon hier in leitender Verbindung mit der Erde, was noch durch eine ins feuchte Erdreich führende Ableitung verstärkt wird. Die Kugel k läßt sich von der Gegenkugel h entfernen und wieder ihr näher bringen. Ist die Entfernung genügend gering, so schlagen zwischen beiden Kugeln Funken über. Einerseits die zu dieser Funkenentladung notwendige Entfernung, andererseits die Zahl der Funken in gegebener Zeit geben ein Maß für die Stärke des Potentialunterschiedes an. Mit Hilfe der Holundermarkkugeln kann man auf bekannte Weise das Vorzeichen der Ladung feststellen.

Ganz auf demselben Prinzip fußen die elektrischen Drachen Franklins. Sein Kollektor war ein einfacher Drache, der auf seiner oberen Seite mit einer kleinen Auffangspitze versehen war. Die Schnur, die bald durch einen Draht ersetzt wurde, bildete die Ableitung zur Erde. Sie endete an einem Elektroskop. Der Unterschied dieser Anordnung gegen die soeben besprochene ist nur ein quantitativer, d. h. der gemessene Potentialunterschied ist größer, da ja der Drache in viel höher gelegene Potentialflächen hineinragt. Dementsprechend sind die Funkenlängen und -zahlen bei weitem größere. Sie sind gelegentlich für die Beobachter todbringend geworden.

Heutzutage kommen Spitzenkollektoren kaum noch zur Anwendung, wir werden jedoch auch neuere Beobachtungen kennen lernen, die auf sie zurückgegriffen haben. Schon Volta und Bennet¹⁾ ersetzten die einfache metallene Spitze durch eine brennende Lunte oder Schwefelfäden und schufen damit den ersten „Flammenkollektor“. Heutzutage verwendet man Spiritus- oder Bunsenbrenner, doch kommt auch die lediglich glimmende Lunte noch in Frage, besonders im Luftballon, wo eine offene Flamme das Gas entzünden könnte. Die Wirksamkeit der Flamme als Kollektor beruht in der elektrischen Dissoziation der Flammengase. Man weiß jetzt, daß die von der Flamme aufsteigenden Gase eine starke elektrische Leitfähigkeit besitzen²⁾, der Körper des Kollektors daher sich in einer sehr stark leitenden Umgebung befindet und so sehr schnell jeden Überschuß an Ladung abgibt. Der Kollektor lädt sich dadurch sehr schnell auf das Potential derjenigen Niveaufläche auf, die durch die Spitze der Flamme geht. Natürlich ist durch das Flackern der Flamme dieser Punkt nicht so genau bestimmt, wie bei der Metallspitze. Die Konstruktion der Flammenkollektoren geht daher darauf hinaus, der Flamme möglichst immer dieselbe Gestalt und Größe zu geben und sie durch Schutzzyylinder in diesem Zustande zu erhalten.

Auf einem ähnlichen Prinzip wie die eben besprochenen Sammelapparate beruhen die Kollektoren, deren Enden mit einem radioaktiven Präparat versehen sind. Die von jenen ausgehenden Energien machen die umgebende Luft sehr stark leitend und führen so einen schnellen Ausgleich der Potentialdifferenzen herbei, doch haben diese aktiven Strahlungen den großen Nachteil, auch benachbarte fremde Körper mit sogenannten aktiven Niederschlägen zu versehen, wodurch die luftelektrischen Verhältnisse in der Umgebung des Apparates erheblich gestört werden.

Der heute am meisten in Gebrauch befindliche Apparat ist der „Tropfkollektor“. Aus einem Gefäß, das natürlich von der Erde isoliert aufgestellt sein muß, fließt in dünnem Strahl eine Flüssigkeit aus (meist Wasser, das im Winter durch einen Zusatz von Alkohol vor dem Einfrieren geschützt wird).

¹⁾ Nach E. Hoppe, Geschichte der Elektr., S. 83. — ²⁾ Vgl. § 353.

Bald nach dem Verlassen des Ausflußrohres löst sich der dünne Strahl in Tropfen auf. Jeder Tropfen nimmt von dem Kollektor eine seinem Radius (seiner Kapazität) entsprechende Elektrizitätsmenge weg, bis das Potential des Kollektors gleich dem jener Potentialfläche ist, die durch die Stelle des letzten Endes des noch zusammenhängenden Flüssigkeitsstrahles geht. Eine besondere Form dieses Sammlers ist der „Spritzkollektor“, bei dem die Flüssigkeit durch Einpumpen von Luft in das Innere des Gefäßes unter starkem Druck auströmt, und zwar durch eine sehr enge Öffnung. Es findet dadurch eine sehr feine Zerstäubung und schnelle Aufladung statt.

Die Güte der verschiedenen Kollektoren wird nach der Ladezeit bemessen, d. h. nach der Zeit, in welcher sie sich auf das zu messende Potential aufladen;

Fig. 1232.

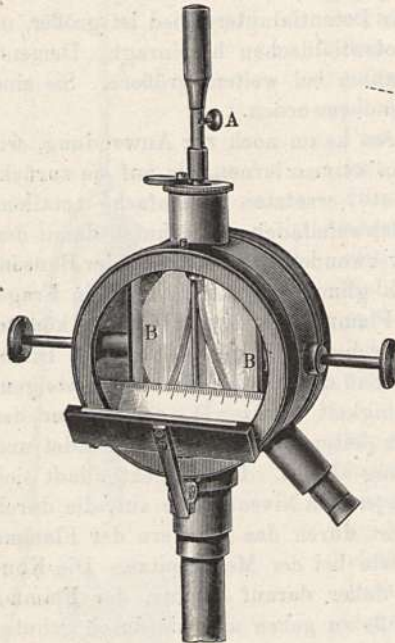
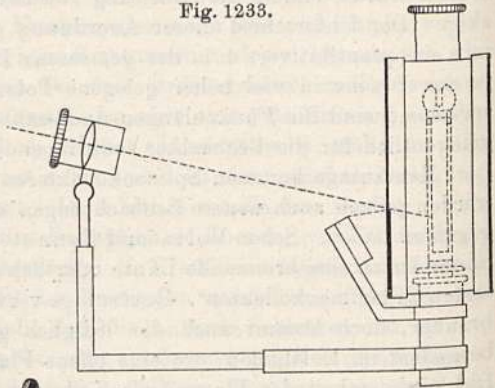


Fig. 1233.



je kürzer diese, desto rascher folgen sie etwaigen Schwankungen des Feldes¹⁾. Die Ladezeit beträgt beim Wasserkollektor bis $\frac{3}{4}$ Minuten, beim Kerzenflammenkollektor von Lutz 27 Sekunden, beim gewöhnlichen Spritzkollektor 6 bis 10 Sekunden und bei Beyers „Momentankollektor“, der Spritz- und Saugwirkung vereint, 3 Sekunden.

Die Elektroskope²⁾. Die ersten Elektroskope, die für luftelektrische Beobachtungen zur Anwendung kamen, unterschieden sich höchstens in den Dimensionen von jenen, die der Physiker in seinem Laboratorium verwandte. Es waren Markkugeln oder sich abstoßende Strohhalme oder dünne Goldblättchen. Dies letztere Modell hat sich bis heute erhalten, nur daß die Goldblättchen durch solche aus Aluminium ersetzt worden sind. Fig. 1232 u. 1233 zeigen die in den ersten Jahren der neueren luftelektrischen Forschung am gebräuchlichsten gewordene Form, das Elster und Geitel'sche Elektroskop. Ist die Potentialdifferenz des Kollektors gegen die Erde nur gering, so spreizen sich die Blättchen nur wenig. Indem man die Platten *B* mehr hineinschiebt, kann man die Divergenz vergrößern und so das Instrument empfindlicher

¹⁾ Siehe H. Benndorf, Theorie luftelektr. Registr. Sitzber. Wien 118, 1173 ff. (1909). — ²⁾ Vgl. hierüber auch Bd. IV, § 57.

machen. Ist das Potential des Kollektors größer als das der Erde, so zeigen die Blättchen eine positive Ladung an: eine geriebene, also negative Harzstange verringert bei Annäherung die Divergenz. Wird das Potential des Kollektors gleich dem der Erde, so legen sich die Blättchen glatt an ihren Träger an. Sollte gar die Erde ein positives Potential gegenüber dem Kollektor erhalten, so divergieren sie aufs neue, nunmehr aber mit negativer Ladung; denn nähert man eine geriebene Harzstange, so wird die Spreizung größer.

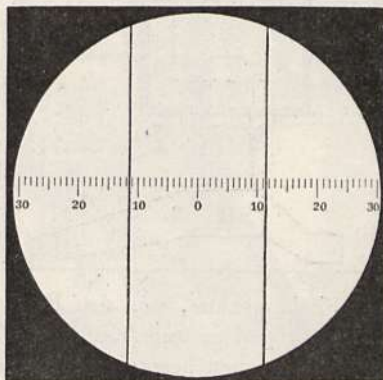
Hiermit entscheidet man das Vorzeichen des lufterlektrischen Potentials; den Betrag ermittelt man durch Ablesen der Stellung der Blättchen an der Skala, die in gleiche Abschnitte geteilt ist. Um diese Ablesung in absolutes Maß zu verwandeln, muß man wissen, wieviel Volt einem Teilungsintervall entsprechen, was nur durch eine geeignete Eichung zu erfahren ist.

Die Nachteile aller Blattelektroskope, sobald man sie zu exakten Messungen anwenden will, sind recht erheblich. Zunächst ist der Meßbereich kein großer, sodann finden durch Anschlagen der Blättchen an die seitlichen Klemmbanken häufig mitten in einer Beobachtungsreihe Entladungen statt; die Empfindlichkeit des Instruments ist für verschieden große Ausschläge eine verschiedene und mit der Zeit recht veränderlich, so daß stets neue Eichungen erforderlich werden. Die Stellung der Blättchen wird bestimmt, indem man die Teilstriche abliest, durch welche die äußere (oder innere) Kante der Blättchen die Skala schneidet. Die Gestalt dieser Kante ändert sich aber leicht und ist auch keine durch ein Gesetz gegebene Kurve. Durch alle diese Umstände kann das Blattelektroskop als ein exaktes Instrument nicht angesprochen werden.

Ein bedeutend genaueres und gleichmäßiger arbeitendes Instrument ist das Zweifadenelektrometer von Wulf.

Im Innern eines geschlossenen metallischen Gehäuses hängen an einem von oben her eingeführten Metallstift, welcher durch ein Bernsteinstückchen vom Gehäuse isoliert ist, zwei dicht nebeneinander befestigte Quarzfäden von etwa 8 cm Länge und je 0,002 mm Durchmesser. Sie sind durch Zerstäubung im Vakuum mit einer leitenden Metallschicht überzogen worden. An ihren unteren Enden sind beide durch ein und denselben elastischen Faden gespannt. In ungeladenem Zustande hängen beide unmittelbar nebeneinander senkrecht herab. Wird ihnen jedoch eine Ladung erteilt, so stoßen sie sich gegenseitig ab, so daß ihr Abstand sich ändert. Am beträchtlichsten geschieht das natürlich in der Mitte. Auf diese Stelle ist eine vergrößernde Lupe mit Skala gerichtet. In ihr zeigt sich obenstehendes Bild, Fig. 1234. Des kleinen Gesichtsfeldes wegen ist die Krümmung der Fäden nicht zu erkennen: sie erscheinen wie zwei parallele Gerade. Die Ablesegenauigkeit wächst mit der optischen Vergrößerung; umgibt man die Fäden mit einem kastenförmigen Kondensator, so hat dies den Vorzug, daß auch das Vorzeichen der Ladung erhalten werden kann. Der Kondensator übt nämlich auf das Fadenpaar eine Influenz aus in Folge derer die Fäden mit dem der Kondensatorladung ungleich-

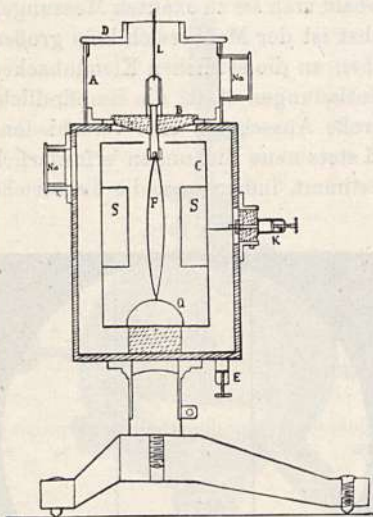
Fig. 1234.



namigen Vorzeichen sich laden (und also auch einander abstoßen). Ist das zu messende, mit den Fäden zu verbindende Potential vom Vorzeichen der Kondensatorladung, so werden die Fäden zusammengehen, im anderen Falle sich mehr ausbiegen.

Das Instrument hat nach mannigfachen Verbesserungen heute folgende Gestalt erhalten, die durch nebenstehende Fig. 1235 schematisch erläutert werde. Auf einem tragenden Dreifuße erhebt sich das kastenförmige Gehäuse. In seiner Mittelachse befindet sich im Innern das Fadenpaar F , an einem Metallstabe hängend, der durch das Bernsteinstück B isoliert eingeführt ist und oben bei L den Zuleitungsdraht für das zu messende Potential aufnimmt. Im Innern des Gehäuses, aber von ihm isoliert, sehen wir bei c den Kondensator, dem durch die Klemmschraube k eine Eigenladung zugeführt werden kann. S sind zwei ihm aufgesetzte Drähte, welche die Fäden F in einer bestimmten Ebene erhalten sollen, der Bildebene des hier weggelassenen Fernrohres. Durch das nur angedeutete Stanniolgewicht führt ein loser Quarzfaden a , der nur als mechanische Klemmung für den Transport dienen soll. A ist eine Schutzhaube, Na deutet die Natriumtrocknung an. Die Empfindlichkeit des Wulfschen Elektrometers ist eine bedeutend größere als jene der Blattelektroskope; sie ist zudem fast im ganzen Meßbereich dieselbe. Verzichtet man auf die mechanische Sicherung durch den losen Quarzfaden a , so ist die einmal erfolgte Eichung für immer gültig. Die Einstellung der Fäden ist eine sehr sichere, auf Zehntel

Fig. 1235.



der Skala genaue, was den Beobachtungen jene bei Messungen mit Blattelektroskopen so unbefriedigende Unsicherheit endlich genommen hat¹⁾. Ist schon das eben besprochene Elektroskop ein Instrument, mit welchem auch auf schwankenden Aufstellungen (im Ballon, an Bord der Schiffe usw.) gute und bei geringeren Temperaturunterschieden auch sichere Einstellungen erhalten werden, so besitzt das Saitenelektrometer von Lutz-Edelmann²⁾ diese Eigenschaften in noch höherem Maße. Hier befindet sich ein Faden — ein Wollaston-Platindraht — an Stelle des Doppelfadens. Beide eben besprochenen Elektrometer können durch Einschalten von sogenannten „Elektrometerwehren“ nach Dieckmann³⁾ ihre Empfindlichkeit in weitem Bereich ändern (bis zu 20000 Volt Meßbereich).

Das klassische Instrument zur Messung elektrostatischer Potentiale ist das Quadrantenelektrometer von W. Thomson, späterem Lord Kelvin. Wir haben es schon in § 99, Bd. IV behandelt; es bleibt daher hier nur die

¹⁾ Weitere Einzelheiten siehe § 99 und ferner Phys. Zeitschr. 8, 246, 527; 10, 251 und Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 518. Verfertiger des Instruments sind Günther und Tegetmeyer, Braunschweig. — ²⁾ Verfertiger Mech. Werkstätte von Prof. Edelmann, München. — ³⁾ Vgl. Dieckmann, Phys. Zeitschr., S. 14—16 (1910). Verfertiger Falter u. Sohn, München.

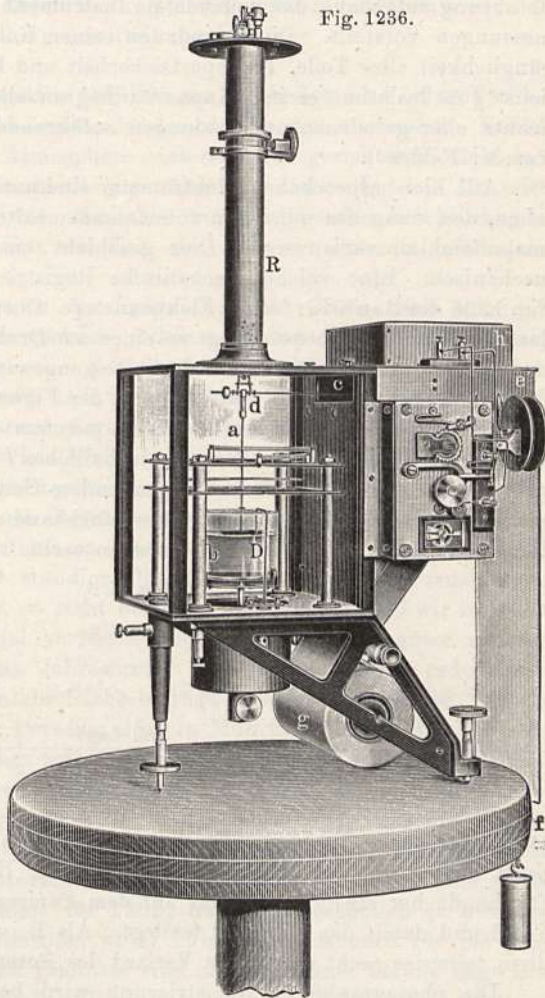
Form zu besprechen, welche es für luftelektrische Zwecke erhalten hat. Während für rein physikalische Messungen die „Nadel“ häufig auf konstantem Potential gehalten und das zu messende Potential an eines der Quadrantenpaare angeschlossen wird (Quadrantenschaltung), kommt für erdelektrische Aufgaben meist die „Nadelschaltung“ in Frage; es wird also die Nadel mit dem zu messenden Potential verbunden, d. h. mit dem Kollektor und die Quadranten werden paarweise über Kreuz mit den beiden Polen einer konstanten Batterie in Verbindung gebracht.

Fig. 1236 weist uns ein Quadrantenelektrometer in der Gestalt, die ihm Bendorff¹⁾ gegeben hat; es ist für fortlaufende Registrierung eingerichtet. Die in der Figur linke Seite zeigt den elektrometrischen, die rechte den registrierenden Bestandteil des Apparats. Im Innern des hier ganz geöffneten Gehäuses tragen vier Säulen aus Messing, die aber durch eingeschaltete

Bernsteinstücke isoliert sind, die vier Quadranten. Zwischen ihnen bewegt sich jener aus § 99 bekannte lemniskatenförmige Körper, welcher die Nadel genannt wird. Er wird getragen von einem Doppelfaden (also bifilare Suspension), der in der Suspensionsröhre *R* verborgen ist. Ein zwischengeschaltetes Bernsteinstückchen *d* isoliert die Nadel von den Aufhängefäden und damit von dem Gehäuse. An ihrer Unterseite trägt

die Nadel an einem weiteren Metallfaden ein Kreuz aus Platinblech, das in eine Dämpferflüssigkeit in einem Glasgefäß *b* eintaucht. Die Flüssigkeit besteht aus verdünnter Schwefelsäure, ist also elektrisch leitend, so daß ein in sie eingetauchter Draht *D*, der zu einer Polklemme führt, als Stromzuleitung zur Nadel benutzt werden kann. An diese Klemme wird der Kollektor angelegt. Die Quadrantenpaare werden, wie gesagt, mit einer in ihrer Spannung möglichst konstanten mehrzelligen Batterie verbunden. Ebert empfiehlt hier

Fig. 1236.

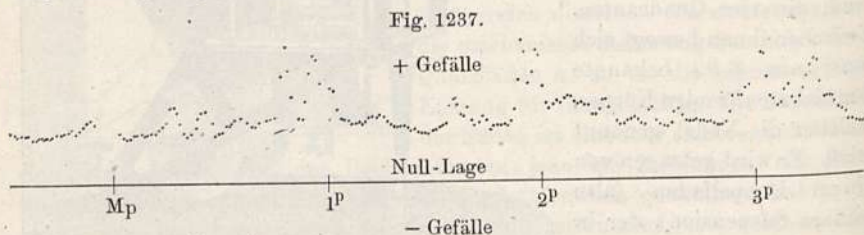


¹⁾ Phys. Zeitschr. 7, 98 (1906).

besonders kleine Krügersche Normalelemente (Firma Spindler u. Hoyer, Göttingen), da sie, was für Registrierungen sehr wichtig ist, keinen Temperatureinfluß besitzen.

Später hat H. Ebert durch Günther u. Tegetmeyer in Braunschweig eine neue Form des Quadrantenelektrometers nach seinen Angaben herstellen lassen, das auf der in den letzten Jahren gewonnenen reichen Erfahrung aufgebaut, das vollendetste Instrument für erdelektrische Potentialmessungen vorstellt. Die Grundzüge seiner Konstruktion sind: leichte Zugänglichkeit aller Teile, Transportsicherheit und leichte Aufstellbarkeit, möglichst gute Isolation, geringe Kapazität und vor allem sicherer elektrostatischer Schutz aller geladenen und Ladungen zuführenden Teile vor der Einwirkung fremder Felder¹⁾.

Alle hier besprochenen Elektrometer sind auch mit Vorrichtungen zu versehen, den Gang des mit ihnen zu messenden luftelektrischen Potentialgefälles fortlaufend zu registrieren. Dies geschieht entweder photographisch oder mechanisch. Eine solche mechanische Registrierungsvorrichtung zeigt die Fig. 1236 des Benndorfschen Elektrometers. Oberhalb des die Nadel isolierenden Bernsteinstückchens *d* liegt in einer am Drahtgehänge befestigten Gabel ein leichter langer Zeiger *c*, durch ein Gegengewicht ausbalanciert. Er macht alle Drehungen der Nadel mit. Sein in der Figur rechtes Ende schwebt über einem Papierstreifen, der von der Rolle *g* kommt und unter Einfluß eines in dem rechts angebrachten Kasten befindlichen Uhrwerkes und unter der spannenden Kraft eines bei *f* angreifenden Gewichtes sich langsam weiter bewegt. Bei *e* ist ein Schreibmaschinenfarbband aufgewickelt, das unter dem Zeigerende quer gegen den Papierstreifen verläuft. Das Uhrwerk schließt alle



halbe oder ganze Minuten einen Strom, der einen Elektromagneten veranlaßt, einen Schlag auf das Zeigerende auszuüben. Hierdurch entsteht von dem Farbbande her ein blauer Punkt auf dem Papierstreifen, der die Stellung der Nadel und damit das Potential festlegt. Als Beispiel diene die Fig. 1237, die einen teilweise recht unruhigen Verlauf des Potentialgefälles darstellt.

Die photographische Registrierung wird beim Quadrantenelektrometer, wie bei den Magnetometern bewerkstelligt, indem ein am Gehänge der Nadel befestigter Spiegel den Lichtstrahl eines Spaltbildes auf eine Walze zurückwirft, die mit photographischem Papier belegt ist. Um die Stellung der Blättchen bei einem Exnerschen Elektroskop oder der Fäden eines Wulfschen Elektrometers photographisch festzuhalten, stellt man das Instrument zwischen eine Lichtquelle und eine photographische Platte oder Papierstreifen,

¹⁾ Näheres über dies im Auftrage der luftelektrischen Kommission der deutschen kartellierten Akademien gebaute Instrument findet man in der Zeitschr. f. Instrkde. 29, 169 u. ff. (1909).

die von einem Uhrwerk bewegt werden. Die Lichtquelle projiziert die Konturen der Blättchen oder der Fäden mit Hilfe eines Objektivs auf die Platte; da vor ihr aber eine Blende liegt, die nur einen schmalen, horizontalen Spalt freigibt, so bilden sich nur punktförmige Bilder der Blättchen und Fäden ab, die auf der sich verschiebenden Platte in ihrer Gesamtheit eine oder besser zwei zueinander gespiegelte Kurvenzüge geben.

Von Zeit zu Zeit muß durch Erdung des Kollektors die dem Potential Null entsprechende Nadelstellung ermittelt werden.

§ 437. Werte des Potentialgefälles am Erdboden und seine Variationen. Schon die ersten Beobachter fanden, daß in den allermeisten Fällen das Potentialgefälle von der Atmosphäre nach der Erde gerichtet ist, d. h. daß die Erde negativ geladen erscheint gegenüber der Luft. In der Tat tritt fast nur bei Niederschlägen oder ähnlichen vorübergehenden Erscheinungen und auch dann nur kurze Zeit der Fall ein, daß das Potentialgefälle ein negatives ist.

Zunächst erhebt sich nun die Frage, wie der Größe nach sich das Potentialgefälle über die Erde verteilt. Allein es ist heute noch nicht möglich, ein ausreichendes Bild über die Verteilung zu bekommen. Wir haben noch sehr wenige einwandfreie und vergleichbare, d. h. auf die Ebene und auf 1 m Höhe des Kollektors reduzierte Messungen und diese stammen fast nur aus mittleren Breiten. Viele Werte verdanken wir direkt oder indirekt Exner in Wien, der zahlreiche Expeditionen veranlaßte, um die luftelektrischen Erscheinungen in verschiedenen Gegenden zu untersuchen. Da mit dem Aufschwung, den in den letzten Jahren unsere Erkenntnis der Luftelektrizität genommen hat, immer mehr ständige Observatorien solche Untersuchungen in ihr Programm aufnehmen, so steht bestimmt in Aussicht, daß wir in Bälde über das notwendige Material verfügen werden. Eine Liste guter neuerer Werte ist die folgende: Das Jahresmittel des auf die Ebene reduzierten Gefälles pro Meter an der Erdoberfläche beträgt in Kremsmünster 98, in Pola 116, in Wolfenbüttel 221, in Potsdam 256, in München 168, in Tokio 51, in Karasjok 132 Volt. Es sind dies jedoch Mittelwerte für verschiedene Zeiträume. Vergleicht man einzelne Jahre miteinander, so ergibt sich, daß nur die Größenordnung des Jahresmittels gesichert ist, daß aber offenbar sehr viele Jahre dazu gehören, um brauchbare klimatologische Mittelwerte zu erhalten. Die Witterungsverhältnisse der einzelnen Jahre spielen hier ersichtlich eine große Rolle (vgl. den Wert in Potsdam für 1909, der durch erheblich zu niedrige Temperatur und Schneefälle erklärt wird). Dasselbe gilt auch für die geographische Verteilung: örtliche Einflüsse sind entscheidender als die Lage des Ortes auf der Erdkugel. Mit allem Vorbehalt kann man sagen, daß wärmere Gegenden ein geringeres Jahresmittel des Potentialgefälles aufweisen.

Um ein Bild von den Unterschieden der einzelnen Jahre zu geben, seien hier die Mittel für einige Orte mit längeren Beobachtungsreihen gegeben:

Potsdam 1904: 242; 1905: 237; 1906: 234; 1907: 246; 1908: 234; 1909: 338; 1910: 260;
1911: 252; 1912: 259;
Kew . . 1902: 145; 1903: 162; 1904: 167; 1905: 167; 1906: 156; 1907: 163; 1908: 148;
Tokio . 1897: 47; 1900: 57; 1901: 49; 1902: 51; 1903: 51.

Zwischen den Mitteln gleicher Monate aufeinander folgender Jahre sind die Unterschiede noch größer.

Von besonderem Interesse sind die Werte des Gefälles über dem offenen Weltmeer. Hier fehlt es natürlich ganz an längeren Beobachtungsreihen, auch bietet die Reduktion auf die Ebene erhebliche Schwierigkeiten, da das Schiff, auf dem die Beobachtungen stattfinden, rollt und schlingert, so daß die Entfernung des Kollektors von der Meeresoberfläche stets verändert wird. Am besten ist die Reduktion der zweiten französischen antarktischen Expedition gelungen; sie findet:

für	45°N	35°N	30—10°N	8—4°N	3°N—15°S	24—35°S	36—48°S	Breite ¹⁾
Potentialgef.	200	130	110	50	120	155	150	Volt/m.

Es herrschen also dieselben Werte wie in den gleichen Breiten an Land.

1752, also ziemlich zu Beginn der luftelektrischen Forschungen, entdeckte Le Monnier²⁾, daß die Größe der Luftelektrizität, d. h. des Potentialunterschiedes gegen die Erde, nicht konstant, sondern recht veränderlich ist. Es dauerte auch nicht lange, bis deutlich erkannt wurde, daß ein mit dem Sonnenstande zusammenhängendes regelmäßiges Schwanken besteht. Dies erinnert an die regelmäßigen Variationen der meteorologischen Elemente, doch müssen wir gegenüber diesen, zwei so wesentliche Verschiedenheiten betonen, daß die Variationen des luftelektrischen Potentials oder, wenn wir es auf 1 m über der Erde reduzieren, des Potentialgefälles an der Erdoberfläche, doch eine gesonderte Stellung einnimmt.

Der eine wichtige Punkt ist der, daß die Schwankungen um die Mittellage in denjenigen Tages- und Jahreszeiten am größten sind, in denen die meteorologischen (und auch die erdmagnetischen) Elemente am wenigsten variieren, der andere Umstand ist der, daß die luftelektrischen Variationen nicht langsam und schrittweise vor sich gehen, sondern aus vielen lebhaften und zugleich gegen den Gesamtwert großen Einzelschwankungen sich aufbauen.

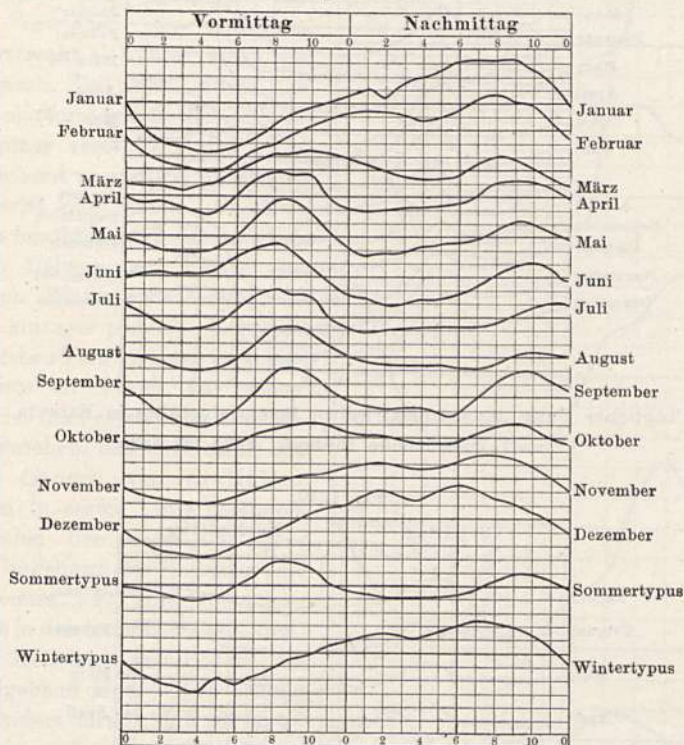
Von den auch bei anderen geophysikalischen Elementen bekannten Perioden ist bis heute nur die tägliche und die jährliche für das Potentialgefälle an der Erde nachgewiesen worden, für die übrigen fehlt es noch an Beobachtungsmaterial. Wie wir später sehen werden, werden die regelmäßigen Verhältnisse durch Niederschläge so erheblich gestört, daß wir vorerst in folgendem nur Verläufe betrachten werden, die aus Tagen ohne solche Störungen gewonnen worden sind. Man gebraucht hier den Namen „Schönwetterelektrizität“.

Der regelmäßige tägliche Gang des luftelektrischen Potentialgefälles zeigt im Unterschiede gegen die meisten meteorologischen und die erdmagnetischen Elemente nicht eine ausgesprochene Tages- und geringe Nachtbewegung, sondern über den ganzen Tag hin eine ziemlich gleichmäßige Veränderlichkeit. Fig. 1238 veranschaulicht die Verhältnisse für Potsdam für den vierjährigen Durchschnitt von 1904 bis 1907. Ein Teilfeld in Höhe bedeutet 25 Volt/Meter. Die Monate laufen, mit Januar beginnend, von oben nach unten. Die beiden untersten Kurven stellen das Mittel der Sommermonate und jenes der Wintermonate dar.

¹⁾ J. Rouch, 2. Franz. Charcot-Exp. Masson et Co., Paris (1913). — ²⁾ Mém. l'acad. d. Sc., p. 241 (1752).

Es muß bemerkt werden, daß die einzelnen Jahre untereinander größere Verschiedenheiten aufweisen, als dies etwa bei einem meteorologischen Elemente der Fall ist. Im November bis Dezember besteht eine einfache Tagesschwankung mit dem Maximum in den Abendstunden und dem Minimum in den Stunden 2 bis 4^a. Die eigentlichen Sommermonate lassen dagegen

Fig. 1238.



Täglicher Gang des lufterlektrischen Potentialgefälles in Potsdam.
 1P = 25 Volt/Meter. 1904 bis 1907.

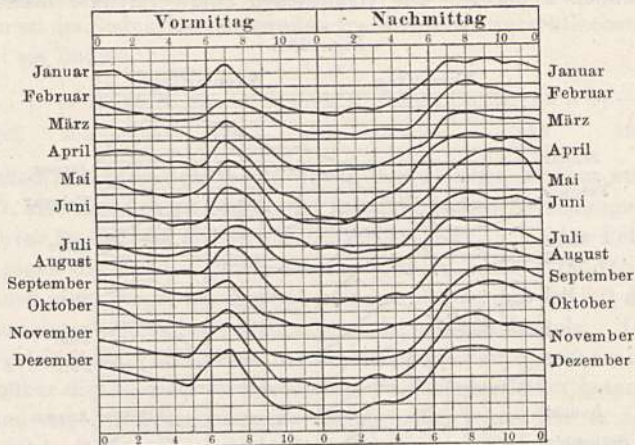
die einfache Welle gegenüber einer Doppelwelle zurücktreten. Das so entstehende Hauptmaximum liegt zwischen 8 und 10^a, das zweite um 9 bis 10^p. Die Minima sind ziemlich von gleicher Bedeutung. Der September und Oktober zeigen Übergänge vom Sommer- in den Wintertypus. In manchen Jahren reicht der Sommertypus bis in die Wintermonate hinein.

Fig. 1239 gibt dieselben Werte für Batavia¹⁾ im Durchschnitt der Jahre 1890 bis 1895, doch darf, wegen Unvergleichbarkeit der Aufstellung des Kollektors, hier nur die Gestalt der Kurven mit Potsdam verglichen werden, die Einheit ist willkürlich. Dasselbe gilt für die Fig. 1240, welche den Gang des Potentialgefälles in Melbourne²⁾ (1859 bis 1860) angibt. An beiden Orten ist nur unser Sommertypus zu erkennen. Es herrscht also in Melbourne mit seinen 40° südl. Br. noch derselbe Gang wie im tropischen Batavia. Das in 29°

¹⁾ Beob. d. Kgl. Meteorol. Obs. Batavia 1890—1895. — ²⁾ G. Neumayer, Discus. Met. Mag. Obs. Melbourne, S. 74. Mannheim (1867).

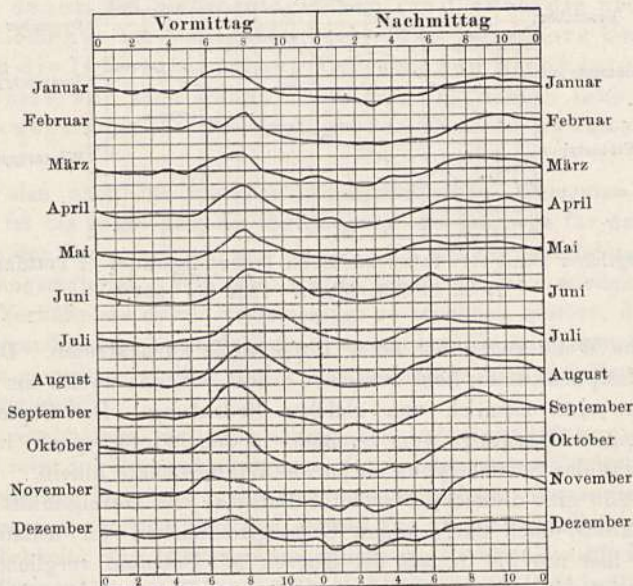
nördl. Br. gelegene Helwan in Ägypten hat von September bis Februar den Wintertypus; Tokio in 36° nördl. Br. hat wieder ein Überwiegen des Sommertypus, nur daß dieser im Sommer selbst (Juni-August) kaum hervortritt, da

Fig. 1239.



Täglicher Gang des luftelektrischen Potentialgefälles in Batavia.
1 P = 1 willkürliche Einheit. 1890 bis 1895.

Fig. 1240.



Täglicher Gang des luftelektrischen Potentialgefälles in Melbourne nach Neumayer.
1 P = 1 willkürliche Einheit. 1858 bis 1863.

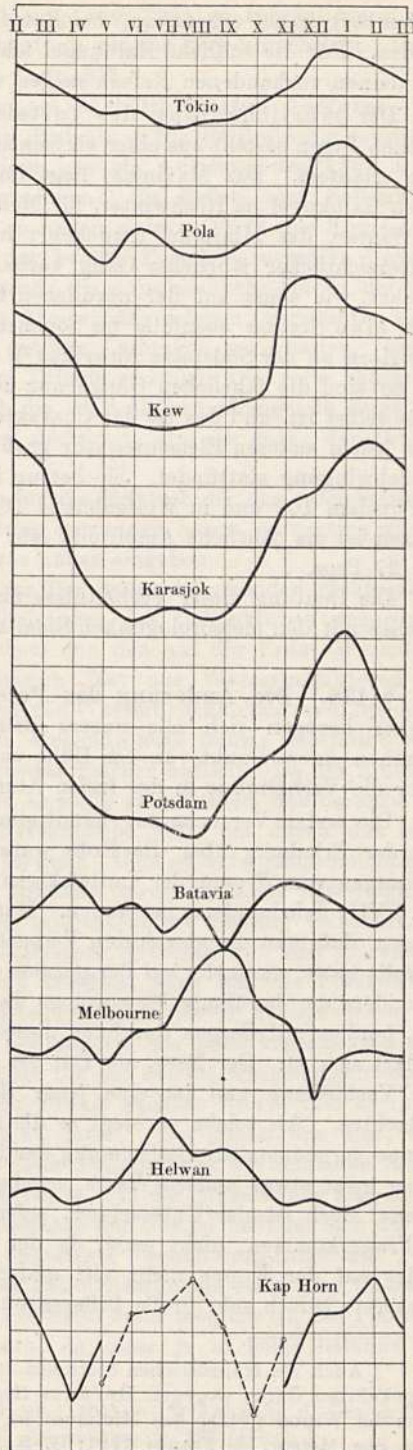
die Amplitude überhaupt hier äußerst gering ist. In Kew bei London herrscht das ganze Jahr der Sommertypus. Es scheint daher der Schluß berechtigt, daß auch aus der Gestalt der täglichen Verläufe sich das negative Resultat

ergibt, daß ein erkennbarer Zusammenhang mit der geographischen Breite auch hier nicht zutage tritt. Dies bestätigen auch die mehr gelegentlichen, kürzeren Messungsreihen und Reisebeobachtungen der letzten Jahre. Der Wintertypus mit seinem Vorwiegen der einfachen Welle erstreckt sich über einen um so längeren Teil des Jahres, je stärker meteorologisch der Winter vom Sommer verschieden ist. Vor allem erscheint wesentlich, ob Bodenfrost eintritt oder nicht. Allein es bleibt zu beachten, daß das gänzlich frostfreie Helwan zur Hälfte des Jahres den Wintertypus besitzt.

Als einziges positives Ergebnis der kritischen Vergleichung verschiedener Orte in bezug auf unser Problem ist die Feststellung der Tatsache anzusehen, daß die Gestalt des täglichen Ganges von örtlichen Einflüssen in erster Linie bestimmt wird, wobei besonders die allernächste Umgebung des Kollektors in Frage kommt. Es sind vor allem Vorgänge in den untersten Schichten, zwischen Kollektor und Boden, die hier maßgebend sind. Dies erhellt auch besonders daraus, daß auf Bergspitzen oder z. B. auf dem Eifelturm nur noch der Wintertypus vorhanden ist. Im Winter wird offenbar eines der bodennahen Elemente, eben jenes, das die Doppelwelle verursacht, unwirksam; wir kennen es aber noch nicht.

Aus den soeben besprochenen Figuren ist auch der „jährliche Gang der täglichen Amplitude“ unschwer zu entnehmen. Sie zeigen insbesondere, daß die tägliche Schwankung im Winter sehr viel größer ist als im Sommer. Dies ist wieder in verschiedenen Orten in anderem Grade festzustellen, so war 1897 die mittlere Amplitude des Potentialgefälles in Tokio im Dezember 90, im August

Fig. 1241.



1 Teilstrich bei Tokio, Pola, Kew, Karasjok, Potsdam, Helwan 20 Volt/m, Kap Horn 2 Volt/m, Batavia und Melbourne willkürliche Einheit.

7 Volt/Meter. Für Melbourne ist die Vergrößerung im Winter (April-September) kaum erkennbar, bei Batavia wohl überhaupt nicht mehr vorhanden. Für die südliche Halbkugel fehlt es an genügenden Beobachtungen; die kleinen vorhandenen Reihen zeigen wenig Übereinstimmung.

Der jährliche Gang des luftelektrischen Potentialgefälles an schönen Tagen besteht aus einer einfachen Welle, wie Fig. 1241 für verschiedene Orte erläutert. Das Maximum liegt für die hier erwähnten Orte der nördlichen Halbkugel im Hochwinter, für Melbourne im September, also beide Male im Winter, das Minimum umgekehrt im Sommer. In Batavia ist ein sehr unübersichtlicher jährlicher Gang vorhanden. In Helwan ist er gerade umgekehrt, wie sonst auf der nördlichen Halbkugel. Es sei bemerkt, daß nur noch eine Station ebenfalls im Sommer die höchsten Werte zeigt, nämlich Kap Horn an der Südspitze Amerikas¹⁾. Sieht man von diesen Abweichungen ab, so sind die jährlichen Gänge nur noch der Amplitude nach verschieden. Diese selbst ist, und das ist das Charakteristische des Potentialgefälles gegenüber jedem anderen Elemente, sehr groß im Verhältnis zu dem Mittel, um das die Schwingung stattfindet. Sie betrug in Kremsmünster 81, in Karasjok 99, in Potsdam 102 und in Wolfenbüttel 167 Proz. des Mittelwertes. Auf Bergspitzen ist die jährliche Amplitude sehr viel kleiner, z. B. auf dem Sonnblick nur 27 Proz.

Die Deutung dieser Verhältnisse und den Zusammenhang des Potentialgefälles mit den meteorologischen Elementen werden wir später kennen lernen.

§ 438. Die Änderung des Potentialgefälles mit der Höhe. Bis hierher bezogen sich alle unsere Betrachtungen auf das Potentialgefälle zwischen einem Punkt von 1 m Höhe und der Erdoberfläche; wir wollen nunmehr die Verhältnisse in der freien Atmosphäre untersuchen.

Die ersten Versuche zur Ermittlung der Änderung der Luftelektrizität mit der Erhebung über die Erde waren noch ganz von den falschen Vorstellungen vom Wesen der Luftelektrizität beherrscht, wie sie um die Mitte des XVIII. Jahrhunderts bestanden. Man vermeinte dadurch zum Ziele zu gelangen, daß man die gewohnten Versuche, die man seither in der Ebene angestellt hatte, nunmehr auf Berggipfeln wiederholte. In dieser Richtung war besonders der berühmte Meteorologe de Saussure tätig. Überraschend für ihn, fand er auf Bergen durchaus dieselben Werte, wie in der Ebene. Dies erklärt sich so: Der Berg, als Teil der Erdoberfläche, steht mit ihr in leitender Verbindung und ist eine jener Hervorragungen, deren wir im § 435 gedachten. Als solche verbiegt er die Potentialflächen, und eine auf seiner Kuppe vorgenommene Bestimmung der Potentialdifferenz gegen die Erde muß daher zwar etwas andere Werte ergeben als eine Messung auf der idealen Ebene, doch ist der Unterschied, sofern nicht besondere örtliche Umstände in Frage kommen, nicht groß, da der Abstand der Potentialflächen voneinander auf der Kuppe nicht viel anders ist, als in der Ebene. Saussure erwartete jedoch sehr große Differenzen.

¹⁾ Auch die französischen Stationen in der Antarktis zeigten inzwischen diesen umgekehrten Gang, wogegen Berndts Registrierungen in Buenos Aires das Maximum im Winter (VII), das Minimum im Sommer (II) ergaben. Vgl. J. Rouch, Ann. Soc. Météor. de France 1913; G. Berndt, Meteorol. Zeitschr. 30, 363 (1913).

In der Tat ist die Erforschung der Änderung des luftelektrischen Potentials mit der Erhebung über die Erde nur zum Ziele zu führen, wenn man bei dieser Erhebung die leitende Verbindung mit der Erde unterbricht. Unser einziges Mittel hierzu ist vorerst das Luftschiff.

Die ersten luftelektrischen Messungen im Ballon führte J. Jeffries 1784 in London aus, sie sind aber von keiner Bedeutung für die Probleme geworden, um die es sich hier handelt. Wichtiger war ein Aufstieg, den 1804 Gay-Lussac und Biot gemeinsam unternahmen. Sie ließen vom Ballonkorbe einen Draht nach unten hängen, der an seinem unteren Ende eine Kugel trug; sie zeigte, zum größten Erstaunen der beiden Forscher, negative Ladung. Immer in der alten, falschen Idee lebend, die ausschließliche Quelle der luftelektrischen Erscheinungen sei in der Atmosphäre gelegen, vermeinten sie in immer größeren Höhen auch immer größere Ladungen zu erhalten. Später erkannte Biot den wahren Grund im Prinzip richtig. Die volle Erklärung gab Erman 1804¹⁾. Sie ist einfach die, daß die untenhängende Kugel das Potential der Schicht annimmt, in der sie hängt, also ein gegen den Ort des Ballons negatives Potential.

Da luftelektrische Ballonfahrten für die Erforschung der erdelektrischen Phänomene eine weittragende Bedeutung gewonnen haben, so müssen wir auf die Besonderheiten des Problems etwas näher eingehen.

Zunächst sei bemerkt, daß die zur Benutzung kommenden Elektroskope (Quadrantenelektrometer sind der Drehungen des Ballonkorbes wegen ausgeschlossen) sich in nichts Wesentlichem von den auf der Erde verwendeten unterscheiden. Als Kollektoren kommen fast nur Wasserkollektoren zur Anwendung, manchmal unter der Form von Wasserdruckkollektoren, bei denen die Flüssigkeit, unter starkem Druck stehend, aufs feinste zerstäubt wird. Man erreicht damit, daß sich der Apparat rascher auflädt. Da der Kollektor mit dem Ballon leitend verbunden ist, so sollte man meinen, daß derselbe sich stets auf das Potential derjenigen Niveaufläche lädt, die durch das letzte Ende des zerstäubenden Wasserstrahles geht. Dies ist erfahrungsgemäß nicht der Fall, da der Ballon sowohl der Influenz durch die Erde unterliegt, als auch eine von der Erde beim Aufstieg mitgenommene Ladung beibehält; der Ballonkörper wird so sein eigenes elektrisches Kraftfeld mit sich führen und auf die Messungen am Kollektor und übrigens auch auf die Elektroskope störend wirken. Linke²⁾ und Benndorf³⁾ haben jedoch nachgewiesen, daß für einen gewissen Punkt unterhalb des Ballons, wie seine Eigenladung auch sei, die Einwirkung so klein ist, daß sie für die übliche Messungsgenauigkeit nicht mehr in Frage kommt. Für die Praxis suchten Ebert und Lutz die Frage durch Messungen am Modell zu lösen. Sie gaben den Rat, etwa 7 m über dem Korbboden einen mit dem Ballonkörper verbundenen Spritzkollektor dauernd in Tätigkeit zu halten, so daß die Eigenladung sich schnell ausgleichen kann. In 8 bis 10 m unterhalb der Gondel befindet sich der Ort, wo nach den Messungen am Modell ungestörte Verhältnisse herrschen.

Ist dies die Hauptfehlerquelle bei Ballonmessungen, so ist das Charakteristische der ganzen Methode das, daß es nicht mehr möglich ist, den Potentialunterschied gegen die Erde zu messen, da diese ja in keine leitende Ver-

¹⁾ A. Erman, Journ. d. Phys. 59, 96 (1804). — ²⁾ Abhandl. d. Ges. d. Wiss. Göttingen 3, Nr. 5 (1904). — ³⁾ Phys. d. freien Atm. 2, 183 (1908).

bindung mit dem Elektroskop zu setzen ist. Man mißt daher den Potentialunterschied zwischen zwei Kollektoren, wovon der eine mit dem Blättchen, der andere mit dem Gehäuse des Elektroskops verbunden ist und die übereinander in einem festen Abstand angebracht sind. Dieser Potentialunterschied ergibt, auf 1 m festen Abstand reduziert, das Potentialgefälle pro 1 m in der jeweils erreichten Höhe. Wir sehen also, daß wir hierdurch das Potentialgefälle „absolut“ messen, unabhängig davon, welches absolute Potential an jedem der Kollektoren herrscht.

Zunächst zeigte sich, daß das Gefälle pro Meter mit der Höhe langsam abnimmt und nicht konstant bleibt, wie dies der Fall wäre, wenn die Verteilung des Potentials in der Atmosphäre nur durch die Influenz seitens der negativ geladenen Erde gegeben wäre; d. h. also, daß die Luft selbst der Sitz elektrischer Massen ist, und zwar überwiegend positiver¹⁾. In den unteren Schichten, in welche die meteorologischen Vorgänge hineinspielen, treten auch negative Raumladungen auf, so daß die Abnahme des Potentials erst von gewissen Höhen an eine regelmäßige wird. Mit steigender Erhebung wird hier die Abnahme immer langsamer. In 4 km beträgt sie noch 10 Volt, in 6 km nur noch 8 Volt auf den Meter. Unterhalb einer Höhe von etwa 10 km liegt eine räumliche Ladung, die genau so groß ist in ihrer Summe wie die negative Ladung des Erdkörpers, und da die Luftladung positiv ist, so kompensieren sich beide nach außen vollständig.

Das Gesetz der Abnahme der räumlichen Dichte mit wachsender Höhe ist noch nicht genügend bekannt, nur ist sicher, daß sie desto größer ist, je näher die Schicht sich dem Erdboden befindet. In den ersten 2 m über der Erdoberfläche ist sie nach Daunderer²⁾ $12 \cdot 10^{-8}$ ESE pro Kubikzentimeter, also rund 1000 mal größer als in 4 km Höhe. Daraus folgt, daß die Quelle der Luftladung im Erdboden zu suchen ist und nicht etwa in kosmischen Räumen. Dies soll nicht besagen, daß uns von hier aus gar keine Elektrizitätsmengen zugeführt werden — das Umgekehrte ist, wie wir bei der Wirkung der Sonnentätigkeit auf den Erdmagnetismus und die Polarlichter gesehen haben, der Fall —, aber diese kosmischen Elektrizitätsmengen sind auf die elektrischen Vorgänge der Schichten bis zu etwa 10 km Höhe nicht unmittelbar wirksam (vgl. jedoch § 448).

Auch die täglichen und jährlichen Schwankungen des luftelektrischen Potentials sind durch Vorgänge in den untersten Schichten und im Erdboden bedingt; und der Unterschied zwischen den Variationen auf Berggipfeln und der Ebene schreibt sich ebenfalls daher.

§ 439. Die luftelektrische Zerstreung. Wir wenden uns nunmehr einem Phänomen zu, das, zwar schon seit langem bekannt, doch erst kaum ein Jahrzehnt in seinem Wesen erkannt worden ist, der luftelektrischen Zerstreung. Man versteht darunter den Vorgang, wonach ein isoliert aufgestellter, elektrisch geladener Körper trotz seiner Isolation seine Ladung verliert und so scheinbar an die Atmosphäre abgibt. Die Bezeichnung stammt von Coulomb, der 1785 eine eingehende Untersuchung über diese Frage veröffentlichte. Als Ergebnis seiner Versuche stellte er das Gesetz auf, daß

¹⁾ W. Trabert schloß auf rein theoretischem Wege schon 1894 auf dies Resultat. Wien. Ber. 103, 1023 (1894). — ²⁾ Phys. Zeitschr. 8, 281 (1907).

in jedem Moment der Verlust an Ladung durch Zerstreung in die umgebende Luft proportional ist der noch vorhandenen Ladung bzw. dem noch vorhandenen Potential des Körpers, daß also der Elektrizitätsverlust nach Analogie zu der Abkühlung eines warmen Körpers in Luft vor sich gehe. Der Körper, so dachte man sich, ziehe vermöge seiner elektrostatischen Anziehungskraft die Luft selbst, sowie vor allem die in ihr schwebenden Staub- und Wasserteilchen an, so daß sie auf ihn losstürzen und nun, gleichsinnig geladen, wieder von ihm abgestoßen würden, wobei sie dann einen Teil seiner Ladung mitnähmen.

Namentlich von der großen Bedeutung der Wasserdampf- und Staubteilchen für den Vorgang der Elektrizitätszerstreung war man so überzeugt, daß man das ganze Phänomen mehr als eine lästige Folge dieser Verunreinigungen der Luft ansah, denn als eine selbständige Naturerscheinung. Daher kommt es denn, daß unter den zahlreichen elektrischen Untersuchungen der Folgezeit sich kaum einige befinden, die sich mit der Elektrizitätszerstreung in der Luft um ihrer selbst willen befassen. Am eingehendsten studierte Matteucci das Phänomen, jedoch wählte er abgeschlossene Luftmengen. Der erste, der seine Messungen in der freien Atmosphäre ausführte, war Linss¹⁾ 1887. Eines der ersten Ergebnisse, das er feststellte, war nun das, daß gerade staubfreie Luft die Ladung schnell entführte. Linss' Arbeiten blieben zunächst noch wenig beachtet; erst über ein Jahrzehnt später wurden sie von Elster und Geitel neu aufgenommen²⁾. Die nun in rascher Folge von vielen Seiten veröffentlichten Untersuchungen über die Elektrizitätszerstreung in der Atmosphäre zeigten uns die seither nur in einem trüben Dämmer stehenden Phänomene der Luftelektrizität auf einmal in einem klaren und hellen Lichte.

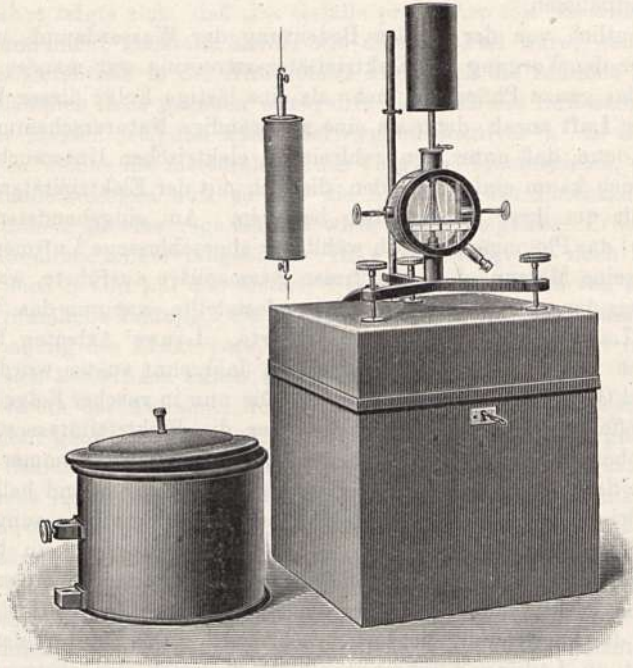
Das Prinzip der neueren luftelektrischen Zerstreungsmessungen beruht darin, daß man einen Körper aus leitendem Material auf ein bestimmtes Potential ladet, ihn der freien Atmosphäre aussetzt und in einem mit ihm verbundenen Elektroskop oder Elektrometer den Spannungsverlust ermittelt, der durch die Zerstreung hervorgerufen wird. Die Hauptfehlerquelle ist der Verlust an Ladung durch mangelhafte Isolation der stützenden Teile. Indem man zur Isolierung Bernstein verwendet und die Gestalt dieser Stückchen so wählt, daß sie eine möglichst große Oberfläche besitzen, erreicht man eine auf lange Zeit konstante und ausreichend geringe Leitungsfähigkeit; außerdem kann der Ladungsverlust, der durch schlechte Isolation hervorgerufen wird, jederzeit leicht und einfach bestimmt werden.

Das von Elster und Geitel geschaffene Instrumentarium wird durch Fig. 1242 veranschaulicht, die den Apparat auf seiner eigenen Verpackungskiste aufgestellt zeigt. Das Elektroskop ist schon in § 57 beschrieben worden; wir erinnern daran, daß der Blättchenträger am oberen Ende und zwar im Inneren des Gehäuses eine Kugel besitzt, die oben ausgebohrt ist (vgl. Fig. 1233). In diese Ausbohrung wird mittels eines unteren Stiftes der zylindrische Zerstreungskörper gesteckt, wie dies die Fig. 1242 zeigt, und mittels der daneben abgebildeten Zambonischen Säule geladen. Zum Schutze gegen das Erdfeld wird über den Zerstreungskörper ein Schutzzylinder mit Deckel gesteckt, die beide neben dem Kasten zu sehen sind. Zur Befestigung dient die senkrechte Stange hinter dem Apparat.

¹⁾ Meteorol. Zeitschr. 4, 352 (1887). — ²⁾ Ann. d. Phys. [4] 2 (1900).

Den Betrag des Potentials entnimmt man aus der Spreizung der Blättchen mit Hilfe der vorher geeichten Skala. Infolge der lufterlektrischen Zerstreuung und des Verlustes durch schlechte Isolation nimmt dieses Potential und damit die Spreizung der Blättchen mehr und mehr ab. Eine nach bestimmter Zeit vorgenommene Ablesung gibt den in diesem Zeitraum eingetretenen Spannungsverlust. Um hiervon den Teil abzuschneiden, der reiner

Fig. 1242.



Leitungsverlust ist, setzt man vor und nach der eigentlichen Messungsreihe statt des Zerstreuungskörpers den Stab *A* ein, welchen Fig. 1232 zeigt. Er besteht aus einem unteren Metallstift und einem oberen isolierenden Handgriff. Durch Berühren des Metallstiftes mit der Zambonischen Säule lädt man das Elektroskop auf; danach entfernt man den Stift vorsichtig und der Spannungsabfall, den man nun noch beobachtet, ist der Verlust durch mangelhafte Isolation; hierbei ist jedoch noch zu beachten, daß nunmehr die Kapazität des Apparates eine andere ist, als mit dem Zerstreuungszylinder. Die von der Firma Günther und Tegetmeyer in Braunschweig gearbeiteten Apparate sind so vorzüglich hergestellt, daß der Isolationsverlust stets klein und lange Zeit konstant befunden worden ist.

Die Zerstreuung wird in Prozenten der Anfangsladung angegeben. Die während eines Zeitintervalls von 15 Min. beobachtete und auf die Minute bezogene Zerstreuung heißt „der Zerstreuungskoeffizient“; es ist üblich, ihn mit *a* zu bezeichnen. Ist V_1 das Anfangspotential des Zerstreuungskörpers, V_2 das Endpotential nach *t* Minuten, sind ferner V_1 , V_2 und *t* die entsprechenden Größen bei der Isolationsbestimmung und bedeute *n* das Ver-

hältnis der Kapazität des Elektroskops allein zu jener des Systems Elektroskop plus Zerstreuungskörper, so ist a gegeben durch

$$a = \frac{1}{1-n} \left[\frac{1}{t} \log \text{nat} \frac{V_1}{V_2} - \frac{n}{t'} \log \text{nat} \frac{V_1'}{V_2'} \right]^1.$$

Dieser Formel liegt das Coulombsche Gesetz zugrunde, wonach die Zerstreuung proportional dem Potential des geladenen Körpers sei, ein Gesetz, von dem wir aus Kap. XII, C. wissen, daß es durchaus nicht immer, und wie erst später erkannt wurde, gerade bei diesem Apparat nie erfüllt ist²⁾.

Die Ermittlung des Verhältnisses n der Kapazitäten ohne und mit Zerstreuungskörper geschieht dadurch, daß man zunächst mittels des Stiffes das Elektroskop allein ladet, die Spreizung der Blättchen abliest und nunmehr den Zerstreuungskörper aufsetzt. Dies muß sehr vorsichtig geschehen, damit nicht eine vorzeitige Entladung eintritt. Um überhaupt den Körper isoliert einführen zu können, besitzt er in seiner Deckelfläche ein Gewindeloch, in das sich ein Ebonitstäbchen einschrauben läßt, an dem man den Zylinder hält. Das Verhältnis der Skalenablesungen in Volt gibt das gesuchte Verhältnis der Kapazitäten. Um die Wirksamkeit des Apparates zu erhöhen, kann man ihn mit einem weitmaschigen Drahtnetz umgeben, das durch eine Zambonische Säule auf einem konstanten Potential gehalten wird.

Mit diesem Apparate sind nun in kurzer Zeit sehr zahlreiche Beobachtungen angestellt worden, durch die unsere Kenntnis von den elektrischen Zuständen der Atmosphäre unerwartet vertieft wurden. Einige Jahre wurde die so gemessene Zerstreuung in Potsdam auch fortlaufend registriert. Man bedient sich dazu nach Lüdeling eines Benndorfschen Quadrantenelektrometers statt des Elektroskops, das dann genau auf die gleiche Art registrierend gemacht wird, wie beim Potentialgefälle und dann den Potentialabfall und so indirekt die Zerstreuung registriert, die sich hier als die Tangente an die so entstehende Kurve ergibt.

Der Elster und Geitel'sche Apparat hat für die Förderung unserer Kenntnis über die luftelektrische Zerstreuung ganz Erhebliches geleistet, ist aber, wie bald erkannt wurde, nur imstande, ein qualitatives Bild zu geben und auch dies nicht einwandfrei. Es sind daher neuere Apparate erdacht worden, die wir sogleich kennen lernen werden. Des ersteren Hauptnachteil beruht darin, daß bei einigermaßen hohen Ladungen des Zerstreuungskörpers das zugrunde gelegte Coulombsche Zerstreuungsgesetz nicht mehr gilt, d. h. die in der Zeiteinheit neutralisierte Ladung ist dann nicht mehr der Ladung proportional, oder besser nicht der Spannungsdifferenz zwischen Körper und Schutzzyylinder (d. h. Erde). Es herrscht schon „Sättigungsstrom“, vgl. Bd. IV, § 344. So steht die mit ihm gemessene Zerstreuung in keinem erkennbaren Zusammenhange mit dem zu messenden Element: der „Leitfähigkeit“ der Luft.

Bisher ist noch nichts über das Vorzeichen der Ladung gesagt worden, die man dem Zerstreuungskörper erteilt. Ist diese eine positive, so bezeich-

¹⁾ In den ersten Jahren wurde statt der Größe a häufig bloß der Klammerausdruck benutzt und mit E bezeichnet; er entspricht der Elektrizitätsmenge, die in der Zeiteinheit bei einem Potentialunterschied Eins zerstreut wird, während die Formel für a die Zerstreuung als Bruchteil der Anfangsladung berechnet. — ²⁾ Vgl. H. Schering, Diss. Göttingen (1904).

neten Elster und Geitel die Zerstreuung als positive und umgekehrt als negative, doch ist zu beachten, daß eine positive Ladung durch negative Ionen, eine negative durch positive zerstreut wird. Das Verhältnis q der Zerstreuungszahlen heißt die „Unipolarität“ der Zerstreuung. In den Elster und Geitelschen Bezeichnungen stehen diese Größen in der Beziehung

$$q = \frac{a_-}{a_+}.$$

Es soll nun unsere nächste Aufgabe sein, die für die Zerstreuung maßgebenden Verhältnisse zu besprechen.

§ 440. Die Leitfähigkeit der Luft. Die Ursache der Entladung eines elektrisch geladenen Körpers, der von Luft umspült wird, ist im Vorhandensein einer elektrischen Leitfähigkeit derselben zu suchen. Wie schon Linss¹⁾ gezeigt hatte, ist diese nicht etwa durch Staub- und Wasserteilchen hervorgerufen. Denn seit Elster und Geitel²⁾ dartaten, daß in einer abgeschlossenen Luftmenge die Zerstreuung die gleiche bleibt, obwohl der Staub allmählich niedersinkt, darf es als festgestellt gelten, daß nur die Luft selbst den Leiter abgibt. Für die hohen Verdünnungsgrade innerhalb Geißlerscher Röhren wußte man schon lange, daß Gase eine elektrische Leitfähigkeit besitzen können, und hat erkannt, daß dies auf eine Zerspaltung (Dissoziation) der Gasmolekel in Ionen zurückzuführen ist (vgl. Bd. IV, § 328). Elster und Geitel schlossen 1899, zunächst aus der Tatsache, daß positive Ladungen langsamer zerstreut wurden als negative, daß eine Spaltung in Ionen stattgefunden haben muß, daß demnach auch die dichte Luft unserer Atmosphäre ionisiert ist. Dies hat sich in der Folgezeit durchaus bestätigt: die Luft der Atmosphäre befindet sich überall und stets in einem Zustande der Ionisierung.

Diese Tatsache ist unter den uns bekannten erdelektrischen Vorgängen nicht nur ein neues Glied, sondern aller Wahrscheinlichkeit nach die Ursache für die Veränderungen des erdelektrischen Feldes überhaupt. Ihrerseits läßt sich die Ionisierung der Luft auf gewisse, stets vorhandene „ionisierende Kräfte“ zurückführen, die wir später ausführlich werden kennen lernen.

Die in der Luft vorhandenen Ionen, und nicht Staub und Wassertröpfchen, bedingen ihre Leitfähigkeit. Soll ein positiv geladener Körper entladen werden, so sind hierfür die negativen Ionen maßgebend. Die „polare“ Leitfähigkeit λ_+ ist dann gleich der Anzahl n_- der negativen Ionen im Kubikzentimeter (spezifische Ionenzahl der negativen Ionen oder räumliche Ionenkonzentration) mal der spezifischen Geschwindigkeit v_- der negativen Ionen [d. h. der Geschwindigkeit, welche ein Ion unter einem Potentialgefälle von einer elektrostatischen Einheit auf den Zentimeter annimmt³⁾], multipliziert mit dem „Elementarquantum“ ϵ der Ladung eines Ion; also $\lambda_+ = \epsilon n_- v_-$. Entsprechend ist die Leitfähigkeit für negative Ladungen $\lambda_- = \epsilon n_+ v_+$. Die gesamte Leitfähigkeit ist natürlich gleich der Summe beider, demnach

$$\lambda = \epsilon(n_+ v_+ + n_- v_-).$$

¹⁾ Meteorol. Zeitschr. 4, 352 (1887). — ²⁾ Phys. Zeitschr. 2, 116, 560 (1901); Ann. d. Phys. [4] 2, 425 (1900). — ³⁾ Vgl. § 347, nur steht dort k_- , k_+ an Stelle von v_- , v_+ .

Die Größen $E_+ = \varepsilon n_+$; $E_- = \varepsilon n_-$ heißen auch der „Ionengehalt“, die Ionendichte oder manchmal ebenfalls die spezifische Ionenzahl. Alle diese Größen werden üblicherweise in elektrostatischen Einheiten angegeben, gelegentlich auch im cgs-System, d. h. die Spannungen in Volt, die Ladungen in Coulomb.

Um die spezifische Ionenzahl zu messen, baute Ebert¹⁾ den Elster und Geitelschen Zerstreuungsmesser in der Art um, daß er eine meßbare Luftmenge durch Aspiration an dem Zerstreuungskörper vorbeiführte. Sein Apparat führt den Namen „Ionenzähler“; er stellt einen ersten Schritt zur exakten Messung der Leitfähigkeit vor, in dem er die Größen εn_+ und εn_- beobachtet, eben die Ionendichte oder den Ionengehalt, oder, da ε eine Fundamentalkonstante $= 4,77^2) \cdot 10^{-10}$ cgs ist, die spezifische Ionenzahl.

Wie Fig. 1243 veranschaulicht, befindet sich an Stelle des bisher besprochenen Zerstreuungskörpers ein Stab horizontal auf den Blättchenträger aufgesteckt; er ist also vom Gehäuse isoliert. Ihn umgibt ein zylindrisches Rohr, das direkt von dem Elektroskopgehäuse getragen wird und daher wie dieses das Potential der Erde besitzt. An einem Ende befindet sich ein Aspirator, der mit zu messender Geschwindigkeit einen Luftstrom durch die Röhre saugt. Der innere stabförmige Kern ist der Zerstreuungskörper; er wird mittels einer Zambonischen Säule geladen. Jedes durch die Aspiration an einem Ende des Rohres eintretende Ion vom entgegengesetzten Vorzeichen als die Ladung des Zerstreuungskörpers wird sich nun gegen denselben bewegen und schließlich auf ihn niederstürzen und ihn damit zu seinem Teil entsprechend entladen. Die Menge durchgesogener Luft läßt sich unschwer aus der Stärke der Aspiration und dem Volumen zwischen Rohr und innerem Kern berechnen. Es darf aber nicht übersehen werden, daß recht wohl Ionen, die zu langsam wandern, als daß sie Zeit hätten, während ihres Durchganges durch die Röhre den Zerstreuungskörper zu berühren, nicht mit zur Messung kommen.

Aus der mit diesem Ebertschen Apparat während der Dauer t^s gemessenen Potentialabnahme $V_2 - V_1$, der Kapazität C und der vorbeigesogenen Luftmenge M ergibt sich die „spezifische Ionenzahl“ pro Raumeinheit, d. i. das Produkt aus Anzahl der Ionen und Ladung ε des einzelnen Ions zu

$$\varepsilon n = \frac{C(V_2 - V_1)}{300 Mt}.$$

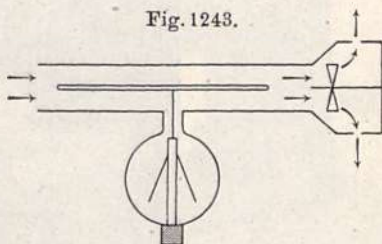
n ist dabei die Zahl derjenigen Ionen, die zerstreudend gewirkt haben, d. h. der Ionen von umgekehrter Ladung als sie der Zerstreuungskörper besaß. Im praktischen Gebrauch vereinfacht sich die Formel sehr, indem sich die Konstanten C , M und t in eine einzige zusammenziehen lassen, so daß die Ionendichte wird

$$\varepsilon n = c(V_2 - V_1) = J$$

und die Anzahl Ionen im Kubikzentimeter

$$n = c'(V_2 - V_1),$$

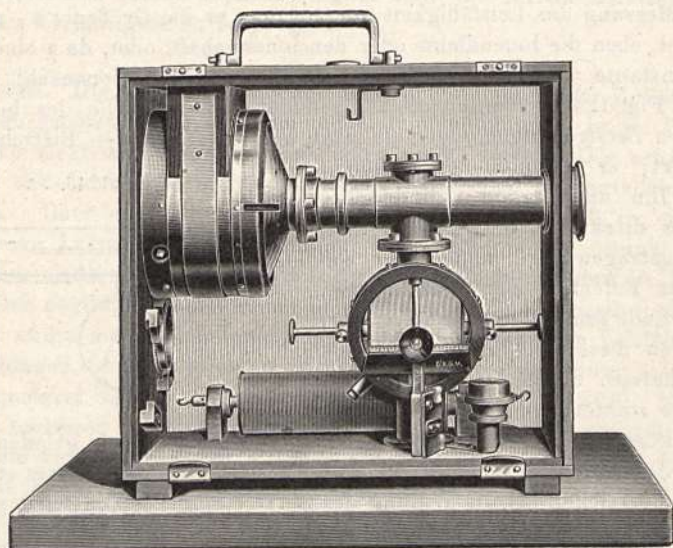
¹⁾ Phys. Zeitschr. 2, 662 (1900). — ²⁾ Siehe Anm. 5, Bd. IV, S. 1138.



worin $c' = c/\epsilon$. Fig. 1244 zeigt uns den Ebertschen Ionenzähler in seinem Tragekasten. Links befindet sich der durch ein Uhrwerk betriebene Aspirator, unten am Boden die zum Aufladen des Zerstreungskörpers dienende Zambonische Säule. Um die Beobachtungszeit abzukürzen, wählt man besser statt des Blattelektroskops das Wulfsche Fadeninstrument.

Der Ebertsche Apparat gibt nur die Ionenzahl und -dichte. Um auch die spezifische Geschwindigkeit (Beweglichkeit) zu erhalten, setzt Mache vor

Fig. 1244.



den Ebertschen Zylinder einen zweiten an, dessen Zerstreungskörper aber durch angelegte Elemente immer auf derselben, jedoch geringen Spannung erhalten wird. Vorauszugehen hat eine Messung der Zerstreung am Ebertschen Apparat, wobei der Machesche Ansatzkörper ungeladen ist. Der Spannungsverlust sei dann $V_2 - V_1$, während er bei geladenem Vorschaltzylinder $V'_2 - V'_1$ sei. Ist (V) das dem Macheschen Körper erteilte geringe Potential (etwa 20 Volt), so muß man dem Macheschen Apparat einen Spannungsunterschied von $(V) \frac{V_2 - V_1}{(V_2 - V_1) - (V'_2 - V'_1)}$ erteilen, um ihm gerade alle Ionen zu entziehen. Lädt man den Apparat auf dieses Potential \bar{V} , so ergibt sich die Beweglichkeit der Ionen des betreffenden Vorzeichens zu

$$V = k \bar{V},$$

wo k sich aus der Fördermenge M der Luft, der Zeitdauer t des Versuches, dem Radius R des Rohres und r des Zerstreungskörpers des Vorschaltapparates und der Länge l berechnet nach

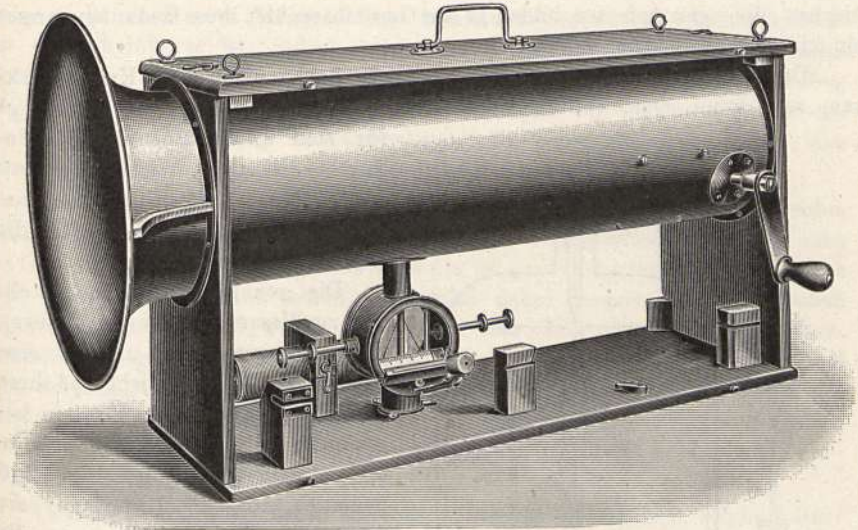
$$k = \frac{2 \pi t l}{M l g n a t \frac{R}{r}}.$$

Auf ähnlichen Grundgedanken, wie der Ebertsche baut sich der Apparat von Gerdien auf, den die Fig. 1245 wiedergibt. Gerdien¹⁾ vergrößert nur

¹⁾ Phys. Zeitschr. 6, 800 (1905); Gött. Nachr. 1905.

das Verhältnis von Kondensatorkapazität zu jener des Elektroskops und bemißt Ladung und Aspiration so, daß die gemessene Zerstreung der Leitfähigkeit direkt proportional ist, nicht der Ionendichte. Um die Ionen-geschwindigkeit zu erhalten, muß auch er eine Zusatzmessung einführen. Auch er mißt zunächst in einem schwachen Felde die Leitfähigkeit $\varepsilon n v$, indem nur ein Teil der Ionen entladend wirkt. Dieselbe Luft durchfließt dann einen zweiten Raum, in welchem ein so starkes Feld herrscht, daß alle

Fig. 1245.



noch übrigen Ionen entladen werden. Die Gesamtionenzahl ist dann die Summe der in beiden Räumen wirksam gewesenen Ionenladungen, d. h. εn , mithin gibt das Verhältnis der beobachteten Spannungsverluste $\frac{\varepsilon n v}{\varepsilon n} = v$ die spezifische Ionengeschwindigkeit. Bei dem Gerdienschen Apparat befinden sich nur, im Unterschied zur Mache-Ebertschen Anordnung, beide Zerstreungskörper in ein und derselben äußeren Röhre.

Beide Arten der Messung erfordern je zwei Reihen für jedes Vorzeichen, und für alle vier, so notwendig werdende Sätze, recht lange Beobachtungszeiten, wobei stillschweigend die Annahme gemacht wird, daß während dieser vier Sätze keine der Größen n und v sich ändere, was sicher nicht der Wahrheit entspricht. Durch Wahl eines Wulfschen Saitenelektrometers statt des Blattelektroskops kann die Beobachtungsdauer erheblich abgekürzt werden. Die Apparate haben beide auch einen einseitig wirkenden kleinen Fehler, der bewirkt, daß positive Leitvermögen zu groß erhalten werden; die Ursache werden wir später kennen lernen.

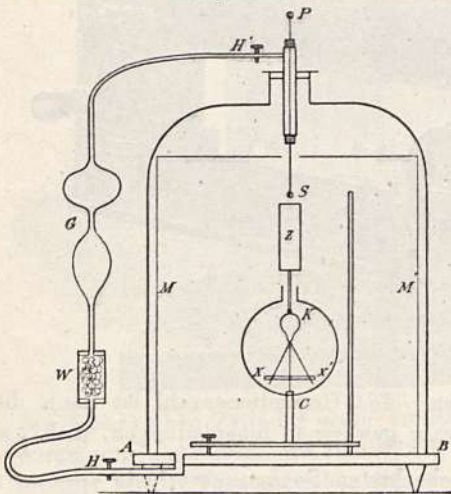
Sowohl Ionenzahl wie -geschwindigkeit und damit die Leitfähigkeit sind örtlichen und zeitlichen Veränderungen unterworfen; ebenso ist eine ausgesprochene Wirkung der Erhebung über die Erde zu erkennen. Ehe wir aber auf diese Veränderlichkeiten und damit auf die Ergebnisse der zahlreichen Messungen eingehen, wollen wir uns mit den Ursachen befassen, welche die Ionisierung der Luft veranlassen. Haben wir diese kennen gelernt, so

sind wir zugleich imstande, den Einfluß der meteorologischen Vorgänge auf die lufterlektrische Zerstreuung in seinem Wesen zu verstehen.

§ 441. **Ursache der Ionisation der atmosphärischen Luft.** Es ist selbstverständlich, daß sich die Forschung nicht mit der Erkenntnis der Tatsache von der Ionisation der atmosphärischen Luft zufrieden geben konnte, sondern sofort die Frage nach der Ursache des Phänomens aufwerfen mußte. Die Beantwortung geschah im wesentlichen durch die Entdecker der Ionisation der Atmosphäre selbst, die beiden Forscher Elster und Geitel¹⁾. Die hierher gehörigen Arbeiten bilden in der Geschlossenheit ihres Gedankenganges ein klassisches Beispiel exakter Forschung.

Da in der freien Atmosphäre eine große Zahl ionisierender Kräfte wirksam sein kann, galt es, zunächst einmal eine abgeschlossene Luftmenge

Fig. 1246.



für sich allein längere Zeit hindurch auf ihre Leitfähigkeit zu prüfen, um zu sehen, wie bei Ausschluß aller äußeren Kräfte die Leitfähigkeit sich verändere.

Die genannten Forscher stellten zu diesem Zwecke den ganzen Zerstreuungsapparat unter eine Glasglocke, die luftdicht auf ihrer Unterlage aufstand, und so ein bestimmtes Luftquantum ein für allemal abschloß. In der Fig. 1246 bedeutet *AB* die Unterlage; sie trägt eine Durchbohrung, an die sich eine mit einem Hahn *H* versehene Röhre aufsetzt. Das obere Ende der Glocke ist gleichfalls durchbohrt und durch einen anderen Hahn *H'* ebenfalls hermetisch ab-

zuschließen. Für den zunächst zu beschreibenden Versuch denken wir uns beide Hähne geschlossen und damit den seitlich, linksliegenden Apparatenteil vollkommen ausgeschaltet. Das Elektroskop mit seinen Aluminiumblättchen *XX'* ist unschwer zu erkennen; *Z* ist der aufgesetzte Zerstreuungskörper. Durch die Achse der oberen Durchbohrung ist ein Draht gesteckt, der oben und unten eine Kugel trägt; er dient zum Laden des Zerstreuungskörpers. Zu diesem Behufe wird die untere Kugel *S* mit *Z* in Berührung gebracht und an die obere eine Zambonische Säule gehalten. Ist die gewünschte Spreizung der Blättchen erreicht, so wird der Draht nach oben gezogen. *MM'* stellt den Durchschnitt durch ein engmaschiges Drahtnetz vor, das dicht um die innere Wandung der Glasglocke gelegt ist und den Zweck hat, etwaige elektrische Ladungen derselben abzuleiten. Die so abgeschlossene Luft wurde nun tagelang sich selbst überlassen.

Bei einem beliebigen Versuch ergaben sich für eine Versuchszeit von einer Minute folgende Zerstreuungen in Prozenten der Anfangsladung:

¹⁾ Die bezüglichlichen Arbeiten stehen fast alle in der Phys. Zeitschr., beginnend mit 3, 76 (1902).

in der freien Atmosphäre vor Entnahme der Versuchsmenge . . .	0,4	Proz.
innerhalb der Glocke am zweiten Tage	1,0	"
" " " " dritten " 	1,2	"
" " " " vierten " 	1,4	"
sie näherte sich in der Folge einem Grenzwerte von	2,0	"

Mithin stieg die Zerstreuung um das Fünffache an. Dies würde nun besagen, daß selbst in einer von außen gänzlich abgeschlossenen Luftmenge die Zahl der Ionen zunimmt, daß demnach die Luft selbst Ionen erzeugt, wenn nicht noch zwei Möglichkeiten beständen: entweder, daß der Effekt nur ein scheinbarer ist, indem durch das lange, ruhige Stehen der Staub allmählich zu Boden fällt und so den Ionen kein Hindernis mehr in den Weg stellt, oder daß irgendwoher die Teile im Inneren der Glocke oder gar die Versuchsluft selbst schon auf unbeabsichtigte Weise von vornherein eine ionisierend wirkende Kraft (Aktivität) erworben hatte¹⁾.

Um erstere Möglichkeit zu untersuchen, wurde zwischen die beiden Hähne *HH'* ein Gebläse *G* und ein Wattefilter *W* eingeschaltet. Setzte man das Gebläse in Tätigkeit, so konnte man die im ganzen System eingeschlossene Luft beliebig in Umlauf setzen, ohne daß dabei fremde Luft von außen zugetreten wäre; dabei wurde der Staub vom Wattefilter zurückgehalten. Trotzdem stieg die Leitfähigkeit ganz nach demselben Gesetz an, wie bei dem vorangegangenen Versuche; es gelang nicht, die erhöhten Werte der Zerstreuung früher zu erreichen als in der noch nicht vom Staube befreiten Luft. Die Zunahme der Entladung ist demnach nicht auf verminderten Staubgehalt zurückzuführen.

Um die zweite Möglichkeit zu prüfen, war es erforderlich, solche natürliche Luft zu untersuchen, die aller Wahrscheinlichkeit nach noch nicht (durch Menschenhand) mit wirksamen (aktiven) Substanzen in Berührung gebracht worden war. Elster und Geitel begaben sich daher in die Baumannshöhle im Bodetal im Harz. Wenn sich selbst überlassene Luft sich an Ionen anreichert, so mußte dies in einer solchen natürlichen Höhle in besonders hohem Maße der Fall sein. In der Tat fanden die beiden Forscher die Höhlenluft zehnmal stärker leitend als die Luft der freien Atmosphäre am gleichen Tage, nämlich zu 11,3 Proz. gegenüber 1,1 Proz.

Es war nach diesen Versuchen nicht mehr daran zu zweifeln, daß die natürliche Luft in sich selbst die Fähigkeit besitzt, Ionen neu zu erzeugen. Es ist nun die nächste Frage, woher sie diese Fähigkeit erworben hat. Offenbar bestehen wieder zwei Möglichkeiten, entweder ist die Anreicherung an Ionen auf vorerst unbekannte Weise mit der Größe des Luftraumes verbunden oder es wirken in der Luft irgendwelche, ihr immer beigemischte aktivierende Kräfte.

Die von Elster und Geitel zur Lösung dieser Frage unternommenen Versuche entschieden sehr bald dahin, daß nicht etwa noch unbekannte, nur in großen Räumen wirksame Kräfte tätig sind; wir wollen diesen Teil der Versuche daher hier nicht weiter besprechen. Es war demnach eine wirksame Kraft in der natürlichen Luft anzunehmen, mit deren Hilfe sie selbst

¹⁾ An die dritte Möglichkeit, daß von außen durch das Glas hindurch eine Kraft wirkt (durchdringende Strahlen), dachte man damals noch nicht.

den durch den Zerstreungsprozeß bewirkten Verbrauch an freien Ionen dauernd ergänzte.

Um diese Aktivität zu untersuchen, bot sich ein erprobtes Verfahren dar. Es beruht auf der Eigentümlichkeit negativ geladener Körper, die radioaktiven Substanzen auf sich niederzuschlagen (vgl. § 378, S. 1232). Elster und Geitel spannten daher, zunächst in der freien Atmosphäre, einen genügend langen Draht aus, den sie mehrere Stunden hindurch auf einem über 2000 Volt hohen, negativen Potentiale hielten. Schon ein erster Versuch zeigte, daß die auf dem Drahte niedergeschlagene Schicht alle Eigenschaften einer radioaktiven Substanz besitzt, z. B. den Baryumplatincyansschirm aufleuchten läßt und die photographische Platte beeinflusst.

Die stark leitende Höhlenluft erwies sich hierbei auch als stark aktiv. Nun schlossen unsere Forscher auf folgende Art weiter. Da Luft, die in einem abgeschlossenen künstlichen Versuchsraume aufbewahrt, dessen Wände sicher nicht aktiv waren, keine erhöhte Aktivität verriet, so mußte die in Höhlen und Kellern zu beobachtende große Radioaktivität von dem begrenzenden Gestein ausgehen; und weiter, daß daher die in den tausendfältig verzweigten Kapillaren des Erdbodens befindliche Luft, bei ihrem ungleich innigeren Kontakt die Eigenschaft der Radioaktivität in bedeutend erhöhtem Maße verraten mußte.

Sie bohrten, um dies zu untersuchen, ein $1\frac{1}{2}$ bis 2 m tiefes Loch in das Erdreich, steckten eine Röhre in dasselbe und saugen mit Hilfe eines Gebläses Bodenluft in ihre oben beschriebene Glasglocke. Während Luft der freien Atmosphäre in 15 Minuten 18 Volt zerstreute, wurde für die Bodenluft folgende Versuchsreihe gewonnen:

nach	5 ^m	10 ^m	15 ^m	30 ^m	60 ^m	3 st	24 st	48 st
	133	246	380	480	525	550	460	430 Volt/15 ^m

Wegen der starken Zerstreung wurde das Elektroskop mehrmals erneut geladen und die Zerstreung auf 15^m Dauer umgerechnet. Die Messungen bis zu 60^m geschahen bei fortgesetztem Durchsaugen der Bodenluft, dann wurden beide Hähne *H* und *H'* geschlossen und die Bodenluft sich selbst überlassen.

Wie ein Blick auf die Zahlen lehrt, ist die Zerstreung schon gleich von Anfang an eine unvergleichlich viel größere als in der freien Atmosphäre; sodann aber erreicht sie noch im Laufe der ersten Stunde einen viermal größeren Betrag, als nach den ersten fünf Minuten; später nimmt die Leitfähigkeit jedoch langsam ab. Wir dürfen daher in der Tat in der innigeren Berührung der Bodenluft mit dem Erdreich die Ursache ihrer größeren Aktivität suchen. Schließlich gelang es, nachzuweisen, daß die größere Leitfähigkeit der Höhlen- und Kellerluft lediglich auf ihren größeren Gehalt an Bodenluft zurückzuführen ist.

§ 442. Die Radioaktivität der atmosphärischen und der Bodenluft¹⁾.

Um die Aktivität irgendwelcher Luftproben zu bestimmen, verfahren Elster und Geitel derart, daß sie in die zu untersuchende Luft einen genügend langen Draht hingen und ihn mehrere Stunden lang auf — 2000 bis — 3000 Volt Spannung hielten. Auf einen solchen geladenen Draht wandern, wie in § 378 gezeigt worden ist, die Träger der in der Luft vorhandenen Aktivität hin

¹⁾ In dem Folgenden muß die Kenntnis des Kapitels XIV vorausgesetzt werden.

während derselbe Apparat im Inland 3 km von der Küste in Kapland ein Mittel von 124 ergab. In der Nähe der Küste fand sich auf offenem Meere bei Landwind $A = 175$, bei Seewind $A = 3$ [vgl. auch Leitfähigkeit und Entfernung vom Land auf S. 1437¹⁾].

Der Schluß ist daher ziemlich zwingend, daß die Radioaktivität der Atmosphäre vom Land stammt oder, mit anderen Worten, von der Bodenluft, welche das Land aussendet.

Ehe die Bodenluft als radioaktiv erkannt war, wäre die Vorstellung möglich gewesen, daß sie nur bedeutend stärker ionisiert sei als gewöhnliche Luft, und daher auch stärker zerstreue. Daß dem nicht so ist, ließ sich dadurch dartun, daß man die Bodenluft, ehe sie unter die Glasglocke kam, durch eine Röhre streichen ließ, durch deren Achse ein auf hohe Spannung geladener Draht gezogen war. Dieser Draht war lang genug, so daß alle Ionen, die in der Bodenluft enthalten waren, sich auf ihm bzw. auf den Wänden der Röhre niederschlugen. Da die so behandelte Luft nach der Entionisierung trotzdem jene starke Entladung aufs neue zeigte, so mußte angenommen werden, daß in ihr Träger einer Radioaktivität enthalten waren, die von neuem ionisatorisch wirken konnten.

Wir haben in dem Kapitel XIV die radioaktiven Körper, soweit sie heute bekannt oder mit Bestimmtheit als vorhanden vermutet werden, alle kennen gelernt. Für die Radioaktivität der Atmosphäre sind besonders die Emanationen von Bedeutung, da sie als Gase sich mit ihr mischen können. Es sind das die ersten aus den Urelementen Radium, Thorium und Aktinium entstehenden Zerfallsprodukte: Radium-, Thorium- und Aktiniumemanation²⁾. Die entsprechenden Halbzeiten sind:

Ra-Emanation: 3,854 Tage; Th-Emanation: 53 Sekunden; Ac-Emanation: 3,9 Sekunden. Die Aktivität von Ac-Emanation fällt so schnell ab, daß ihr Vorhandensein, und zwar nur in der Bodenluft erst später festgestellt werden konnte. Auch die Thoremanation zerfällt reichlich schnell für die Beobachtung. So wurde zunächst die Gegenwart der Radiumemanation in der Atmosphäre entdeckt.

Die Emanationen zerfallen weiter; für uns am wichtigsten sind die drei nächsten Stufen, die sogenannten „aktiven Niederschläge“³⁾, da sie die Eigentümlichkeit haben, sich an feste Körper (z. B. die Wände der Versuchsräume, desgleichen jene der Apparate) anzusetzen und ihnen so eine Aktivität, d. h. ionisierende Kraft zu erteilen. In einem elektrischen Felde wandern sie auf den negativen Pol zu und schlagen sich dort nieder, also z. B. auf den Draht, mit dem Elster und Geitel die Aktivität der Atmosphäre nachzuweisen lehrten. Die Niederschläge sind feste Körper, lösen sich aber in Säuren und lassen sich daher von den Wänden bzw. dem aktivierten Draht abwischen (vgl. S. 1232). Ein dadurch mit ihnen beladener Lappen wirkt auf die photographische Platte, was ein Mittel darstellt, die Existenz aktiven Niederschlages festzustellen. Man bezeichnet die Niederschläge durch die Buchstaben *A, B, C*; in Betracht kommen folgende mit den beigeschriebenen Halbzeiten: Ra-A: 3 m; Ra-B: 26,7 m; Ra-C: 19,5 m; Th-A: 10,6 st; Th-B: 1 st; Th-C: 1—3 st; Ac-B: 2,2 m; Ac-C: 5 m.

¹⁾ G. C. Simpson und C. S. Wright, *Atm. Electr. over the Ocean*. Proc. Roy. Soc. (A) 85, 185 u. ff. (1911). — ²⁾ Vgl. § 378, S. 1229. — ³⁾ Siehe § 378, S. 1231.

Die C-Aktivitäten senden auch steife γ -Strahlen aus, die anderen nur weiche, also lediglich in nächster Nähe ionisierende α - und β -Strahlen.

Die Frage nach der quantitativen Beteiligung der drei Hauptaktivitäten an der Radioaktivität der Luft ist auf sehr eingehende Weise von Kurz untersucht worden. Wir folgen in nachstehenden Zeilen im wesentlichen seinen Darstellungen¹⁾.

Kurz geht davon aus, daß die radioaktiven Substanzen in einem elektrischen Felde verschiedene Wanderungsgeschwindigkeiten besitzen. Um sie zu sammeln, bedient er sich ebenfalls eines isoliert aufgehängten Drahtes, der wie bei dem Elster und Geitelschen Versuch auf geeigneter Spannung gehalten wird, nur daß er statt horizontal jetzt vertikal hängt. Dies bedingt, daß die Potentiallinien des Erdfeldes durch ihn deformiert werden, daß also die Dichte des elektrischen Feldes um ihn von oben nach unten sich ändert. In demselben Verhältnis ändert sich die Anzahl der sich auf ihm niederschlagenden Zerfallsprodukte der drei Emanationen von unten nach oben, wie man durch Zerlegung des Drahtes in einzelne Teile nachweisen kann. Die Abklingungskurve wird ganz wie bei Elster-Geitel durch die in einem abgeschlossenen Raum durch den aktivierten Draht erzeugte Ionisierung gemessen, d. h. durch die in ihm eintretende Zerstreung, ist daher von der Form und Größe des Versuchsraumes abhängig, außerdem aber von der Expositionsdauer des Drahtes und seiner Spannung. Durch Verändern dieser letzten beiden Umstände kann die Gestalt der Abklingungskurve beeinflußt und so ermittelt werden, aus welchen Aktivitäten sie sich zusammensetzt.

Die Mengen der Zerfallsprodukte der Emanationen sind natürlich ein Maß für die Mengen der Emanationen selbst. Kurz findet aus seinen und den Beobachtungen anderer Forscher nach Reduktion der älteren Ergebnisse auf gleiche Spannung und Expositionszeit, daß auf 1 Tl. Thoremation 13 Tle. Radiumemanation in der freien Atmosphäre am Grunde des Luftmeeres vorhanden sind.

Wie wir oben bemerkt haben, entspricht die Aktivierungszahl Eins, wie auf Grund von Beobachtungen festgestellt wurde, einem Zerstreungsstrom von $0,5 \cdot 10^{-5}$ ESE. Durch gleichzeitige Messungen der Ionenzahl mit einem Ebertschen Aspirator bestimmt Kurz, daß diesem Strome eine Ionenzahl von 0,041 auf den Kubikzentimeter in der Sekunde gleichwertig ist. Überrechnet man die vorhandenen Beobachtungen der Aktivierungszahl danach, so findet man, daß durch die radioaktiven Zerfallsprodukte in der Atmosphäre auf Landstationen 0,6 bis 5,6 Ionen im Kubikzentimeter erklärt, während auf der See 0,0 bis 0,4 erzeugt werden.

Wir erinnern, daß nach § 349, S. 1110 in einem ionisierten Gase dauernd eine Neutralisierung der Ionen durch Wiedervereinigung der dissoziierten Ionen beiderlei Vorzeichens stattfindet. Dies geschieht in der Art, daß die Stärke der Wiedervereinigung dem Produkt der Ionenzahlen beider Vorzeichen mit einer Größe α proportional ist, welche die „Wiedervereinigungskonstante“ heißt. Ist q die in der Zeiteinheit im Kubikzentimeter durch einen beliebigen Ionisator erzeugte Ionenmenge²⁾, so herrscht Gleichgewicht, wenn

¹⁾ Abhdl. Akad. München 25 (1909). — ²⁾ Die seitherigen Ionenzählungen legen für das Elementarquantum den Betrag $3,4 \cdot 10^{-10}$ zugrunde. Nach § 351, S. 1138, Anm. 5 ist der beste Wert $4,77 \cdot 10^{-10}$. Dadurch werden die Ionenzahlen seitheriger Zählweise ungefähr um $\frac{2}{3}$ kleiner (Faktor = 0,713).

$q = \alpha n_+ n_- = \alpha n^2$. Da n^2 mit dem Ionenzähler gemessen wird, und α , wenn auch noch nicht ganz einwandfrei, bestimmt worden ist, so läßt sich q berechnen. Nun sei vorausgeschickt, daß die im Kubikzentimeter im Mittel aus allen Beobachtungen gefundene Anzahl n an Ionen eines Vorzeichens 1000 ist; ferner hat α den Wert $2,7 \cdot 10^{-6}$, daraus berechnet sich die Anzahl im Kubikzentimeter in der Sekunde erzeugter Ionenmenge zu

$$q = 2,7 \cdot 10^6 \cdot 10^{-6} = 2,7.$$

Eine Änderung der mittleren Ionenzahl um 500 würde q nur auf 6,1 Ionen in der Sekunde heben. Da aber andererseits von Schuster¹⁾, Rutherford²⁾ und Eve³⁾ im Mittel gefunden wurde, daß in der Sekunde 18 Ionen erzeugt werden müssen, damit der durch Wiedervereinigung bedingte Verbrauch an Ionen gedeckt werden kann, so erklärt sich nur ein Teil, $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{3}$ der tatsächlich gemessenen Ionenmenge aus dem Gehalt der Luft an Emanationen und radioaktiven Niederschlägen. Auf dem Lande ist dieser Anteil am größten, an den Küsten gering, auf See verschwindend klein.

Trotzdem darf hieraus nicht geschlossen werden, daß die Emanationen nicht die große Rolle spielen, die man zuerst von ihnen erwartete. Es kann immerhin die von ihnen und ihren in der Luft enthaltenen Zerfallsprodukten ausgehende α - und β -Strahlung im einzelnen Falle einen großen Bruchteil der überhaupt entstehenden Ionen bestreiten. Außerdem aber tritt aus dem Erdboden nicht nur die Emanation selbst aus, sondern auch eine große Menge von ihr in den obersten Lagen der Erddecke schon erzeugter Ionen. Die Bodenluft ist nicht nur emanationshaltig, sondern auch schon ionisiert und steigt in diesem Zustand in die Höhe, teils durch Wind, teils durch Diffusion (vgl. § 348).

Trotzdem wollen wir uns später noch nach den anderen wirksamen Ionisatoren umsehen. Vorerst entsteht aber die Frage nach der Ursache für das Vorhandensein der drei Emanationen in der Bodenluft.

§ 443. Die Radioaktivität der Bestandteile der Erdrinde. Wir erwähnten schon, daß Elster und Geitel als Ursache der ionisierenden Kraft der Bodenluft ihren innigen Kontakt mit den Gesteinen ansehen. Diese Vermutung konnten sie selbst bestätigen: die Emanationen stammen aus dem Radium-, Thor- und Aktiniumgehalt der Gesteine.

Seit dieser Entdeckung ist eine große Zahl Messungen über die Radioaktivität der verschiedenen Mineralien, Erdarten, sowie der gasförmigen und flüssigen Bestandteile der Erdrinde angestellt worden. Vor allem sind fast alle Heilquellen sowohl in ihrem Wassergehalt als auch in ihren Ablagerungen und Exhalationen geprüft worden. Man glaubte nämlich in dem Emanationsgehalt dieser Wässer den Träger ihrer Heilkraft erkannt zu haben. Auch andere Quellen sind untersucht worden, vornehmlich, wenn sie aus Gestein entspringen, in dem noch verborgene Adern von Uranpecherz vermutet wurden, deren Abbau auf Radium beabsichtigt war.

Obwohl die Messung der Radioaktivität der Gesteine, Wasser usw. ganz nach denselben Grundlagen ausgeführt wird, wie jene der Luft, so ist sie

¹⁾ Proc. Manchester Phil. Soc., S. 488 (1904). — ²⁾ Radioaktive Umwandl., S. 208 u. ff. Vieweg (1907). — ³⁾ Phil. Mag., Febr. 1907.

im einzelnen doch viel schwieriger durchzuführen, vor allem, weil die Substanzen nicht nur Emanationen enthalten, sondern meist auch die aktiven Metalle Ra, Th, Ac und alle ihre Zerfallsprodukte selbst. Dadurch entstehen immer neue Mengen von Emanation. Ein zweiter störender Umstand ist, daß bei der oft langen Dauer der Messung die aus der Emanation entstehenden radioaktiven Niederschläge sich an die Wände des Zerstreungsraumes und -körpers ansetzen und ihrerseits ionisatorisch wirken. Und schließlich ist die Dichte der Ionenverteilung im Versuchsraum in verschiedenen Teilen sehr verschieden, so daß ein schwer exakt zu bestimmender Zustand herrscht. Es ist an diesem Orte nicht möglich, in die Einzelheiten des Meßverfahrens einzugehen (vgl. jedoch Kap. XIV, § 384); jeder, der etwa Radioaktivitätsmessungen dieser Art ausführen will, ist heute noch genötigt, auf Sonderwerke zurückzugehen¹⁾, z. B. auf A. Gockel, Radioaktivität von Boden und Quellen 1914 (Sammlung Vieweg, Heft 5).

Die Grundzüge der Beobachtungsweise sind die folgenden. Der Apparat besteht aus einer luftdicht abzuschließenden Kammer aus Glas oder Metall, die mit dem zu untersuchenden Körper beschickt werden kann. In diese Kammer ragt der einem Elektroskop aufgesetzte Zerstreungskörper hinein, der von außen z. B. durch eine Zambonische Säule auf ein geeignetes Potential geladen werden kann. Infolge der Gegenwart aktiver Körper wird die Luft in der Kammer ionisiert, d. h. leitfähig, es entsteht dadurch ein Abströmen der Ladung des Zerstreungskörpers, und diese Strömung gibt sowohl das Maß für die Menge des wirksamen Ionisators, als auch durch die Abklingung der Wirkung die Art desselben an. Aus den oben genannten Gründen ist der Vorgang, wie er sich abspielt, ein zusammengesetzter, und nur durch Anwendung einer großen Anzahl von Kunstgriffen gelingt es, die wirksamen Mengen verschiedener Natur voneinander zu trennen. Feste Körper breitet man in gepulvertem Zustande in einer Schale flach aus, die auf dem Boden der Kammer steht. Ist die Aktivität nicht zu groß, so wählt man in der Praxis 125 g, im anderen Falle führt man die Endwerte auf diese einmal angenommene Menge zurück. Bei Flüssigkeiten ist der Liter die normale Menge, nur daß meist durch sie Luft durchgeperlt wird, um auch die oberflächenfernen Flüssigkeitsteilchen, deren α -Strahlung sonst absorbiert würde, wirksam zu machen. Ein anderes Verfahren schüttelt Luftprobe und reines Wasser durcheinander²⁾.

Statt der Elster und Geitelschen Angabe der Aktivität in Voltabnahme für die Stunde und 125 g führte Mache eine absolute Einheit ein. Die durch den Spannungsverlust erkennbare Strömung ist in elektrostatischem Maße mit der Kapazität c proportional dem Verlust V an Volt, dividiert durch 300 und durch die Beobachtungsdauer t in Sekunden. Mache nennt das

¹⁾ Die Theorie der Versuche findet man wesentlich bereichert in G. v. d. Borne, Untersuchungen über die Abhängigkeit der Radioaktivität der Bodenluft von geologischen Faktoren. Habilitationsschrift, Breslau 1905. Die beste praktische Anleitung siehe bei Büchner, *Jahrb. f. Rad. u. Elektr.* 1913.

²⁾ Apparate hauptsächlich durch Günther und Tegetmeyer, Braunschweig, auch als „Fontaktoskop“ nach Sieveking und Engler für die Schüttelmethode oder in der vollendeteren Form von Mache und Meyer (vgl. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 1909, S. 519) oder W. Hammer, *Verh. d. D. Phys. Ges.* 1912, S. 670.

1000fache dieses Ausdruckes eine Einheit der Aktivität, so daß eine Macheinheit gegeben ist durch

$$M. E. = \frac{10 c V}{3 t}. \quad (\text{Vgl. § 389, S. 1263.})$$

Wählt man immer dieselbe Beobachtungsdauer, so ist der Zerstreungsstrom stets ein gleiches Vielfaches des Spannungsabfalls, doch ist die wesentlichste Vorbedingung, daß der Spannungsabfall von der Höhe der Ladung des Zerstreungskörpers unabhängig ist, d. h. daß Sättigungsstrom herrscht, wovon man sich durch Parallelversuche zu überzeugen hat, indem man der Reihe nach mit immer höheren Ladungen des Zerstreungskörpers arbeitet.

Aus dem Sättigungsstrom, den ein bestimmtes, Radium enthaltendes Gestein usw. hervorruft, kann die im Gramm der Substanz enthaltene Menge an Ra berechnet werden, indem man vergleicht, welche Menge einer in ihrem Ra-Gehalt bekannten Radiumverbindung „Radiumstandard“¹⁾ denselben Sättigungsstrom hervorzurufen imstande ist. Der Thorium- oder Aktiniumgehalt wäre auf gleiche Weise zu erhalten, wenn die rasche Abklingung nicht experimentell sehr hinderlich wäre. Einigermaßen vollständig ist daher nur unsere Kenntnis über den Radiumgehalt der Erdbestandteile.

Überblicken wir die zahlreichen, heute vorliegenden Messungen, so zeigt sich, daß die Radioaktivität der festen Bestandteile am größten ist bei den Urgesteinen und den aus ihnen durch Verwitterung entstandenen Tonen. Dies scheint nicht etwa mit der eruptiven Natur dieser Gesteine zusammenzuhängen, denn jüngere Ausbruchsgesteine, vor allem Basalte, sind sehr radiumarm, und andererseits gibt es auch Sedimente von höherem Radiumgehalt als tertiäre und quartäre Eruptiva. R. J. Strutt gibt für alte Urgesteine 4,78 bis $0,99 \cdot 10^{-12}$ g Ra im Gramm Gestein (Mittel 2,92), für jüngere plutonische Felsarten 1,03 bis $0,30 \cdot 10^{-12}$ g (Mittel 0,57). Die stark aktiven Sedimente haben im Mittel 1,76, die schwachen $0,46 \cdot 10^{-12}$ g Ra im Gramm. Neuere, sehr sorgfältige Untersuchungen von E. H. Büchner geben für Eruptiva $2,9 \pm 0,65$, für Sedimente $1,9 \pm 0,62 \cdot 10^{-12}$ g Ra, doch werden beide Gruppen gleich, wenn man die Granite, Quarzporphyre und Syenite ausscheidet, die ihrerseits Werte wie 10,0 (Granit, Niederl.-Indien), 12,1 (Granit, Holland), 14,8 (Granit, Bayer. Wald), 4,4 und 3,9 (Granitit, Brocken bzw. Weinheim a. d. Bergstraße), 14,6 (Quarzporphyr, Münster a. St.), 5,9 (Diabas, Vogesen), 41,2 (Biotit, Schwarzwald) u. a. m. aufweisen. Entscheidender ist Büchner der Ort des Herkommens, indem er für Gesteine aus gleicher Gegend gleiche Radioaktivität findet, wobei Mitteleuropa die höchsten Werte verzeichnet. Dieser Forscher vermutet, daß die ganze Verschiedenheit zwischen Gesteinen gleicher petrographischer Natur in der Menge der Beimengungen z. B. der Zirkonkristalle beruht²⁾.

E. Ebler³⁾ weist darauf hin, daß die Frage nach dem Zusammenhang der Radioaktivität der Gesteine mit ihrer geologischen Natur nur dann erkannt werden kann, wenn man die Zusammensetzung der Aktivität aus der Menge der einzelnen vorhandenen radioaktiven Elemente ableitet, also zugleich chemische Analysen vornimmt. Da unter ihnen die Emanationen den Ort ihrer Entstehung am ehesten verlassen, ist durch Aktivitätsmessungen an

¹⁾ Vgl. § 383, S. 1245. — ²⁾ E. H. Büchner, vgl. Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 1913. — ³⁾ E. Ebler, Verh. d. D. Phys. Ges. 1909, S. 526—543.

ausgetriebenen Emanationen für geologische Zwecke kein sicherer Gewinn zu erzielen. Entsprechend ist die Bodenluft in ihrem Ra- oder Emanationsgehalt sehr abhängig vom geologischen Bau des Ortes, von dem sie stammt. So findet v. d. Borne¹⁾ die Aktivität der Bodenluft in Mache-Einheiten, aus-
gesogen aus

Bimssteinsand	zu 0,02
Alluvialerde	„ 0,63
Karbonkonglomerat	„ 0,9
Diluvialsand	„ 0,95
Grubenwetter aus Granit	„ 12 und 35
„ „ „ Karbon	„ 2,5

Besonders aus den beiden Proben von Grubengasen geht schon hervor, wie nicht etwa die Tiefe des Ortes, als vielmehr seine mineralische Natur ausschlaggebend erscheint, indem das Grubengas aus dem durch langsame Verkohlung der Vorweltorganismen entstandenen Karbongestein viele Male schwächer aktiv ist.

Der Radiumgehalt der Erdrinde wird, da er an die Urgesteine und ihre Tone vornehmlich gebunden ist, von Ort zu Ort sehr veränderlich sein; dasselbe ist von der Aktivität der durch meteorologische Umstände täglich austretenden Bodenluft zu erwarten, d. h. der luftelektrisch gemessene Emanationsgehalt muß örtlich recht verschieden sein. Hieraus erklären sich unter anderem die lokalen Unterschiede im Werte der Aktivierungszahl (vgl. oben S. 1417).

Brandes²⁾ hat die Aktivität von Bodenproben in bezug auf ihre Tiefe und ihren Tongehalt untersucht. Aus seinen Zahlen ergibt sich keine Verbindung mit der Tiefe, wohl aber mit dem Tongehalt, und zwar läßt sich aus seinen Angaben ableiten, daß für eine Zunahme um ein Gewichtsprozent Tongehalt die Aktivität um $\frac{1}{10}$ steigt. Auch bei Tiefbohrungen ergab sich kein Einfluß der Tiefe.

Wie die Bodenluft, so zeigen auch die flüssigen Bestandteile der Erdrinde in ihrer Aktivität eine starke Abhängigkeit von dem geologischen Aufbau der durchflossenen Schichten. Aus dem Verhalten der Grubenwasser geht dies am besten hervor, da man hier die Gesteinslagerung gut kennt. Die stärksten hier gefundenen Aktivitäten zeigen einige Wasser in den Bergwerken in Nordböhmen und im sächsischen Erzgebirge, z. B. II. Wernerlauf bei Joachimstal = 185 ME; Georgental, Himmelfahrtstollen = 59; Eisenquelle bei Karlsbad = 48; ferner bei Gastein eine Quelle mit 149, bei Baden-Baden mit 82 bis 126 ME. Der höchste überhaupt bisher gefundene Wert ist 2050 ME einer unterirdischen Quelle bei Joachimstal³⁾. Die meisten aktiven Wasser halten sich sonst zwischen 5 und 18 ME. Eine gewisse Aktivität kommt natürlich jedem Gewässer zu; sie entspricht der mittleren der festen Bestandteile (0,6 ME). Im Vergleich mit der Bodenluft zeigt sich, daß die Wasserproben aus demselben Orte stets aktiver sind als die Luftproben; dies liegt daran, daß sich die Emanation stark im Wasser löst (s. S. 1249). Ein Eigengehalt an Radium kommt dem Wasser nur in geringem Grade zu. Auch

¹⁾ G. v. d. Borne, Habilitationsschrift, Breslau 1905. — ²⁾ H. Brandes, Dissertation, Kiel 1905. — ³⁾ C. Schiffner und M. Weidig, Radioaktive Wässer in Sachsen. II. Teil (1909).

Petroleum¹⁾ ist nur als Lösungsmittel sehr stark aktiv; denn wie wir sahen, sind die aus Organismen entstandenen Gesteine sehr wenig aktiv, so daß das auf gleichen Ursprung zurückgehende Erdöl wohl auch nur als Lösungsmittel Aktivität erhalten hat.

Der Radiumgehalt der Quellen führt natürlich schließlich zu einer Radioaktivität des Meerwassers. Sie ist aber sehr gering, nämlich nach Eve $5 \cdot 10^{-16}$ g Ra für das Gramm Seewasser²⁾, nach Joly $2 \cdot 10^{-14}$ g³⁾. Hierauf werden wir noch zurückkommen.

Eve hat auch den Emanationsgehalt der atmosphärischen Luft bestimmt, indem er alle Emanation eines abgeschlossenen Quantums in Asche von Kokosnußkohle absorbierte (s. S. 1250) und durch Erhitzen in einem emanationsfreien Raum austrieb, in welchem er dann den Gehalt durch die ionisierende Kraft messen konnte. Er fand in oben gebrauchtem Maße $0,25 \cdot 10^{-13}$ g Radiumemanation im Gramm Luft. Diese Messung stellt einen Mittelwert aus 41 Beobachtungen dar, die sich über ein Jahr erstrecken.

Sehr stark aktiv sind einige Ablagerungen aus Mineralquellen, hierunter besonders der Schlamm (Fango) aus dem Warmbrunnen von Battaglia in Italien; seine Aktivität war von Elster und Geitel als Eichungsnormale vorgeschlagen gewesen. Die diesem Schlamm zugeschriebene Heilkraft für rheumatische Leiden wurde bald in Verbindung vermutet mit diesem Aktivitätsgehalt und gab so den Hauptanstoß zur Untersuchung aller Heilquellen auf Radiumgehalt.

In neuerer Zeit gelang es G. A. Blanc⁴⁾, auch den Gehalt einiger Gesteine an aktivem Thor zu bestimmen. Er fand für Granit 2,60, für Syenit 7,29 und für Humuserde $1,45 \cdot 10^{-5}$ g im Gramm Substanz. So scheint auch hier das Urgestein vielmals aktiver zu sein.

§ 444. Die durchdringende Strahlung. Bisher haben wir ausschließlich mit der ionisierenden Kraft der von den aktiven Körpern ausgehenden α - und β -Strahlen zu tun gehabt, d. h. mit den nur in nächster Nähe der ionisierenden aktiven Substanzen wirksamen Strahlenarten. Nun senden aber Ra-C, Th-C und Ac-C auch durchdringende γ -Strahlen aus.

In noch höherem Maße gilt dies von den aktiven Bestandteilen der oberen Erdrinde, vor allem den Urelementen Ra, Th, Ac und Uran, welches letzteres hier ebenfalls in Frage kommt. Von den ausstrahlenden γ -Strahlen fällt allerdings die Hälfte außer Betracht, da nur die nach oben gerichteten Komponenten der Strahlbahnen auf die Atmosphäre wirken können. Auf ihrem Wege bis zur Erdoberfläche werden sie weiterhin stark absorbiert durch die darüberlagernden Massen. Sendet ein Oberflächenteilchen die Stärke 100 aus, so berechnet Kurz⁵⁾ für die noch die Oberfläche durchdringende γ -Strahlung aus der

Tiefe	8,4	18,4	45,3	72,1	100,5	132,5	151,0 cm
Intensität	49,8	24,7	4,6	1,0	0,17	0,04	0,02

¹⁾ E. F. Burton, Phys. Zeitschr. **5**, 357 (1904). — ²⁾ Meteorol. Zeitschr. **24**, 570 (1907); Phil. Mag. **13**, 248 (1907). — ³⁾ Phil. Mag. **15**, 385; **16**, 190 (1908). — ⁴⁾ G. A. Blanc, Accad. Lincei, Jahrg. 106, **38**, 241 (1909). — ⁵⁾ K. Kurz, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 624 (1909).

Mithin senden nur alle Teilchen bis zu einer Tiefe von etwa $1\frac{1}{2}$ m eine γ -Strahlung aus, die auch noch die Oberfläche durchsetzt — und solche Strahlen allein können in der Luft ionisierend wirken. Die tieferen Schichten nehmen daher nur in sofern teil, als sie von Wasser durchflossen werden und so ihre emanationsreiche Bodenluft nach oben schaffen können.

Zur Messung der durchdringenden Strahlung bedient man sich nach Vorschlag McLennans und McLeods am besten eines Wulfschen Doppelfadenelektrometers, das man in einen dosenförmigen Kasten aus Zink von etwa 2 Liter Inhalt luftdicht — und für Versuche unter Wasser — auch wasserdicht einbaut¹⁾. Eine in der Suspensionsröhre verborgene Metallröhre kann heruntergeschoben werden und schließt derart um den Doppelfaden einen ganz schmalen (32 ccm fassenden) Raum ab. Nach § 334 ist der Sättigungsstrom in einem Gas seinem Volumen proportional. Ist die Metallröhre gehoben, so daß das gesamte Volum \mathfrak{B} wirksam ist, so zeige die Messung eine Spannungsabnahme von V Volt in der Stunde, bei gesenkter Röhre mit \mathfrak{B}_1 Rauminhalt V_1 Volt in der Stunde. Dann ist im einen Falle die Ladung

$$Q = \frac{CV}{300.3600} \text{ in ESE,}$$

im anderen:

$$Q_1 = \frac{CV_1}{300.3600},$$

wobei C die Kapazität des Instrumentes. Und die elektrische Ladung eines Kubikcentimeters ist:

$$\frac{C(V - V_1)}{300.3600(\mathfrak{B} - \mathfrak{B}_1)} \text{ ESE.}$$

Durch Division mit dem Elementarquantum findet sich die Zahl der Ionen, die im Kubikzentimeter in der Sekunde erzeugt werden. Die Zahlfaktoren verwandeln die Volt in elektrostatische Einheiten, die Stunden in Sekunden. Der Isolationsverlust muß vorher ermittelt und abgezogen werden. Die Zahlen geben nur jenen Anteil der durchdringenden Strahlen, der die Wände des Instrumentes durchsetzen kann.

Ein anderer Apparat stammt von Wulf und ist von Bergwitz²⁾ und Kolhörster³⁾ verbessert worden. Dorno⁴⁾ vermutet jedoch immer noch Temperatureinflüsse, vor allem in Form von Spannungszuständen zwischen der Masse der Quarzfäden und ihrem Metallbelag.

Das Bestehen einer durchdringenden Strahlung wurde aber nicht aus der Tatsache der Radioaktivität der Erdbestandteile geschlossen, sondern für sich entdeckt, und zwar von McLennan⁵⁾ einerseits und Rutherford und Cooke⁶⁾ andererseits, unabhängig voneinander. Sie fanden, daß in einem vollkommen geschlossenen Metallkasten die Zerstreuung erheblich abnahm, wenn man ihn mit einem Kasten umgab, welcher mit Wasser gefüllt war, oder um ihn einen dicken Bleimantel legte. Dies konnte nur daher rühren, daß ein von außen wirkender Ionisator durch solche Zwischenwände ausgeschaltet wurde. Nur γ -Strahlen kommen hier in Frage. Bei den ersten Versuchen

¹⁾ Vgl. Phil. Mag. 26, 740—752 (1913). — ²⁾ Bergwitz, Phys. Zeitschr. 14, 953—956 (1913). — ³⁾ W. Kolhörster, Ebenda 956—960 (1913). — ⁴⁾ C. Dorno, Ebenda 1066—1067 (1913). — ⁵⁾ McLennan, Phys. Rev. 16, 184 (1903). — ⁶⁾ Rutherford u. Cooke, Ebenda, S. 183.

stammten sie im wesentlichen aus Ra, Th und Ac, die durch die vielen Experimente mit radioaktiven Elementen sich an den Wänden der Versuchsräume niedergeschlagen hatten. Cooke fand dementsprechend, daß die Strahlung von allen Richtungen gleichmäßig kam.

Etwas anderes aber zeitigten die Versuche in der freien Natur. McLennan¹⁾ fand hier, daß über dem Land die ionisierende Kraft der allgegenwärtigen durchdringenden Strahlung doppelt so stark ist als über dem Eise eines Sees. In der freien Luft überwiegt die Strahlung von unten. Aus diesen Versuchen folgert Eve²⁾, daß durch die von der Erde ausgehende γ -Strahlung jener Fehlbetrag an Ionen gedeckt würde, von dem wir in § 422 sprachen, als wir aus den in der Luft vorhandenen radioaktiven Stoffen den erzeugten Ionengehalt berechneten und mit dem tatsächlich beobachteten verglichen. Damals fanden wir nur $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{3}$ des Gehaltes an leicht beweglichen Ionen gedeckt. Auch Kurz³⁾ glaubt aus dem vorhandenen Radiumgehalt der Erdrinde den Betrag der durchdringenden Strahlung quantitativ erklären zu können, doch sind alle Zahlenwerte heute noch recht unsicher bekannt. Trotzdem darf man erwarten, daß die γ -Strahlung der Erdrinde bis mindestens zur Hälfte die Zahl der beobachteten Ionen erklärt. Maßgebend für die Anzahl der in der Sekunde im Kubikzentimeter seitens der γ -Strahlung erzeugten Ionen scheint in erster Linie die Örtlichkeit, indem lokale Unterschiede sehr groß sind. So ergab sich bei gleichzeitigen Beobachtungen eine Ionenzahl von

in Davos 3—4, in Graz 4,6, in Innsbruck 4,0, in Valkenburg 2,0,
in Wien 1—1,3⁴⁾

in der Sekunde. Sehr überraschende Ergebnisse zeitigten Ballonmessungen, indem von 2000 m Seehöhe an die γ -Strahlung wieder zunahm, wie zuerst Gockel und Hess⁵⁾, später mit reicherm Material Kolhörster⁶⁾ feststellte. Die Zunahme ist eine ganz unerwartet große — bei einer Fahrt in 6000 m Höhe 250 Proz. des Wertes am Erdboden. Selbstverständlich kann die γ -Strahlung der Erdrinde nicht von einer gewissen Höhe an wachsen. Auch der Ra-C-Gehalt reicht, wie Hess dartut, nicht entfernt aus, dies Wachstum zu erklären. Wie die oben in ihren Mittelwerten erwähnten gleichzeitigen Messungen an fünf Orten bewiesen, sind die zeitlichen Änderungen der γ -Strahlenwirkung überall verschieden gewesen, was gegen eine kosmische γ -Strahlung spricht, auf die doch sonst das Anwachsen mit der Höhe hinweist. Trotzdem darf man an eine solche Quelle denken, denn die in Kap. XV, § 433 besprochene Elektronenstrahlung der Sonne kann sehr wohl in ihren letzten Ausläufern bis in diese Höhen hinab vordringen, während sie am Erdboden selbst, wo jene Simultanbeobachtungen angestellt wurden, durch lokale mächtigere Einflüsse überdeckt werden. Doch muß man auch an instrumentelle Fehler denken, wie wir sie eben erwähnten, oder an Mitführung radioaktiver Niederschläge mit dem Ballon. Daß diese aber stark wirksam sind, ergibt sich daraus, daß verschiedene Forscher eine deutliche tägliche Variation der durchdringenden Strahlung festgestellt haben⁷⁾. Die

¹⁾ McLennan, Nature. 30. April 1908. — ²⁾ A. S. Eve, Terr. Magn. 14, 32 (1909). — ³⁾ K. Kurz, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 639 (1909). — ⁴⁾ Bergwitz u. a., Phys. Zeitschr. 14, 1141—1144 (1913). — ⁵⁾ Ebenda, S. 610—617. — ⁶⁾ Ebenda, S. 1153—1156. — ⁷⁾ Simpson und Wright fanden jedoch über dem Meere keine Spur von täglicher Variation der durchdringenden Strahlung.

γ -Strahlung der Erdrinde kann an einem bestimmten Ort offenbar nur eine zu jeder Zeit gleiche Menge Ionen erzeugen, da sie stets gleich stark ist. Veränderungen müssen auf Rechnung eines veränderlichen Momentes gesetzt werden, und dies finden wir in den radioaktiven Niederschlägen, die durch die Einflüsse der Witterung an Zahl und Verteilung beeinflusst werden. Würden sie durch Regen auf die Erdoberfläche niedergeschlagen, so vermehrten sie die γ -Strahlung der Rinde, aber doch nur scheinbar.

Mc Lennan und McLeod¹⁾ haben in jüngster Zeit Zahlen erhalten, die sehr gut untereinander vergleichbar sind und folgende Anzahl von im Kubikzentimeter in der Sekunde erzeugten Ionen liefern: in offener Luft in Braunschweig 8,1, Schottland 9,0, Cambridge (England) 8,3, Toronto (Canada) 8,1, über dem Ontariosee 4,93, über dem Atlantischen Ozean 4,3; dagegen innerhalb von Backsteingebäuden 12 bis 14. Hier wirkt also die Eigenstrahlung der Wände mit. 8 m unter der Oberfläche des Ontariosees, aber noch 12 m über Grund, ergaben sich nur 4,77. Der um 0,16 kleinere Wert als auf der Oberfläche zeigt, daß jetzt die γ -Strahlen der freien Atmosphäre ausgeschaltet sind. Man beachte auch, daß die Werte über Land doppelt so groß sind als über Wasser.

Besser als aus dem schlecht bekannten mittleren Radiumgehalt kann Kurz²⁾ aus den langen Reihen von Registrierungen über den Gehalt der Bodenluft in München an Emanation den quantitativen Nachweis führen, wie stark der Gehalt der Erdrinde an radioaktiven Stoffen ionisierend wirksam ist. Auch die dortigen Zerstreumessungen unmittelbar über dem Boden — wir werden beide Versuchsreihen noch kennen lernen — geben ein, wenn auch rohes, Maß für die γ -Strahlen, obwohl bei beiden nur die α -Strahlen ionisiert haben. Beide Reihen geben für die in der Sekunde im Kubikzentimeter erzeugte Ionenmenge 318 Ionen. Da nach Eve die ionisierende Kraft der γ -Strahlen 6 Proz. jener der α -Strahlen sein soll und nur die Hälfte der γ -Strahlung die Erdoberfläche durchdringt, so ergeben sich danach für die Sekunde im Kubikzentimeter 9,5 Ionen. Im § 442 gingen wir davon aus, daß im Kubikzentimeter in der Sekunde 18 Ionen erzeugt werden, mithin wäre auch hiernach etwa die Hälfte durch die durchdringende Strahlung gedeckt.

Die γ -Strahlen erregen, wenn sie z. B. Metalle treffen und sie durchdringen, eine sekundäre γ -Strahlung, die, soweit sie von der Innenwand luftelektrischer Meßapparate ausgeht, eine größere Leitfähigkeit vortäuscht, als sie in der freien Luft vorhanden ist. Will man also Bodenproben oder Luftmengen auf Leitfähigkeit untersuchen, so müßte man die Elektroskope eigentlich mit starken Bleihüllen umgeben; allein im allgemeinen geht dieser Fehler in den Isolationsfehler ein.

§ 445. Andere Quellen der Ionisation in der Atmosphäre. Ist es nun auch keinem Zweifel unterworfen, daß die durch den Gehalt der Erdrinde an aktiven Stoffen der Bodenluft gegebene Aktivität die hauptsächlichste Quelle der Ionisation der Atmosphäre ist, so ist daneben doch festzustellen, daß auch andere Ionisatoren wirksam sind. Sie treten aber an Bedeutung, wenigstens für die elektrischen Vorgänge derjenigen Schichten der Atmosphäre zurück, innerhalb deren sich die Witterungserscheinungen

¹⁾ Phil. Mag. 26, 747 (1913). — ²⁾ K. Kurz, a. a. O. S. 641.

abspielen. Von den in dem Kap. XII besprochenen Ionisatoren kommen hier folgende in Betracht.

Die Ionisation durch Ionenstoß, d. h. durch Absorption der kinetischen Energie der Elektronen eines Entladungsstromes¹⁾, tritt sowohl bei der Blitzbildung auf wie bei der stillen Entladung durch Spitzen. Neuere Blitzphotographien haben dargetan, daß wenigstens der Bandblitz aus mehreren, einander dicht folgenden Entladungen besteht, die parallel nebeneinander die Luft durchfahren. Diese Parallelität rührt aller Wahrscheinlichkeit nach daher, daß durch die erste Entladung die Luftteilchen des Blitzweges durch Ionenstoß ionisiert wurden und daher die ganze Blitzbahn leitfähig geworden ist, so daß eine zweite und jede folgende Entladung erleichtert ist. Durch den Wind ist inzwischen eine Gesamtverschiebung der Blitzbahn erfolgt, so daß der neue Blitz dem ersten parallel liegt. Es ist aber klar, daß die auf diese Art entstandenen Ionen durch Kondensation der Regentropfen an ihnen sehr bald wirkungslos gemacht sein werden. Die Spitzenentladung ist ebenfalls mit einer Ionisation durch Ionenstoß verbunden, nur sind die infolge des Spitzenfeldes erreichten kinetischen Energien und zudem die Mengen der so erzeugten Ionen gering; immerhin ist diese Quelle der Ionisation noch eine der wichtigsten für den elektrischen Haushalt der Erde, und zwar wegen der großen Zahl der Spitzen auf ihrer Oberfläche.

Weitere wirksame Ionisatoren sind die den tätigen Vulkanen entstehenden Flammengase²⁾, doch ist ihr Einfluß auf die Lufterlektrizität kaum untersucht, da aber der Erdmagnetismus auf den Ausbruch des Mont Pelé sehr heftig ansprach und der Vesuv die Erdströme der Nachbarschaft stark zu beeinflussen strebt, so mag der Vollständigkeit wegen auf die Flammengase als Ionisator hingewiesen werden.

Bedeutender ist wieder der Einfluß der sogenannten Wasserfallelektrizität. Mit diesem Ausdruck bezeichnet man die Elektrisierung der Luft durch verspritzendes Wasser, die 1780 von Tralles³⁾ entdeckt, 1900 von Lenard⁴⁾ in ihrem Wesen erkannt wurde. Sie besteht darin, daß das abspritzende Wasser positiv elektrisch wird, während die umgebende Luft negativ ionisiert wird. Der Effekt kann sich auch umkehren, vor allem bei salzhaltigem Wasser, so z. B. bei brandendem Seewasser. Auf dem freien Ozean mag hier eine Hauptquelle für Ionenentstehung gegeben sein. Die Einwirkung solcher Vorgänge erstreckt sich recht weit, oft mehrere Kilometer in die Runde. In 800 m Entfernung bewirken die Zambesiwasserfälle noch ein negatives Potentialgefälle von 344 V/m gegenüber einem zu erwartenden positiven von etwa 70 V/m.

Gleich nach ihrer Entdeckung der Ionisation der Atmosphäre sprachen Elster und Geitel die Vermutung aus, daß die ionisierende Kraft des ultravioletten Lichtes der Sonnenstrahlung⁵⁾ die hauptsächlichste Quelle des Phänomens sei. Diese Vermutung haben sie selbst widerlegt, besonders durch den Nachweis, daß die Leitfähigkeit der unteren Luftschichten dem Gehalt an Emanation in erster Linie zuzuschreiben ist. Die Gesamtstrahlung der Sonne spielt dennoch eine große Rolle für die Erdelektrizität im ganzen.

¹⁾ Vgl. § 328. — ²⁾ Vgl. § 353. — ³⁾ Siehe Voltas Ges. Werke 2, 239 und Schüller in Schweigg. Journ. 9, 358. — ⁴⁾ Ph. Lenard, Wied. Ann. 46, 584 (1892). — ⁵⁾ Vgl. § 327 und 354.

nämlich durch Ionisierung der höchsten Schichten der Atmosphäre. Hier sei nur noch bemerkt, daß nur ein ganz kleiner Bruchteil der ultravioletten Sonnenstrahlen die Erdrinde erreicht, da sie fast ganz in den obersten Luftschichten absorbiert wird. Für die ultraviolette Strahlung sind nur einige wenige Bestandteile der Erdrinde empfindlich und dies in geringem Grade. Es ist daher recht fraglich, ob die ultraviolette Sonnenstrahlung am Grunde des Luftmeeres noch von einer direkten, wesentlichen Bedeutung ist, wie man früher wohl meinte. Dafür tragen die Cirruswolken der höheren Luftschichten, besonders auch der Stratosphäre, in ihren Eisnadeln ein lichtelektrisch wirksames Mittel, und da sie zugleich der außerirdischen Strahlung leichter erreichbar sind, so mögen hier für die Erdelektrizität wichtige Vorgänge sich abspielen. Die Art der Beobachtung des Strahlungseffektes ist kurz folgende:

Eine amalgamierte und dadurch blank erhaltene Zinkkugel wird mit einem Elektroskop zusammen auf ein negatives Potential geladen. Sie befindet sich im Inneren einer Röhre, die mit einem Deckel lichtdicht verschlossen werden kann. Ist das Anfangspotential V_0 , das Endpotential nach der Zeit t V , und ferner die bloße luftelektrische Zerstreung einschl. des Verlustes durch mangelhafte Isolation durch $V' - V_0$ gegeben, so ist der Ausdruck

$$J = \frac{100}{t} \left(\log \frac{V_0}{V} - \log \frac{V'_0}{V'} \right)$$

ein Maß der Intensität der lichtelektrischen Zerstreung, wobei jedoch nicht zu übersehen ist, daß mit ihm die Zerstreung an einem blanken Metallkörper gemessen wird und nicht etwa jene des Erdreiches, doch haben Elster und Geitel¹⁾ auch für eine Anzahl irdischer Stoffe, wie Granit-, Feld-, Kalk- und Schwerspat und Obolenski²⁾ für Wasser und Eis lichtelektrische Eigenschaften festgestellt.

§ 446. Einzelwerte der Zerstreung und der Einfluß der meteorologischen Elemente. Wenn man bedenkt, eine wie kurze Zeit seit der Entdeckung der Ionisierung der atmosphärischen Luft verstrichen ist, und beachtet, daß der Hauptteil dieser Zeit auf die Erforschung des neuen Phänomens, den Nachweis der Radioktivität der Luft, der Emanation der Bodenluft und aller jener anderen Resultate verwendet werden mußte, die wir in den vorangegangenen Paragraphen kennen gelernt haben, so darf es nicht wundernehmen, daß das rein statistische Material über die räumliche und zeitliche Verteilung der luftelektrischen Zerstreungsgrößen noch ein sehr dürftiges und in sich ungleichmäßiges ist.

So wissen wir insbesondere noch gar nichts über die Verteilung der Zerstreung nach der geographischen Länge und Breite. Es sind zwar schon von den Tropen bis zu den arktischen Ländern Messungen vorgenommen worden, allein es ist noch ganz offen, welcher Teil der Verschiedenheiten der anderen geographischen Lage zuzuschreiben ist, und welcher den Einflüssen der zufälligen Wetterlage oder jenen der örtlichen Eigentümlichkeiten. Diese beiden Faktoren, das Wetter und die lokalen Terrainverhältnisse, sind jeden-

¹⁾ Elster u. Geitel, Phys. Zeitschr. 5, 238 (1904); Wien. Ber. 101, 788 (1892); Phys. Zeitschr. 13, 739 (1912). — ²⁾ Obolenski, Meteorol. Zeitschr. 1912.

falls bei weitem stärker mitwirkend als die geographische Lage. Wir wenden uns zunächst den lokalen, den topographischen Einflüssen zu.

Die luftelektrische Zerstreuung ist über Ebenen um so größer, je höher diese liegen, meist aber (im Mittel) keine unipolare, d. h. beide Vorzeichen werden gleichmäßig entladen. In Tiefebenen beträgt die mit dem Elster-Geitelschen Apparat gemessene Zerstreuung in Mitteleuropa 0 bis 3 Volt in der Minute. Auf Bergspitzen ist dagegen der Regel nach eine ausgesprochene Unipolarität vorhanden. Das starke negative Erdfeld der Bergspitzen sammelt um sich vorwiegend positive Ionen an, so daß negative Ladungen bei weitem rascher zerstreut werden als positive. So wurde zu gleicher Zeit beobachtet:

Brocken	1140 m	$a_+ = 6,67$	$a_- = 10,28$	$q = 1,54$
Säntis	2500 m	$a_+ = 8,95$	$a_- = 35,04$	$q = 3,92$
Gorner Grat . .	3140 m	$a_+ = 3,28$	$a_- = 31,26$	$q = 9,53$
Wolfenbüttel .		$a_+ = 8,45$	$a_- = 9,20$	$q = 1,09$

Eine nach mehreren Jahren vorgenommene Bestimmung des Ionengehaltes der Luft auf dem Säntis lieferte für den Kubikmeter 0,43 elektrostatische Einheiten positiver Ladung und nur 0,13 negativer. Diese Unipolarität auf Bergspitzen zugunsten der negativen Zerstreuung finden wir überall auf der Erde. So ergab sich zeitlich ziemlich kurz nacheinander für Teneriffa¹⁾:

Kraterrand d. Pico di Teyde . . .	$a_+ = 2,30$	$a_- = 23,84$	$q = 10,37$
140 m tiefer	$a_+ = 2,59$	$a_- = 10,99$	$q = 4,24$
An der Küste	$a_+ = 2,06$	$a_- = 2,20$	$q = 1,07$

eine Zusammenstellung, die durch den Vergleich mit der Küstenstation besonders schön den Einfluß des Berges dartut. Daß hierbei nicht etwa an eine nur durch die Erhebung über die Erde bedingte Zunahme der negativen Zerstreuung zu denken ist, ergibt sich aus den Messungen im Freiballon.

Auch in der Ebene besteht meist eine Unipolarität, falls lokal wirksame Ursachen vorhanden sind, z. B. in der Nähe eines Wasserfalls und an der Küste, wo das zerstäubende Seewasser ebenfalls von dem Lenardeffekt begleitet ist.

Lüdeling²⁾ gibt für solche Orte nachstehende Zusammenstellung, die sowohl die luftelektrische Zerstreuung wie die spezifische Ionenzahl $E = 3,4n \cdot 10^{-10}$ des Kubikmeters umfaßt:

Swinemünde	$E_- = 0,28$	$E_+ = 0,22$	$Q = 1,27$	$a_+ = 1,04$	$a_- = 1,42$	$q = 1,37$
Helgoland, Düne . .	$E_- = 0,13$	$E_+ = 0,07$	$Q = 1,86$	$a_+ = 0,65$	$a_- = 1,29$	$q = 1,98$
Helgoland, Oberland	$E_- = 0,25$	$E_+ = 0,13$	$Q = 1,92$	$a_+ = 2,46$	$a_- = 3,68$	$q = 1,50$
Misdroy	$E_- = -$	$E_+ = -$	$Q = -$	$a_+ = 0,84$	$a_- = 1,33$	$q = 1,59$
Südliche Ostsee . .	$E_- = -$	$E_+ = -$	$Q = -$	$a_+ = 0,72$	$a_- = 1,00$	$q = 1,39$
Atlantischer Ozean .	$E_- = 0,39$	$E_+ = 0,27$	$Q = 1,44$	$a_+ = 1,05$	$a_- = 2,60$	$p = 2,48$

Man sieht, daß hier eine ziemlich erhebliche Unipolarität zugunsten der negativen Zerstreuung festzustellen ist. Die Unipolarität ist aber sehr häufig nur durch die Fehler des Instruments oder den Einfluß des Erdfeldes auf den Zerstreuungsapparat vorgetäuscht. Für die Elektrizitätszerstreuung gilt, wie für das luftelektrische Potentialgefälle, daß sie dem Einfluß der meteorologischen Elemente unterliegt, nur ist dieser bei der Zerstreuung ein ungleich größerer, da er ein direkter ist. Das luftelektrische Potential in einem

¹⁾ W. Knoche, Phys. Zeitschr. 6 (1905). — ²⁾ Meteorol. Beob. Potsdam 1904.

Punkte ist seinem Wesen nach der Einfluß der Gesamtheit aller elektrischen Ladungen der Erde auf den Punkt, mithin weniger von dem lokalen Witterungszustand bestimmt, als von der Gesamtheit der Witterungszustände der Erde oder, in der Praxis, der weiteren Umgegend. Lokale Witterungszustände sind zwar von Wirksamkeit, aber nur insoweit, als sie die Gesamtwirkung des Wetters der Erde übertreffen.

Dahingegen ist die Elektrizitätszerstreung an einem Orte ganz unabhängig von der an einem anderen und, abgesehen von jenen eben besprochenen Einflüssen topographischer Natur fast ganz durch die örtlichen Witterungsfaktoren gegeben.

Die Ursache der luftelektrischen Zerstreung ist der Gehalt der Atmosphäre an Ionen, genauer gesprochen, an wirksamen Ionen. Wir dürfen also von allen jenen meteorologischen Faktoren einen Einfluß erwarten, der entweder den Gehalt an Ionen vergrößert oder verkleinert oder ihre Wirksamkeit herabsetzt oder steigert. Die Einflüsse ersterer Art treffen den Ionengehalt, jene letzterer Art die Geschwindigkeit der Ionen, beide zusammen die Leitfähigkeit.

Der Gehalt an Ionen stammt, wie wir gesehen haben, soweit er überhaupt veränderlich sein kann, der Hauptsache nach aus der Aktivität der Emanation in der Bodenluft und der in ihr schon entstandenen Ionenmenge. Er wird also größer, wenn mehr Bodenluft aus dem Erdreich austritt, ferner wenn die Bodenluft mit der darüberliegenden Luft besser gemischt wird, oder wenn ionenreichere Luft von anderen Orten hergeweht wird. Die Wirksamkeit dieser zugewanderten Ionen wird herabgesetzt durch Molisierung und Adsorption, erhöht durch Vergrößerung der Wanderungsgeschwindigkeit.

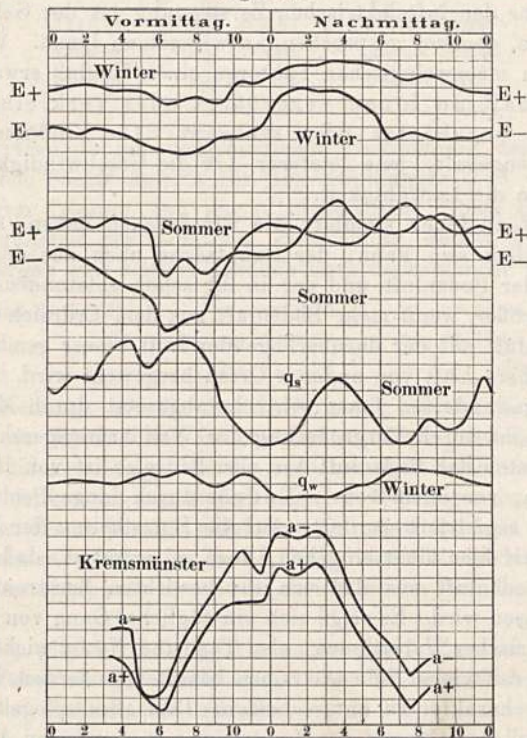
Das Austreten der Bodenluft aus dem Erdreich ist von H. Ebert¹⁾ und seinen Schülern, vor allem von L. Endrös durch lange Beobachtungsreihen photographisch registriert worden. Auf die Einzelheiten der Versuchsanordnung können wir hier nicht eingehen, doch sei erwähnt, daß die Menge der austretenden Bodenluft aus der von ihr bewirkten Zerstreung in Macheinheiten gemessen wird. Es zeigt sich ein täglicher Gang von dem bekannten Typus luftelektrischer Variationen, also Tag und Nacht nicht unterschieden und im ganzen mit vielen Nebenextremen behaftet; außerdem ist ein Sommer- und ein Wintercharakter zu unterscheiden. Dies alles spiegelt sich natürlich auch in den täglichen Gängen der Zerstreung in der freien Atmosphäre und nach Dike²⁾ auch in jenen des Gehaltes der Luft an Emanation wieder. Die stärkste austreibende Kraft übt auf die Bodenluft die Erwärmung der Erdoberfläche durch die Bestrahlung seitens der Sonne aus, so findet Endrös ein fast stets vorhandenes Übereinstimmen mit der Sonnenscheindauer. Daneben erscheint die saugende Kraft der Winde von Einfluß, besonders böiger Winde, wie sie die Gewitter begleiten. Vom Barometerstand ist der Austritt weniger abhängig als von der Luftdruckänderung, jedoch konnte Endrös nur bei plötzlichen Luftdruckschwankungen entsprechende bei der Bodenluft feststellen. Solange die niedrigen Luftdruckwerte (barometrische Depressionen) ein großes Gebiet bedecken, ist für einen einzelnen Ort eine starke saugende Wirkung nicht zu erwarten, da es hierbei ja auf örtliche Unterschiede im Luftdruck

¹⁾ H. Ebert, Phys. Zeitschr. 10, 346—350 (1909); L. Endrös, Diss. Techn. Hochschule München, 1909. — ²⁾ P. H. Dike, Terr. Magn. 11, 125 (1906).

ankommt und diese dann klein sind. Dagegen reichen die starken örtlichen Gradienten bei Böen und Gewittern sehr wohl zu einer kräftigen Saugwirkung aus.

Das Phänomen des schwankenden Austritts der Bodenluft wird von A. Daunderer mit dem Namen der „Bodenatmung“ bezeichnet. Es ist von kulturhistorischem Interesse, darauf hinzuweisen, daß diese Vorstellung schon einmal lange vorher vertreten worden ist, und zwar von Goethe in seinen meteorologischen Schriften. Er wollte damals den täglichen Gang des Luftdruckes durch Aus- und Einatmen der Luft durch die Erde erklären¹⁾.

Fig. 1247.



Die längere Zeit angefochtene Existenz der Bodenatmung, die zuerst von H. Ebert behauptet wurde, ist durch andere, später auch durch ihn selbst und K. Kurz²⁾ eingehend aus Registrierungen der von ihr bewirkten Zerstreuung untersucht worden. Sie setzten eine geladene Metallplatte der Entladung durch die Bodenluft aus, nachdem sie jeden anderen Ionisator (außer der durchdringenden Strahlung) ausgeschaltet hatten, und konnten so nachweisen, daß diese unmittelbar am Erdboden betätigte Zerstreuung im wesentlichen an die Menge austretender Emanation, fertiger Ionen und vorhandener Zerfallsprodukte gebunden ist.

Fig. 1247 zeigt uns in den sechs oberen Kurven die mittleren täglichen Verläufe der so erhaltenen Zerstreuungswerte. Sie gelten, wie gesagt,

¹⁾ Wohl zuerst in „Versuch einer Witterungskunde“ unter Barometer (1825). —

²⁾ H. Ebert u. K. Kurz Abhandl. Münch. Akad. d. Wissensch. 25, 2. Abhandl. 1909.

für die Verhältnisse unmittelbar an der Erdoberfläche. Sobald sich die Bodenluft aber in die Atmosphäre erhebt, wird, wie wir noch besprechen werden, ein Teil der Ionen an Staub- oder Feuchtigkeitsteilchen adsorbiert, so daß der tägliche Gang der Zerstreuung wenige Meter oberhalb schon geändert sein wird. Im wesentlichen ist aber die Abhängigkeit der Zerstreuung in der üblichen Beobachtungshöhe von $1\frac{1}{2}$ m von jener direkt auf der Erdoberfläche noch gut zu erkennen, wie die unteren beiden Kurven in Fig. 1247 dartun. Diese zeigen die Zerstreuung für Kremsmünster (nach Zölss¹⁾), also einen seiner Lage nach mit München vergleichbaren Ort.

Die beiden obersten Kurven geben die Zerstreuung durch die Bodenluft für den Winter, die nächsten beiden für den Sommer, und zwar ausgedrückt als die in der Sekunde zerstreute Ladung in ESE²⁾. Die „negative“ Zerstreuung ist durch Gegenwart der positiven Ionen bedingt und umgekehrt. Dementsprechend sind die mit Elster- und Geitel'schem Apparat erhaltenen Werte für Kremsmünster in der Figur in gleichem Sinne bezeichnet. Für die oberen vier Kurven ist ein Teilstrich gleich 0,1 ESE für Kremsmünster gleich 0,05 Proz. der Anfangsladung als Verlust in der Minute (a_+ , a_-). Die noch nicht erwähnten Kurven stellen für München (oben Sommer, unten Winter) das Verhältnis $q = E_+/E_-$ der Zerstreuungskurven dar im Sinne: Zerstreuung durch positive Ionen, dividiert durch jene durch negative Ionen, also die Unipolarität.

Die Kurven veranschaulichen, wie im Winter die Gänge glatter und einfacher verlaufen, so daß man bei der Unipolarität kaum von einem täglichen Gange reden kann. Wir finden hier einen großen Gegensatz gegen das Verhalten anderer erdelektrischer Elemente, z. B. des Potentialgefälles. Die Erklärung dürfte darin zu suchen sein, daß im Sommer an der Erdoberfläche ein reges meteorologisches Leben herrscht. Die Emanation wird im Ausreten bald gehemmt, bald gefördert, die durch sie erzeugten Ionen werden bald adsorbiert, bald freigelassen. Im Winter dagegen ändert sich das Wetter am Boden langsam und gleichmäßig. Anders wäre dem, falls der Bodenfrost mit einging, allein bei den Ebert-Kurz'schen Messungen war der Zutritt von Wasser durch die Versuchsanordnung ausgeschlossen.

Diesen Umständen verdankt auch die Unipolarität ihre größere Veränderlichkeit im Sommer.

Der tägliche Gang der Zerstreuung in Kremsmünster, der für den Jahresdurchschnitt gilt, entspricht dem Wintergang in München. Die auffälligen Depressionen um die Mittagszeit finden sich überall und ziemlich regelmäßig, man vermeint sie durch Unwirksamwerden der Ionen durch Adsorption an Staub erklären zu können. Die Minima um 6^a und 7^a entsprechen dem Einsetzen bzw. Aufhören der Bestrahlung des Bodens durch die Sonne, auch im übrigen spiegelt sich der Gang der Temperatur der Bodenoberfläche in der Zerstreuungskurve wieder.

Der Zusammenhang mit den Luftdruckänderungen ist bei diesen Beobachtungen dicht über der Erdoberfläche besser erkennbar, als bei Zerstreuungsmessungen in der freien Atmosphäre. Nimmt der Luftdruck ab, so wächst die Ionenzahl und damit die Zerstreuung, und umgekehrt, und zwar ist der

¹⁾ Phys. Zeitschr. 6, 129 (1905).

²⁾ Unter Benutzung des Wertes $\epsilon = 4,65 \cdot 10^{-10}$ E. S. E.

Zusammenhang ursächlich, denn die Luftdruckschwankung geht der Kurve der Ionenmenge voraus.

Nicht leicht von dieser direkten Wirkung zu trennen ist die indirekte Wirkung des sinkenden Luftdruckes, d. h. die innigere Vermischung der Bodenluft mit der sie überlagernden Luft durch die hervorgerufene Luftzirkulation. Sie ist als mit der Windstärke zusammenhängend zu erwarten. In der Tat fand z. B. Gockel für den Sonnblick bis zu Windstärken von 40 km in der Stunde ein stetes Anwachsen der Zerstreuung; von da an wirkten andere Faktoren ein. Lüdeling findet bei Windstärke (zwölfteilige Skala)

1 bis 3 . . .	$a_+ = 0,71$	$a_- = 1,11$
4 bis 6 . . .	$a_+ = 0,99$	$a_- = 1,52$

Die hierhergehörigen Untersuchungen leiden viel unter dem Umstande, daß die Elster- und Geitelsche Messungsmethode selbst von der Windstärke abhängt, die Frage kann nur durch direkte Messung der Leitfähigkeit (nicht der Zerstreuung) gelöst werden.

Sehr ausgesprochen ist für die meisten Orte der Einfluß der Windrichtung. Weht der Wind von Gegenden her, die eine emanationsreichere Bodenluft besitzen, so steigt die Zerstreuung durch Zuführung der größeren Ionenzahl, doch kann dem das Zublasen von Staub- oder Seesalzteilchen wieder entgegenarbeiten.

Äußern die bisher erwähnten meteorologischen Elemente sich vermehrend oder vermindernd bezüglich der spezifischen Ionenmenge der Luft, so besitzen eine Reihe anderer die Fähigkeit, die Wirkung der Ionen herabzusetzen oder zu vermehren.

So ist es ja eine der allerersten neuen Erfahrungen, daß die Nebelbildung die Zerstreuung fast ganz aufhebt. Dies geschieht durch Adsorption der Ionen an den Nebeltröpfchen. Überhaupt ist der Einfluß der relativen Feuchtigkeit auf die luftelektrische Zerstreuung ein sehr deutlicher, indem wachsende relative Feuchtigkeit abnehmende Zerstreuung nach sich führt. Daß dies in der Tat durch eine Adsorption der Ionen hervorgerufen wird, erkennt man daran, daß die Zahl der Ionen im Kubikmeter, einerlei ob sie gebunden oder frei sind, keine solche Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit verrät; die adsorbierten Ionen wandern nur langsamer, so daß ihre Ladungen durch die steigende relative Feuchtigkeit unwirksam gemacht werden. Die Adsorption erfordert durchaus nicht tropfbare Wasserteilchen, es genügt schon die Form des Dunstes. Wie ausgeprägt der Einfluß des Dunstes ist, zeigt unter anderem nachstehende, von Gockel veröffentlichte Beobachtungsreihe über den Zusammenhang zwischen dem Gehalt an positiven und negativen Ionen und der Fernsicht. D_0 bis D_4 ist eine die Fernsicht messende Skala:

	D_0	D_1	D_2	D_3	D_4
E_+ . .	0,282	0,300	0,314	0,315	0,451 E.S.E. im Kubikzentimeter
E_- . .	0,216	0,230	0,231	0,228	0,332 " " " "

d. h. die Zahl der wirksamen Ionen wächst mit der Güte der Fernsicht. Nun ist aber die Sichtigkeit der Luft, vor allem in Gebirgsländern, eine besonders große bei Föhnwinden. Dies sind, wie wir in Bd. III, § 268 gesehen haben, Fallwinde, die von den Gebirgskämmen in die Täler niedersinken. Dabei erwärmen sie sich thermodynamisch, wobei ein Teil der freiwerdenden Wärme

die enthaltene Nebel- und Wolkenfeuchtigkeit verdunstet. Die einst adsorbierten Ionen werden dadurch frei, ihre Wirksamkeit also gesteigert, d. h. die luftelektrische Zerstreung wird erhöht. Einige Zahlen mögen die erwähnten eigenartigen Verhältnisse der Föhnluft erläutern (nach Czermak¹⁾)

Tage ohne Föhn . .	$a_- = 1,20$	$a_+ = 1,34$	$q = 0,90$
Tage mit Föhn . .	$a_- = 3,89$	$a_+ = 3,43$	$q = 1,13$

Der Einfluß der Lufttemperatur ist noch recht wenig erforscht. Er könnte ein direkter sein, indem erhöhte Temperatur die Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen vergrößert und somit auch ihre Wirksamkeit. Doch kann es auch ein nur indirekter sein, indem steigende Temperatur abnehmende relative Feuchtigkeit hervorruft und damit geringere Adsorption. Schließlich dürften sich die schwachen gefundenen Einwirkungen der Temperatur auf die Zerstreung zum großen Teil lediglich als indirekte Folgeerscheinung der sie hervorruhenden Luftdruckänderungen herausstellen. Die Bodentemperatur ist direkt und indirekt wirksam; ersteres durch Beeinflussung des Austretens der Bodenluft.

Von einem zu den gegebenen Zeiten alles andere weit übertreffenden Einfluß sind die fallenden Niederschläge, wie wir weiter unten sehen werden. Man scheidet daher gerne solche Zeiten als gestört aus.

Nach dem soeben Angeführten ist es klar, daß das Phänomen der luftelektrischen Zerstreung, so wie es an einem bestimmten Orte abläuft, ein Ergebnis des Zusammenwirkens aller meteorologischen Elemente ist. Es ist daher zu erwarten, daß alle bekannten Perioden der Witterung sich in ihm aussprechen. So finden wir einen täglichen, einen jährlichen Gang und auch eine jährliche Variation in der Amplitude des täglichen Ganges. Aber ein und dasselbe meteorologische Element wirkt oft gleichzeitig vergrößernd und verkleinernd. So verursacht fallender Luftdruck reichlicheres Austreten von Bodenluft, führt aber wieder zu Nebelbildung oder erzeugt gar Niederschläge und hemmt so die Wirksamkeit der neu entstandenen Ionen wieder. Steigender Luftdruck, der ihre Zahl verringert, vergrößert ihre Wirksamkeit durch Abnahme der relativen Feuchtigkeit und führt durch höhere Bodentemperatur auf indirektem Wege doch noch zu stärkerem Austritt der Bodenluft. Wir haben es also mit einem reichlich komplizierten Vorgang zu tun, der für alle bisher in diesem Paragraphen besprochenen Beobachtungen dadurch noch umschattet wird, daß vielfach mit dem Elster-Geitelschen Zerstreungsapparat gemessen wurde, von dem wir ja erfahren haben, daß er keine physikalisch einwandfreien Werte liefert.

§ 447. Beobachtungen der Leitfähigkeit. Erst die von H. Schering²⁾ erdachte Methode, die Zerstreung zu messen und vor allem auch, sie fortlaufend zu registrieren, führte zu übersichtlichen Ergebnissen. Seit 1909 wird nach diesem, von K. Kähler³⁾ etwas umgeänderten Verfahren in Potsdam dauernd die Zerstreung registriert und aus ihr die Leitfähigkeit abgeleitet. Es wurde zu diesem Behufe ein 20 m langer Draht über einer ebenen Wiese ausgespannt; seine Enden werden von je einem Hartgummiisolator mit

¹⁾ Phys. Zeitschr. 3, 185 (1902). — ²⁾ H. Schering, Diss. Göttingen 1904 und Gött. Nachr., S. 201 (1908). — ³⁾ K. Kähler, Meteorol. Beob. Potsdam i. J. 1909. Berlin 1910.

Natriumtrocknung getragen, und zwar so, daß der Draht, straff gespannt, wagerecht zu liegen kommt. Solcher Drähte gebraucht man zwei, wovon der eine negativ geladen wird, der andere positiv. Um jeden Draht als Achse sind zwei ebenfalls 20 m lange Drahtnetze in Form von Zylindern gelegt und geerdet. Sie sind überall 50 cm von dem Draht entfernt, der nun fortlaufend alle 10 Minuten von einem Uhrwerk automatisch auf ein Potential von rund 200 Volt geladen wird. Es herrscht dadurch innerhalb des zylindrischen Raumes ein so schwaches elektrisches Feld, daß nie Sättigungsstrom eintritt. Die Zerstreung ist dann proportional der Leitfähigkeit. Gemessen wird die Zerstreung wieder durch ein Benndorf-Elektrometer; sie ist natürlich gleich dem Spannungsabfall $V_2 - V_1$. Abgesehen von dem als Korrektionsgröße eingehenden Isolationsverlust ist die Leitfähigkeit λ

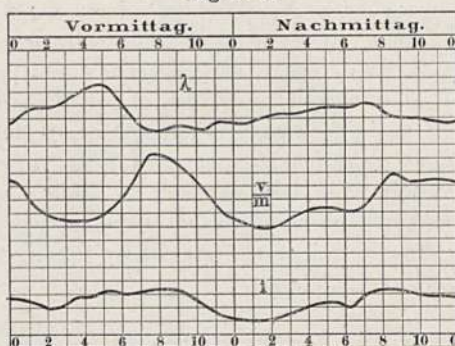
$$\lambda = \frac{1}{4\pi} \frac{Z+C}{Z} \frac{1}{t_2 - t_1} \log \text{nat} \frac{V_1}{V_2},$$

worin Z die Kapazität des Drahtes ist, C jene der angeschlossenen Instrumente, und t_1 die Anfangszeit, t_2 die Endzeit der Beobachtung ($t_2 - t_1 = 10^m$). Die V müssen in elektrostatischen Einheiten angegeben werden, um λ in der gleichen Einheit zu erhalten. Der negativ geladene Draht verliert seine Ladung durch die positiven Ionen, gibt also λ_+ , der positive λ_- , so daß nunmehr eine physikalisch klar umschriebene Größe, eben die Leitfähigkeit, beobachtet wird.

Auch λ zeigt, wie die übrigen lufterlektrischen Elemente, eine über den Tag hin gleichmäßig erstreckte Veränderlichkeit; nur die Vormittagsstunden von 6 bis 8^h treten durch ein schärfer ausgeprägtes Minimum etwas hervor.

Fig. 1248 zeigt uns in der obersten Kurve den aus 15 ruhigen Sommertagen von Kähler im Mittel registrierten täglichen Gang der positiven

Fig. 1248.



polaren Leitfähigkeit (d. h. Entladung durch positive Ionen); auf die übrigen Kurven werden wir später zu sprechen kommen. Der Maßstab ist so gewählt, daß ein Teilstück einer Leitfähigkeit von $5 \cdot 10^{-6}$ ESE entspricht. Man sieht, das Charakteristische ist der um Mitternacht beginnende bis 5 Uhr morgens dauernde stete Anstieg der Leitfähigkeit, der seine Ursache vielleicht in dem Niedersetzen des Staubes hat, und die plötzliche Abnahme der Leitfähigkeit von 5 bis 8 Uhr morgens. Hier ist ziemlich sicher das Einsetzen der Taubildung mit ihrer Ionenadsorption die Ursache. Etwas Ähnliches wiederholt sich, wohl mit derselben Veranlassung, abends um 8 Uhr. Die Leitfähig-

keit kann in kurzer Zeit stark schwanken; die äußersten Werte in Potsdam, die bisher beobachtet wurden, sind $8 \cdot 10^{-6}$ und $3 \cdot 10^{-4}$. Ein Vergleich mit den Sommerkurven der Zerstreuung in München, unmittelbar am Erdboden (Fig. 1247), zeigt einen guten Parallelismus mit der Potsdamer Leitfähigkeit.

Der mittlere Wert von λ betrug seither (1912) in Potsdam $0,95 \cdot 10^{-4}$, von λ_+ 0,51, von λ_- 0,44, dem eine Unipolarität von 1,16 zugunsten der positiven Zerstreuung entspricht. An anderen Orten wurde gefunden: Davos¹⁾ 2,77 (aus 1 Jahr Registrierung nach Kählerscher Methode); München²⁾ 0,98; Tortosa³⁾ 3,68 (2 Jahr monatlicher Messungen mit dem Gerdienischen Apparat); Göttingen⁴⁾ 2,2; Island⁵⁾ 3,0; Samoa⁶⁾ 4,5; Danmarkshafen⁷⁾ in Grönland 5,53; Petermannsinsel beim Grahamland⁸⁾ 5,53; Buenos Aires⁹⁾ 1,32.

Ergibt sich in diesem Mittelwert kein Zusammenhang mit dem mittleren Potentialgefälle der Orte, so prägt sich ein solcher im jährlichen Gang des Leitvermögens besser aus, obwohl man aus den wenigen Jahren vorliegender Beobachtungen endgültige Schlüsse noch nicht ziehen kann, finden sich doch z. B. für Tortosa in den Jahren 1911 und 1912 folgende verschiedenen jährliche Gänge von λ :

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.
1911	-1,00	-1,16	+0,48	+0,34	+0,20	+0,78	-0,08	-0,10	-0,24	-0,08	+0,73	+0,14 $\cdot 10^{-4}$
1912	+0,06	-0,01	+0,86	-0,01	-0,20	-0,16	-0,01	+0,57	-0,01	-0,22	-0,24	-0,37 $\cdot 10^{-4}$

Im großen und ganzen sind aber wie beim täglichen Gang die Verläufe umgekehrt wie beim Potentialgefälle. (Vgl. die mittlere Kurve in Fig. 1248.) Höhenstationen, wie z. B. Davos, zeigen hier reinere Verhältnisse.

Von einem besonderen Interesse für das Verständnis der luftelektrischen Vorgänge ist die Leitfähigkeit über den Ozeanen, da sie dafür entscheidend ist, ob die Vorstellung der Bodenatmung (vgl. § 446) als Quelle der Leitfähigkeit der Luft haltbar ist. Offenbar kann über dem Weltmeer von Bodenatmung nicht mehr die Rede sein. Da ferner das Meerwasser (nach § 443) sehr schwach radioaktiv ist, so kann auch seine γ -Strahlung als Ionisator nicht wesentlich in Betracht kommen. Auch der Lenardeffekt der zerspritzenden Wogen reicht nicht aus. Nimmt man daher an, daß die Leitfähigkeit auf dem Meere aus der Bodenluft des benachbarten Landes stammt, so müßte sie mit abnehmender Größe der ausatmenden Landfläche abnehmen. Während die Beobachtungen im Atlantischen Ozean eine solche Wirkung auch schon andeuteten, haben Dikes¹⁰⁾ Messungen über dem größten Teil des Stillen Ozeans dies klar bewiesen, wie A. Nippoldt¹¹⁾ aus seinen Werten ableiten konnte. Drückt man die zwischen den einzelnen Breitenkreisen eingeschlossenen Landflächen in Prozenten der Gesamtfläche zwischen denselben Breitenparallelen der betreffenden Halbkugel aus, so finden sich folgende Wertereihen:

	N	N	N	N	N	S	S	S	S
Breite . .	50-40	40-30	30-20	20-10	10-0	0-10	10-20	20-30	30-40
Landfläche	44	32	18	16	14	17	18	14	16 in Proz.
λ	3,90	3,66	3,60	3,61	3,33	2,87	2,74	2,72	2,53 10^{-4} ESE.

¹⁾ C. Dorno, Licht und Luft des Hochgebirges. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1912. — ²⁾ A. Lutz. — ³⁾ Boll. Mensual Obs. del Ebro 1911/12. — ⁴⁾ H. Schering, a. a. O. — ⁵⁾ G. Angenheister, Gött. Nachr. 1912. — ⁶⁾ Derselbe, Ergebn. Samoa-Obs. VI. Abhandl. Gött. Ges. d. Wiss. 1911. — ⁷⁾ A. Wegener, Verhandl. Akad. d. Wiss. Kopenhagen 1911. — ⁸⁾ J. Rouch, Ergebn. d. 2. Charcot-Exp. Paris, Masson & Co., 1912. — ⁹⁾ G. Berndt, Meteorol. Zeitschr. **30**, 363 (1913). — ¹⁰⁾ P. H. Dike, Terr. Magn., S. 119 (1908). — ¹¹⁾ A. Nippoldt, Ebenda, S. 33 (1912).

Der Zusammenhang wird sehr gut durch ein lineares Gesetz dargestellt, wozu nach 1 Proz. Landfläche $0,032 \cdot 10^{-4}$ ESE entspricht. Die Abweichungen hiervon sind dadurch hervorgebracht, daß die Entfernung des Beobachtungsortes vom Land eine verschiedene ist. Der Hauptträger der Ionisierung über dem Meere dürfte die Ra-Emanation sein. Zwar ist ihre Halbwertszeit nur 4 Tage, ihre ganze wirksame Lebensdauer reicht aber recht wohl aus, um auch bis zur Mitte des Großen Ozeans ionisierend wirken zu können¹⁾. Daneben haben nur noch die höheren Körper Ra-E₂, Ra-F (\equiv Polonium) und eventuell Th-A genügend lange Lebensdauern.

Über die Abhängigkeit des Leitvermögens von den Witterungselementen gilt im wesentlichen dasselbe wie bei der Zerstreuung, wie sie im vorangegangenen Paragraphen behandelt ist.

Da die Leitfähigkeit überwiegend durch die Veränderung der mit der Bodenluft austretenden und von ihr weiterhin erzeugten Ionenmenge variiert und weniger durch die Variationen in der mittleren Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen, so versteht sich, daß die gemessenen täglichen Schwankungen des Ionengehaltes mit den Verläufen der Zerstreuung ziemlich parallel gehen; es fehlt jedoch hier an Beobachtungsreihen, die den vollen Tag umfassen.

Noch dürftiger ist das Material an Beobachtungen über den täglichen Gang der Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen. Bekannt ist nur, daß die spezifische Beweglichkeit der negativen Ionen in trockener Luft größer wird als in feuchter (6 zu 5), während die positiven Ionen von dem Feuchtigkeitsgehalt weniger beeinflußt werden. Die für beide Ionenarten bestehende starke Abhängigkeit vom Druck, erklärt sich sehr einfach aus den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie, spielt aber für meteorologische Vorgänge an der Erdoberfläche keine Rolle, da die Luftdruckänderungen zu geringfügig sind. Höchst wichtig ist aber die Tatsache, daß in Luft die Wanderungsgeschwindigkeit der negativen Ionen stets größer ist als die der positiven, und zwar etwa im Verhältnis 1,7 : 1,4.

Abhängigkeiten des täglichen Ganges von irgend welchen meteorologischen Elementen dürften nur dann als gesichert gelten, wenn sie auch im jährlichen Gang bestehen, ein Kriterium, das nicht überall da angewandt worden ist, wo Witterung und Zerstreuung in Verbindung gesetzt wurden.

§ 448. Änderungen der Leitfähigkeit mit der Höhe. Gerade wie beim Potentialgefälle können auch zur Ermittlung der Änderung der Leitfähigkeit mit der Höhe nur Ballonbeobachtungen maßgebend sein, und zwar aus denselben Gründen wie dort. Auch treten wieder, wie dort, besondere, in der Natur der Ballonbeobachtungen beruhende Fehlerquellen ein. Ist z. B. sein Körper durch Influenz durch das Erdfeld elektrisiert, so wird er oben eine negative, unten eine positive Ladung besitzen und infolge davon oben positive, unten negative Ionen in Überzahl heranziehen. Außer dieser wichtigsten Fehlerquelle bestehen aber noch eine Anzahl weiterer, so daß wir bis heute, da seither diese störenden Einflüsse erst alle zu entdecken waren, noch wenig zuverlässiges Material besitzen. Was feststeht, ist ungefähr das Folgende:

Bis in die Höhen, in denen sich unser tägliches Wetter abspielt, also bis etwa 3000 m, ist die Leitfähigkeit auch ungefähr dieselbe, wie auf der

¹⁾ Vgl. W. Knoche, Phys. Zeitschr. **13**, 152 (1912).

Erde und rührt daher wohl wie diese von dem Gehalt an Emanation aus der Bodenluft her. Darüber hinaus wächst sie zuerst langsam, später etwas schneller.

Die Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe ist in erster Linie durch die Luftverdünnung bewirkt, welche den Ionen eine größere mittlere Weglänge gestattet¹⁾. Doch zeigte schon der erste Beobachter, der sich dieser Frage zuwandte, Gerdien²⁾, daß sich in größeren Höhen die Leitfähigkeit mehr vergrößert, als die Luftdruckerniedrigung verlangt. Das neueste Material stammt von A. Wigand³⁾, der auf vier Ballonfahrten im Spätsommer 1913 die Leitfähigkeit mit einem Gerdianschen Aspirator maß. Zwei Aufstiege bis 5500 m zeigten von etwa 4000 m an eine verstärkte Zunahme, eine dritte Fahrt hat ungeänderte stetige Zunahme bis 6500 m, während eine vierte von 6000 m an wieder eine scharf ausgesprochene Zunahme des Anstiegs der Leitfähigkeit ergab. Sie lieferte übrigens für die höchste Höhe luftelektrischer Messungen (8865 m) den Betrag $37,3 \cdot 10^{-4}$ ESE für die Leitfähigkeit. Diese Beschleunigung in der Zunahme der Leitfähigkeit ist einer der Umstände, welche auf das Bestehen mit der Höhe wirksam werdender neuartiger Ionisatoren hinweisen (vgl. § 456, S. 1464). Gestört werden diese Verhältnisse bei Wolkenbildung und stark aufsteigenden Luftströmen.

§ 449. Abhängigkeit der Variationen der luftelektrischen Elemente voneinander; Witterungseinflüsse auf das Potentialgefälle. In dem § 437 haben wir von dem Potentialgefälle des erdelektrischen Feldes festgestellt, daß es regelmäßigen Variationen unterworfen ist, die wir dann im einzelnen kennen lernten. Ihre Ursachen und ihr etwaiger Zusammenhang mit den Witterungsgrößen haben wir an jener Stelle noch nicht besprochen. Inzwischen haben wir das Phänomen der Elektrizitätszerstreuung und seine Ursachen studiert und insbesondere gesehen, wie die Zerstreuung durch die Leitfähigkeit hervorgerufen wird, welche der Atmosphäre vor allem aus der Radioaktivität der Bodenluft verliehen wird. Da derart die Ursache der Zerstreuung erkannt war, gelang es auch leicht, die Ursachen der Variation der Leitfähigkeit, wie sie die meteorologischen Elemente hervorbringen, festzulegen.

Nun fragen wir uns: wie wirkt die Tatsache einer Leitfähigkeit der Luft auf das erdelektrische Feld, und was für Einflüsse ergeben sich aus den festgestellten Variationen der Leitfähigkeit für jene des Gefälles?

Die Leitfähigkeit der Luft bedingt offenbar, daß die Ladung der Erdrinde in die Atmosphäre übergeht. Dies würde sehr bald zu einer völligen Entladung der Erde führen, wenn der Verlust nicht aus irgend welchen Quellen gedeckt würde. Wie man sich diesen Ersatz denkt, werden wir später sehen, nur sei gleich bemerkt, daß auch der Ersatz den Schwankungen ausgesetzt sein könnte, denen alle irdischen physischen Vorgänge unterliegen. Es läßt sich denken, daß gelegentlich mehr Ladung zugeführt wird, als zum Ersatz nötig wäre, und umgekehrt. Wird mehr Elektrizität zugeleitet, so wird der Spannungsunterschied der Erde gegen einen Punkt in der Atmosphäre größer, d. h. es wächst das Potentialgefälle. Es steht daher zu erwarten, daß

¹⁾ Vgl. § 347. — ²⁾ H. Gerdien, Gött. Nachr. 1903, 1904, 1905 u. a. — ³⁾ A. Wigand, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 232 u. ff. (1914).

in die periodischen Variationen des Potentialgefälles die Schwankungen jener Größen eingehen, welche den Ersatz der Ladungsverluste der Erde bewirken. Groß kann dieser Einfluß nicht sein, da das Gesamtpotential der Erdladung das Eigenfeld der unmittelbar benachbarten Teile der Erdrinde übertrifft.

Wir haben daneben aber noch freie Ladungen in der Atmosphäre. Sie ergeben sich, wie wir § 438 sahen, aus der Art der Abnahme des erdelektrischen Feldes mit der Höhe und bestehen in lokalen Anhäufungen positiver oder negativer Ionen. Durch das Vorhandensein einer Leitfähigkeit müssen auch diese Ladungen zerstreut werden. So findet sich, daß alle jene meteorologischen Einflüsse, welche die Ionenführung beeinflussen, sowohl vergrößernd wie verkleinernd auf das Potentialgefälle wirken können. Bei gleichen Witterungszuständen werden sich diese Einflüsse gern stets im selben Sinne ausbilden. Die Erfahrung zeigt, daß erst im Jahresmittel der Zusammenhang zwischen Potentialgefälle und Ionisierung sich ungetrübt herausstellt, obschon gelegentlich auch wenige Tage ausreichen können, wie wir bald sehen werden. Dieser Zusammenhang im jährlichen Gange sei durch folgende, für Karasjok¹⁾ in 69° 17' n. Br., 25° 35' ö. L., 129 m Seehöhe geltende einjährige Reihe des Ionengehaltes versinnbildlicht:

ϵn	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Jahr
4,65 n_+	-0,11	-0,18	-0,07	-0,03	+0,03	+0,05	0,45
4,65 n_-	-0,16	-0,19	-0,08	0,00	+0,03	+0,04	0,52
Volt/m	+60	+70	+52	-8	-36	-49	139

ϵn	Juli	Aug.	Septbr.	Oktbr.	Novbr.	Dezbr.	Jahr
4,65 n_+	+0,12	+0,16	+0,12	+0,01	-0,11	-0,07	0,45
4,65 n_-	+0,11	+0,18	+0,11	+0,03	-0,04	+0,01	0,52
Volt/m	-41	-46	-46	-18	+28	+36	139

Die Tabelle zeigt, daß zunehmende Ionisierung (Sommer) abnehmendes Potentialgefälle zeitigt.

Dieselbe Beziehung findet sich in nachstehender Zusammenstellung verschiedener Stufen von Zerstreuungswerten a und gleichzeitig gemessener Potentialgefälle in Kremsmünster:

Zerstreuung in Prozenten pro Minute	Volt/m	Zerstreuung in Prozenten pro Minute	Volt/m
0,00 bis 0,25	190	1,26 bis 1,50	93
0,26 " 0,50	164	1,51 " 1,75	99
0,51 " 0,75	132	1,76 " 2,00	84
0,76 " 1,00	111	2,01 " 2,25	82
1,01 " 1,25	98	2,26 " 2,50	82

Durch diese vielfach bestätigten Beziehungen ergibt sich, daß in der Hauptsache die Variationen des luftelektrischen Potentialgefälles

¹⁾ G. C. Simpson, Phys. Zeitschr. 6, 270 (1905).

durch die Variationen der Leitfähigkeit der Luft veranlaßt sind. Da wir die Ursachen der letzteren kennen, so kennen wir hiermit auch jene des Potentialgefälles.

Man könnte daher gleichsam a priori den zu erwartenden Einfluß der meteorologischen Elemente auf das Potentialgefälle angeben, wenn nicht die Forschung den umgekehrten Weg gegangen wäre, d. h. erst den Zusammenhang und dann die Ursache erkannt hätte.

Alle Umstände, welche die Leitfähigkeit herabsetzen, erhöhen das Potentialgefälle, so vor allem Nebel und Dunst, da hier die Ionen adsorbiert und verlangsamt werden, und Bodenfrost, der das Austreten der Bodenluft hindert. Kähler¹⁾ findet einen deutlichen Zusammenhang mit der Lufttemperatur, indem tiefe Temperatur durch die geringere austreibende Kraft auf die Bodenluft hohe Potentialwerte mit sich führt. Für Heluan findet Hurst²⁾ namentlich zu Zeiten unbeständiger Witterung einen ausgesprochenen Zusammenhang, indem von 64 Fällen plötzlicher Temperaturänderung 34 auch als ebensolche im Potentialgefälle ausgesprochen waren und zwar in demselben Sinne (*t* wachsend, dann Gefälle abnehmend). Der Zusammenhang mit dem Luftdruck besteht, wenn überhaupt, wenn über die Luftdruckänderung. Der Wind wirkt am stärksten durch Aufwirbeln von Teilchen der Erdoberfläche, also z. B. von Staub oder Schneekristallen; da diese negative Ladungen von der Erde mitbringen, erniedrigt sich so das Potentialgefälle³⁾.

Am ehesten erkannt wurde der Zusammenhang mit der absoluten Feuchtigkeit, dem Dunstdruck: steigender Dunstdruck schien abnehmendes Potentialgefälle im Gefolge zu haben. Exner, der dies entdeckte, gründete hierauf eine Theorie der Luftpotezialität, indem er die Wasserdampfteilchen als Träger der Elektrizität der Luft ansah. Aber noch vor der Schaffung der Iontentheorie der Luftpotezialität zeigte Braun⁴⁾, daß sich hierin nur der Einfluß der Temperatur verbirgt, indem mit ihrem Zunehmen der Dunstdruck ebenfalls zunimmt.

Eine sehr ausgesprochene Einwirkung auf das Potentialgefälle am Erdboden besitzt die Bewölkung. Am ausführlichsten untersucht hat dies, und zwar an Hand der Registrierungen an mehreren benachbarten Stationen, welche das Meteorologische Observatorium zu Potsdam errichtete, K. Kähler⁵⁾. Eine ausgedehnte Stratusdecke führt stets einen unregelmäßigen Verlauf des Potentialgefälles mit sich, wobei noch außerdem die Mittelwerte um 37 Proz. zu klein sind; es treten sogar gelegentlich negative Werte auf. Von 80 Tagen mit Stratusdecke ergab sich für zwei benachbarte Stationen an 44 Tagen übereinstimmender Gang, 12 weitere waren überwiegend ähnlich und 14 ganz verschieden. An den 44 und 12 Tagen ist zwischen den beiden Stationen eine der Wolkengeschwindigkeit und der Entfernung der Stationen in der Richtung des Wolkenzuges entsprechende zeitliche Verschiebung. Hieraus ist zu schließen, daß die Ursache der Variationen mit den Wolken verbunden ist, also wohl mit der Ladung der Wolken; in den 14 anderen Fällen muß diese Ladung ihre Stärke geändert haben. Sind aber Stratusdecken geladen, so

¹⁾ K. Kähler, Tätigkeitsber. d. Meteorol. Inst. Berlin 1910, S. 149 (1911). —

²⁾ H. E. Hurst, *Observ. of Atmosph. Electr. at Heluan*. Cairo 1909. — ³⁾ K. Kähler, *Registr. d. luftpotezial. Pot., gef. an nahe benachbarten Stationen*. II. Mitt. Meteorol. Zeitschr. 1908, S. 294 ff. — ⁴⁾ W. Braun, *Ber. Naturf. Ges. Bamberg* 17 (1897). —

⁵⁾ K. Kähler, *Meteorol. Zeitschr.* 1909, S. 10 bis 17.

befindet sich das messende Elektrometer zwischen Wolken und Erdboden in einem örtlich recht veränderlichen Zustande, so daß der stark unregelmäßige Gang sich einfach erklärt.

Anders wirken Haufenwolken; ihre Eigentümlichkeit sind kurz andauernde, spitze Zacken ins Positive bei sonst normalem Gange (Cumulonimbus ausgeschieden). Der Vergleich mit den Nachbarstationen zeigt aber, daß die Windverhältnisse in der Schicht zwischen Wolken und Erde von großem Einfluß sind, wenn die Zacken im allgemeinen bei dem reinen cumulus auch mit ihm wandern. Wer je im freien Felde Cumulus-Bewölkung beobachtet hat, weiß aber, daß mit dem Vorübergang einer neuen Wolke stets erhebliche Windauffrischung verbunden ist; überhaupt ist anzunehmen, daß der Cumulus-Prozeß nicht erst mit der Cumulus-Basis beginnt, sondern die untersten Schichten mit umfaßt.

Die Wolkenarten Cirrus, Cirro-Cumulus, Cirro-Stratus haben ähnlich wie der Cumulus Zacken im Gefolge, aber diese ziehen nicht mit der Bewölkung, sondern mit dem Unterwinde.

Wir kommen nunmehr zu den am stärksten wirkenden meteorologischen Elementen, den fallenden Niederschlägen.

§ 450. Potentialgefälle und Eigenelektrizität der fallenden Niederschläge. Alle in diesem Kapitel bis jetzt besprochenen elektrischen Erscheinungen beschränkten sich, wie wiederholt bemerkt wurde, auf die Verhältnisse an schönen Tagen (Schönwetterelektrizität). In unseren Gegenden sind von allen Tagen im Jahre nur etwa ein Drittel zu dieser Klasse gehörig; an der Hälfte aller Tage im Jahre fällt Niederschlag von mehr als 0,2 mm Höhe¹⁾. Es ist daher klar, daß die Zustände an heiteren Tagen kein erschöpfendes Bild der luftelektrischen Vorgänge zu bieten vermögen. Dies gilt schon für den einzelnen Ort, noch viel mehr aber für Betrachtungen, welche die ganze Erde umfassen; es genügt, hier an die Regelmäßigkeit und Ergiebigkeit der tropischen Regenfälle zu erinnern.

Die Wirkung der schwebenden Niederschläge (Nebel, Dunst, Wolken) haben wir schon kennen gelernt, wir wissen von ihrem Einfluß auf das Potentialgefälle, daß er teils beruht in der Herabsetzung der Leitfähigkeit der zwischenliegenden Luft durch Adsorption freier Ionen an die Wassertheilchen, teils in Eigenladungen, welche sie durch diese Adsorption annehmen — eine weitere Ursache ihrer Eigenladung werden wir gleich erfahren — teils in der vor allem mit Dunst-, Nebel- und Stratuswolkenbildung verbundenen Entstehung von Schichtladungen. Bei den fallenden Niederschlägen, Regen, Schnee, Graupeln usw., tritt als Neues die durch die Schwere geleistete Arbeit hinzu, welche Ladungen von oben nach unten transportiert und dadurch rasch starke Spannungsunterschiede hervorruft.

Schon in den ersten Zeiten luftelektrischer Forschung erkannte Schübler, daß das „meteorische Wasser“ meist bedeutend stärker elektrisch ist als die ruhende Luft: die fallenden Niederschläge besitzen eine Eigenladung. Die ersten, welche sie zu messen lehrten, waren wieder Elster und Geitel [1890²⁾]. Ihnen folgte nach langer Pause Gerdien [1905³⁾]. Erstere Forscher maßen

¹⁾ G. Hellmann, Die Niederschläge in den nordd. Stromgebieten 1, 177. Berlin 1906. — ²⁾ J. Elster u. H. Geitel, Wien. Ber. 99, 421 (1890). — ³⁾ H. Gerdien, Phys. Zeitschr. 4, 837 (1903); Jahrb. f. Radioakt. u. Elektr. 1, 24 (1904).

nur Summenwerte über bestimmte Zeiten, während letzterer alle Zeichenwechsel verfolgen konnte. Kähler¹⁾ richtete am Potsdamer Observatorium 1908 eine seitdem ununterbrochen arbeitende Registrierung ein, deren Ergebnisse von Budig²⁾ und Schindelhauer³⁾ statistisch verarbeitet worden sind. Kähler⁴⁾ ging weiter an Hand der schon mehrfach erwähnten Registrierungen an nahe benachbarten Stationen dem Einfluß auf das Potentialgefälle in seinen Ursachen nach. Die Potsdamer Ergebnisse haben gelehrt, daß die älteren, mehr den Charakter von Stichproben besitzenden Ergebnisse sich nicht ganz bestätigt haben. Von Simpson wurde dies auch für tropische Regenfälle dargetan. Weitere Messungen verdanken wir Baldit (Frankreich), McClelland und Nolan (Irland) u. a. m.

Die Eigenelektrizität der Niederschläge wird in Potsdam dadurch bestimmt, daß ein geeignet aufgestelltes Auffanggefäß mit der Nadel eines Bennedorfschen Registrierelektrometers verbunden ist. Der Ausschlag der Nadel gibt die Größe der Ladung des eben gefallenen Niederschlages an. Der Minutenkontakt, welcher nach § 436 den mit der Nadel verbundenen Zeiger auf das Blaupapierband niederdrückt, besorgt diesmal durch geeignete instrumentelle Anordnungen eine Entladung der Nadel und des Auffanggefäßes, so daß danach die Ruhelage wieder eingenommen wird. Fällt weiter geladener Niederschlag, so steigt die Nadel neuerdings an, bis sie der nächste Minutenkontakt wieder entlädt. Es lassen sich also die Änderungen der Ladung von Minute zu Minute verfolgen. Ausschläge nach der einen Seite geben negative, nach der anderen positive Ladungen an⁵⁾. Gleichzeitig wird nebenan mit einem anderen Elektrometer das luftelektrische Potentialgefälle registriert.

Regen. In der Form von Sprühregen ist häufig ein Einfluß auf das Potentialgefälle nicht vorhanden, dies darf aber nicht etwa als Ausfluß der geringen Regenintensität an sich betrachtet werden, denn es fand sich bald, daß für stärkere Regenfälle kein Zusammenhang zwischen Potentialstörung und in der Zeiteinheit gefallener Regenmenge besteht. In der Art des Einflusses zeigen sich charakteristische Unterschiede zwischen Landregen und Regenschauern nebst Regenböen. Landregen haben stets positives Gefälle, das nur gelegentlich mit einzelnen Zacken ins Negative hineinragt. Schwache Regenfälle bei konstantem Winde beginnen fast immer mit negativem Gefälle, auch Sprühregen wirken so, falls sie überhaupt von Einfluß sind. Schauer bilden einzelne wenige Zacken aus, die sowohl positiv wie negativ sein können, während die Böen eine große Zahl solcher Zacken aufweisen, bei denen hohen positiven unmittelbar tiefe negative Werte folgen und umgekehrt. Dabei sind in benachbarten Stationen die Schwankungen ähnlich, nur die absoluten Werte verschieden und vor allem die Eintrittszeit entsprechend der in der Zugrichtung der Böe gemessenen Entfernung verschoben. Der Störungseinfluß ist also mit der Böe fest verbunden und wandert mit ihr. Die dabei auftretenden Schwankungen können 10 000 Volt/m, also das Hundertfache des normalen Wertes erreichen. Eine Bevorzugung eines Vorzeichens findet in Regenböen nicht statt,

¹⁾ K. Kähler, Phys. Zeitschr. 9, 258—260 (1908) und *Ergebn. d. meteorolog. Beobacht. in Potsdam im Jahre 1908*. Berlin 1909. — ²⁾ W. Budig, *Diss.* Berlin 1909. — ³⁾ F. Schindelhauer, *Diss.* Berlin 1913. — ⁴⁾ K. Kähler, *Meteorol. Zeitschr.* S. 155—162, 289—294 (1908). — ⁵⁾ *Kritische Studien über die verschiedenen Vorrichtungen zur Beobachtung der Niederschlags Elektrizität* siehe H. Bennedorf, *Münch. Sitzber.* 1912.

weder für die Gesamtwirkung, noch für die Vorderseiten- oder Rückseitenwirkung der Böe allein. Von 190 Regenböen hatten 26 nur positives, 23 nur negatives Gefälle; von den übrigen 141 besaßen 42 Proz. auf der Vorderseite erhöhtes positives, 58 Proz. negatives Gefälle; für die Rückseite gelten die Zahlen 39 zu 61 Proz.

Schnee. Hier überwiegt das positive Gefälle noch bedeutender; es tritt von 119 Schneefällen in 63 Proz. ein, gegen 10 Proz. rein negativen und 27 Proz. wechselnden Gefälles. Die Schwankungen sind geringer als bei Regen vergleichbarer Art. Auch bei Schneeböen ist Vorder- und Rückseite nicht irgendwie hervorgehoben. Auch für die Fortpflanzung gilt das für Regenböen Gesagte. Sind Schnee und Regen gemischt, so überwiegt die Regennatur.

Bei beiden Niederschlagsformen kann die Störung vor dem Einsetzen des Regens und Schnees beginnen und über deren Ende hinaus dauern.

Hagel und die anderen festen, fallenden Niederschläge verhalten sich zunächst ziemlich wie Gewitterregen (s. u.), sind sie aber sehr heftig, so haben sie meist positive Ladung.

Budig, dessen Ergebnisse wir hier im wesentlichen benutzt haben, geht noch besonders auf die Böen ohne Niederschlag ein, um zu untersuchen, ob der Einfluß der Niederschlagsböen mit der Böe als solcher verbunden ist und findet aus 51 reinen Windböen einen grundsätzlichen Unterschied zwischen beiden Böenarten. Niederschlagslose Böen verlaufen fast ohne Zeichenwechsel, dieser ist mithin bei der anderen Gattung durch den Niederschlag, d. h. durch seine Eigenelektrizität bedingt. Mit dem Windstoß findet er keine direkte Verbindung; nur in 14 Proz. aller Fälle fielen Windeinsatz und Potentialstörung zeitlich zusammen, in 67 Proz. gar trat die Potentialstörung vor dem Windstoß ein. Dies weist auf die Wolkenladung als Ursache hin und Budig konnte dies an einem besonderen Falle auch zweifelsfrei durch Beobachtung nachweisen (das übrige Material war schematisch-statistisches). Kähler betont daneben noch besonders, daß Leitfähigkeits- und Ladungsverhältnisse der mitgerissenen unteren Luftschichten von wesentlichem Einfluß sind.

Und nunmehr kommen wir zu jenem Phänomen, das ursprünglich als Ausgangspunkt und lange Zeit als Inbegriff der Lufterlektrizität galt, dem Gewitter. Da zeigt es sich nun, daß ihm lufterlektrisch kaum eine Sonderstellung zukommt, es verhält sich in bezug auf Eigenelektrizität der Niederschläge wie in bezug auf seine Potentialstörungen fast ganz wie eine Böe, verschieden ist nur die absolute Amplitude zwischen den Schwankungen und allenfalls die Häufigkeit der Schwankungen. Es erscheint lediglich als dem Grade nach anders. Daß Blitze auftreten, ist fast nebensächlich und bedingt nur, daß sich Wolkenladungen nicht lange erhalten, daher hört dann die Ähnlichkeit der Potentialstörungen an benachbarten Stationen auf. Die Störung tritt der Regel nach schon lange vor dem Gewitter ein. Sucht man nach den lufterlektrischen Eigentümlichkeiten des Gewitters, so findet man die große Höhe der niedergebrachten Eigenladungen, die schnelle Verschiebbarkeit der räumlichen Ladungen durch die Blitzentladung, die Ionisierung durch Ionenstoß innerhalb der Blitzbahn und ähnliche Wirkungen vergleichlich nebensächlicher Art.

Das Potentialgefälle an Niederschlagstagen setzt sich sonach aus drei Einflüssen zusammen, die sich über jene der Schönwetterelek-

trizität überlagern: der Eigenelektrizität der Niederschläge, der Potentialstörung durch die Wolken und der Aufrührung der Zwischenluft durch den Wind. Der erste Einfluß überwiegt oft die übrigen, so daß das Potentialgefälle in erster Näherung der Eigenelektrizität des Niederschlages reziprok verläuft.

Registriert man, wie das jetzt in Potsdam geschieht, gleichzeitig die Ladung und die Menge zufließenden Niederschlags, so erhält man die Elektrizitätsmenge der Volumeinheit Niederschlagswasser. Hierbei fand sich zunächst, daß nicht jeder Niederschlag geladen ist; für die geladenen ergab sich für Potsdam (1909 bis 1911) 0,38 ESE auf den Kubikzentimeter Wasser. Den Jahreszeiten nach tritt der Frühling dabei mit 0,60 besonders hervor, während der Sommer nur 0,26, der Herbst 0,30 und der Winter 0,41 ESE aufweist. Landregen besaßen im Mittel 0,44, Gewitterregen 2,4, Böenregen 1,0, Hagel und Graupel 2,8 ESE Ladung im Kubikzentimeter Niederschlag ¹⁾.

Es bestehen auch indirekte Einflüsse der fallenden Niederschläge; es sind dies die Vergrößerung der Leitfähigkeit der Luft durch die Radioaktivität, welche Regen und Schnee annehmen können und die Beeinflussung der Bodenatmung durch Verschuß der Erdkapillaren durch Regen oder Glatteis oder Überdeckung durch eine Schneeschicht.

Wie wir § 442 gesehen haben, wird ein negativ geladener Körper in der freien Atmosphäre durch radioaktive Niederschläge radioaktiv. Dasselbe müßte für die in der Luft schwebenden, durch Adsorption geladenen oder durch Kondensation um Ionen entstandenen Niederschlagsteilchen gelten. Von diesem Gesichtspunkte ausgehend, untersuchte Jaufmann ²⁾ die Radioaktivität der Niederschläge, indem er aus je 1 Liter gefallenem Niederschlag auf chemischem Wege die aktiven Bestandteile niederschlug und ihre entladende Wirkung am Elektroskop nach Elster und Geitel untersuchte.

Es ergab sich, daß alle Niederschläge stets Radioaktivität besitzen. Sie ist am stärksten bei Gewitter und dort am größten jedesmal beim Einsetzen eines neuen Gusses. Schnee ist zwei- bis fünfmal stärker wirksam als Regen. Die Aktivität ist ein Gemisch aus Radium- und Thoriumaktivität, also wie jene der freien Atmosphäre selbst. Schnee, der längere Zeit auf dem Boden gelegen hatte, zeigte statt des langsamen Abklingens dazwischen häufig wieder Anstiege. Dies rührt aller Wahrscheinlichkeit nach daher, daß die aus dem Boden austretende Emanation die neue Aktivität erteilt, denn bei Schnee auf Dächern zeigte sich dies nicht. Hierdurch erkennt man, welche Rolle eine ausgedehnte und lange liegende Schneedecke auf die Beträge und den Gang der luftelektrischen Elemente ausüben kann, sie entzieht den Schichten über ihr die Ionenzufuhr von unten und verringert damit ihre Leitfähigkeit bzw. erhöht die Potentialunterschiede.

§ 451. Versuche der Erklärung der Eigenladung fallender Niederschläge. Wir wissen, und haben dies oft schon erwähnt, daß Ionen, welche in nächste Nähe von Wasserteilchen gelangen, adsorbiert werden. Der luftelektrische Erfolg dieser Adsorption ist ein doppelter: erstens wird den Niederschlagsteilchen eine Eigenladung erteilt und zweitens wird die Geschwindigkeit der adsorbierten Ionen sehr erheblich herabgesetzt. Statt der

¹⁾ F. Schindelhauer, Dissertation, Berlin 1913. — ²⁾ Meteorol. Zeitschr. 22 (1905).

leichtbeweglichen freien Ionen treten die durch Adsorption schweren, den messenden Aspirationsapparaten meist entzogenen Ionen geringer Wanderungsgeschwindigkeit auf, die nach ihrem Entdecker (1905) sogenannten Langevin-Ionen¹⁾. Auch Kähler²⁾ hatte schon drei Jahre früher das Vorkommen solcher langsamer Ionen festgestellt. Nach Daunderer³⁾ tragen die im Kubikzentimeter enthaltenen Langevin-Ionen das 36fache an Ladungen gegenüber den freien Ionen.

Nun besteht, wie wir schon § 477 sahen, in Luft für die negativen Ionen eine größere Geschwindigkeit als für positive, und man zog diesen Umstand heran, um die (vorausgesetzte) häufigere negative Ladung der fallenden Niederschläge zu erklären. Allein dazu ist nötig, daß die derart elektrisierten Tröpfchen auch sofort ausfallen, denn sonst würde das mit wachsender Aufladung stärker werdende Feld um den Tropfen die positiven Ionen anziehen. Experimente von Schmauß schienen darzutun, daß durch ionisierte Luft fallende Tropfen vorwiegend negative Ionen adsorbieren; allein neuerliche Nachprüfungen durch Seeliger⁴⁾ zeigten, daß der wegen aller störenden Einflüsse verbesserte Effekt 1000 mal geringer ist, als er sich zuerst ergab. Da nun, wie im vorigen Paragraph bemerkt, die Grundannahme überwiegender negativer Eigenladung der fallenden Niederschläge sich nicht bestätigt hat, so ist die Elektrisierung der Regen- usw. Teilchen durch wahlweise Adsorption nicht als ein gesichertes Ergebnis zu betrachten.

Uns ebenfalls nicht neu ist die Tatsache, daß die Ionen Kondensationskerne abgeben können, so daß ein um sie verdichteter Tropfen ihre Ladung annimmt. Auch dies kann eine Quelle der Eigenladung werden⁵⁾.

Bei Gewitter- und Platzregen, sowie überhaupt allen gewaltmäßigen Niederschlägen tritt ein 1897 von C. T. R. Wilson⁶⁾ entdecktes Phänomen von Bedeutung in den Vordergrund. Dieser Forscher zeigte durch Versuche, daß die Ionen ionisierter, mit Wasserdampf gesättigter, staubfrei gemachter Luft bei weiterer Abkühlung Nebelbildung hervorrufen, sie übernehmen die Rolle von Kondensationskernen. Hierzu ist aber, wie gesagt, eine weitere Abkühlung schon gesättigter Luft nötig, d. h. die Kondensation an Ionen findet nur in übersättigter Luft statt. Eigentümlicherweise verraten auch hier die beiden Ionenarten eine prinzipielle Verschiedenheit: die Kondensation tritt bei den negativen Ionen schon bei vierfacher, bei den positiven Ionen aber erst nach sechsfacher Übersättigung ein. Die um negative Kerne kondensierten Niederschlagsteilchen tragen natürlich negative, die anderen positive Ladungen beim Fall zur Erde hinab.

Auf diesen einwandfrei festgestellten Grundlagen baut Gerdien nachstehende Theorie auf⁷⁾.

Aus Ballonbeobachtungen wissen wir, daß der Staubgehalt, der ja schließlich im wesentlichen von der Erde stammt, schnell mit der Höhe abnimmt. Soweit er die Rolle von Kondensationskernen spielt⁸⁾, fällt er bald

¹⁾ Vgl. § 350, S. 1135. — ²⁾ K. Kähler, Die durch Wasserfälle erzeugte Leitfähigkeit der Luft. *Ann. Phys.* **12**, 1119—1141 (1903). — ³⁾ A. Daunderer, *Phys. Zeitschr.* **10**, 113—118 (1910). — ⁴⁾ R. Seeliger, *Ann. Phys.* **31**, 500—518 (1910). — ⁵⁾ Vgl. § 350, S. 1131. — ⁶⁾ C. T. R. Wilson, *Phil. Trans.* **189**, 265 (1897); *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **9**, 333 (1897); *Proc. Roy. Soc.* **80**, 537 (1908). — ⁷⁾ *Phys. Zeitschr.* **6**, 647 (1905). — ⁸⁾ Kritische Darstellung über die Wirksamkeit aller bekannten Kondensationskerne siehe A. Wiggand, *Meteorol. Zeitschr.* S. 10 (1913).

und durch relativ leichte Regenfälle aus oder bildet, wenn die Tröpfchen sich schwebend erhalten, jene Dunstschichten, deren Existenz sich ebenfalls durch Ballonmessungen häufig nachweisen läßt und oberhalb deren die Ionenzahl plötzlich ansteigt, da keine Adsorption sie mehr verringern kann. Ist nun durch meteorologische Bedingungen ein genügend starker aufsteigender Luftstrom gegeben, so wird dieser durch adiabatische Abkühlung bald seinen Sättigungspunkt (Taupunkt) erreicht haben. Ein weiteres Ansteigen führt, falls keine anderen Kerne vorhanden sind, zur Übersättigung. Ist diese auf Vierfache angestiegen, so tritt Kondensation um die negativen Ionen ein. Dies würde mit großer Plötzlichkeit geschehen. Die durch Ineinanderfließen rasch größer werdenden Tropfen fallen mit großer Schnelligkeit aus und tragen ihre negative Ladung zur Erde hinab. Die überbleibenden positiven Ionen werden von dem immer noch andauernden aufsteigenden Strome währenddessen nach oben befördert, so daß sich die beiden Ladungen immer weiter entfernen und somit jene Riesenspannungen hervorgerufen würden, die wir bei solchen Platzregen beobachten, und welche, nicht notwendigerweise, aber häufig durch den Blitz ausgeglichen werden. Durch das weitere Ansteigen des Luftstromes ist die Verdünnung schließlich so weit vorgeschritten, daß auch um die positiven Ionen Kondensation eintritt und auch diese platzregenartig zur Erde fallen.

Die Prüfung an Hand der Erfahrung hat diese Theorie nicht bestätigt. Zunächst ist zu bezweifeln, daß solche Übersättigungen in der freien Atmosphäre möglich sind. Ist dem so, dann müßte der erste¹⁾ Regenschauer negativ, der nächste positiv sein; dann ist aber auch anzunehmen, daß alles einst vorhandene Wasser ausgefallen ist und Übersättigung in derselben Luftmasse weiterhin nicht mehr eintreten kann. Es müßten aber auch insgesamt die negativen Niederschläge überwiegen, denn jeder einmal gefallene Niederschlag beseitigt die Ursache für weitere aufsteigende Luftströme, da er abkühlt.

Während die ersten Beobachtungen der Niederschlagslektrizität (Elster, Geitel, Gerdien) ein Überwiegen negativer Ladungen ergaben, haben länger fortgeführte Reihen [Simpson²⁾ in Simla in Indien, Kähler³⁾ in Potsdam, Baldit⁴⁾ in Mittelfrankreich, McClelland und Nolan⁵⁾ in Dublin] positive Überschüsse geliefert. Je länger sich die Beobachtungen ausdehnen, und je besser auch alle, anfänglich vielfach über den Registrierbereich hinausgehenden extremen Werte mit verwertet werden können, desto mehr strebt nach Ansicht der Potsdamer Lufterlektiker die jährliche Summe aller fallenden Ladungen der Null zu. Jedenfalls ist der in den einzelnen Jahren verbleibende Rest so klein, daß ein paar Gewitter mehr oder weniger ihn vollkommen beseitigen könnten. Wenn man bedenkt, daß die Kondensation um Einzelionen stattfindet und damit die § 450 angeführten Größenordnungen der vom Regen heruntergebrachten Ladungen des Kubikzentimeters vergleicht, so erhellt übrigens, daß die Kondensation um Ionen allein nicht ausreicht, die Niederschlagslektrizität der Größe nach zu erklären, es müssen noch andere Vor-

¹⁾ Gemeint ist hier der erste Regen, den eine bestimmte Wolke aussendet, nicht etwa der erste Regenschauer an einem bestimmten Orte auf der Erde. — ²⁾ G. C. Simpson, Phil. Trans. 209, 379 (1909). — ³⁾ K. Kähler, Meteorol. Beob. Potsdam i. J. 1908. — ⁴⁾ Baldit, C. R. 152, 12, 111 (1911). — ⁵⁾ McClelland u. Nolan, Le Radium 9, 277 (1912).

gänge mitspielen, neben der schon angeführten Adsorption noch der Mechanismus der Tropfenentstehung und Zertrennung beim Fall.

Auf diese Vorgänge baut Simpson¹⁾ eine neue Theorie der Niederschlags Elektrizität, indem er annimmt, daß im aufsteigenden Luftstrom eine Zerreißung der Tropfen stattfindet und damit durch den Lenardeffekt eine positive Aufladung derselben. Allein auch diese Theorie erklärt nicht jede Regenladung (vor allem bei Gewittern) und gar nicht das umgekehrte Verhalten von Schnee. Man darf wohl erwarten, daß die von Simpson herangeführten Vorgänge tatsächlich in der Natur wirksam sind, daß aber auch noch andere, vorerst noch unbekannte recht erheblich mitwirken.

§ 452. Die elektrischen Strömungen in der Atmosphäre. Allein schon die Tatsache, daß in der Atmosphäre stets ein elektrisches Feld vorhanden ist, und die weitere Tatsache, daß die Luft stets eine gewisse Leitfähigkeit besitzt, bedingen, daß unsere Lufthülle von elektrischen Strömen durchflossen wird.

Da der größere Teil des lufterlektrischen Potentialgefälles von der Eigenladung der Erde hervorgerufen wird, so ist auch der Hauptanteil der elektrischen Strömung in der Atmosphäre diesem Felde zuzuschreiben. Die Strömung findet in Richtung der Kraftlinien dieses Feldes, also im großen und ganzen parallel den Erdradien statt; man nennt sie den „vertikalen Leitungsstrom“. Er berechnet sich aus dem Potentialgefälle $\frac{V}{m}$ und der Leitfähigkeit λ nach

$$i = - \frac{V}{m} \lambda,$$

wobei das negative Vorzeichen zu stehen hat, weil der Strom von oben nach unten gerichtet ist. Wollen wir i in elektrostatischem Maße finden, so müssen wir die Volt durch 300 dividieren und für die Meter 100 cm einführen, so daß $\frac{V}{m} \lambda \cdot 10^{-4}$ durch $3 \cdot 10^4$ zu dividieren ist. Durch weitere Division durch $3 \cdot 10^9$ erhalten wir i in Ampere auf den Quadratzentimeter. Sofern man nur rein den Leitungsstrom haben will, müßte von V der Anteil der bewegten räumlichen Ladung abgezogen sein; meist wird diese Verbesserung jedoch vernachlässigt.

Außerdem kann man den Strom unmittelbar beobachten und registrieren, wie dies Ebert, Wilson, Simpson, Lutz u. a. getan haben²⁾.

Die in der freien Atmosphäre durch meteorologische Einflüsse entstehenden Störungen des normalen erdelektrischen Feldes im Verein mit dem Felde der Eigenladungen in ihr rufen auch seitliche Leitungsströme hervor. Sie sind zwar für die lufterlektrischen Vorgänge an einem speziellen Orte von großer Bedeutung, verschwinden aber in ihrem Einfluß auf die elektrischen Verhältnisse der ganzen Erde.

Der lufterlektrische Leitungsstrom ist ein räumlicher Strom, d. h. er fllt lückenlos den ganzen Luftraum; verschieden ist nur die Stromdichte oder die Zahl der Strömungslinien auf der Flächeneinheit. Als Jahresmittelwerte fanden sich aus Registrierungen beider Bestandteile $\left(\frac{V}{m} \text{ und } \lambda\right)$ in

¹⁾ G. C. Simpson, Phil. Trans. 209, 379—413 (1909). — ²⁾ A. a. O.

Potsdam 2,75, in Davos $1,73 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm². Längere Reihen von Einzelbeobachtungen ergaben in München 2,04, in Tortosa 4,9, in Danmarkshafen auf Grönland 4,3, in Samoa 1,4, in Buenos Aires 1,9, auf Island 3,0, in Simla in Indien $3,6 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm², im ganzen stets dieselbe Größenordnung. Es besteht also kein starker Gradient von Nord nach Süd auf der Erde, dagegen wirken topographische Verhältnisse wieder stark ein. Besonders hohe Werte gibt die Petermannsinsel bei Grahamland, 8,1 bis $9,6 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm² 1).

In der nächsten Nähe der Erdoberfläche treten unter Umständen im Verlauf des Leitungsstromes starke Störungen auf, indem die Spitzenwirkung ihrer Hervorragungen sowohl die Stromrichtung ändert, wie auch vor allem die Dichte der Strömungslinien. Über stark ausgesetzten Punkten, z. B. auf Berggipfeln, ist dadurch die Stromdichte eine sehr große, so daß unter Umständen, wenn nämlich, wie bei einem Gewitter, hohe luftelektrische Spannungen entstehen, Leuchtphänomene auftreten, vor allem das Elmsfeuer, aber auch andere, dem Polarlicht verwandte Erscheinungen sind hier schon beobachtet worden (Andenleuchten).

Im Grunde sind schon die alten Franklinschen Drachenversuche direkte Beobachtungen eines vertikalen Leitungsstromes, nur daß dem Spannungsausgleich der gute Leitungsweg des Drahtes geboten wird an Stelle der Luft beim natürlichen Strom. Die ersten quantitativen Messungen stammen von Lemström, der Apparate mit hunderten von Spitzen auf Bergen in Finnland aufstellte und den Strom am Galvanometer maß, der von ihnen nach dem Tal floß. Aber auch bei dem luftelektrischen Vertikalstrom geben nur Beobachtungen im Freiballon einwandfreie Werte, und zwar wird die Stromstärke indirekt ermittelt aus Messungen der Leitfähigkeit und des Potentialgefälles.

Wir haben in Fig. 1248 für Potsdam je eine Kurve des täglichen Ganges der Leitfähigkeit für positive Ionen und des Potentialgefälles zusammengestellt. Aus beiden ist nach $i = -\lambda_+ \frac{V}{m}$ der positive Leitungsstrom berechnet und durch die unterste Kurve wiedergegeben worden. Ein Teilstück ist gleich $0,5 \cdot 10^{-7}$ ESE = $0,15 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm². Wir sehen, daß die Schwankungen des Leitungsstromes im wesentlichen dem Potentialgefälle folgen. Die Größenordnung ist 10^{-16} Amp./cm², also dieselbe wie oben angeführt.

Der tägliche Gang des Vertikalstromes ist ebenfalls über den ganzen Tag hin ziemlich gleichmäßig veränderlich, in der Nacht höher als am Tage, wie ja die Fig. 1248 zeigt. Im Sommer sind stärkere Amplituden vorhanden, während im Winter nur ein schwaches Schwanken um die Ruhelage stattfindet. Offenbar gehören viele Jahre dazu, um gute monatliche mittlere Gänge abzuleiten. Von starkem, fast plötzlichem Einfluß ist der Sonnenauf- und -untergang. Positiver und negativer Teilstrom für sich betrachtet, variieren fast gleichmäßig, so daß die Unipolarität i_+/i_- äußerst wenig um die Einheit schwankt. Der jährliche Gang des Vertikalstromes ist jenem des Potentialgefälles genau reziprok und von Jahr zu Jahr recht verschieden. In Tortosa schwankt die jährliche Amplitude um 1911: 3,6, 1912: $2,8 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm², ist also von der Größenordnung des in jedem Augenblick vorhandenen Stromes. Mithin sind die Kräfte, welche die Schwankungen hervorrufen, zugleich diejenigen, welche das Bestehen eines Stromes herbeiführen.

1) Siehe die gleiche Literatur S. 1437.

In diesen Werten ist außer dem vertikalen Leitungsstrom auch der Hauptteil (nämlich der nicht von Niederschlägen getragene) Strom einbegriffen, dem wir uns jetzt zuwenden wollen.

Der Leitungsstrom ist nicht der einzige, der unsere Atmosphäre durchfließt. Neben ihm besteht zunächst der durch mechanischen Transport elektrisch geladener Bestandteile der Atmosphäre erzeugte sogenannte „Konvektionsstrom“. Die wichtigsten Bestandteile dieser Art sind die Niederschlags- teilchen, da sie eine relativ schnelle Bewegung annehmen können und ziemlich große Ladungen mit sich führen, aber auch Staubpartikel und die vom Windstrom mitgeführte Luft selbst. Der Windtransport bedingt eine starke horizontale Komponente des Stromes. In den vorangegangenen Paragraphen haben wir gesehen, wie außerordentlich Niederschläge, namentlich Platzregen, die luftelektrischen Verhältnisse ändern. Da es nun auf der Erde Gebiete gibt, die ganz vornehmlich Platzregen ausgesetzt sind (die Tropen) und andere, wo diese kaum bekannt sind (die Polarkappen), so leuchtet ein, daß auch der luftelektrische Konvektionsstrom von allgemeiner Bedeutung für die erdelektrischen Verhältnisse im ganzen ist. Soweit lediglich die Konvektion durch aufsteigende Luftströmungen in Betracht kommt, tritt der luftelektrische vertikale Konvektionsstrom gegen dieselbe Komponente des Leitungsstromes zurück. Zwar kommt nach den Daunderserschen früher erwähnten Ermittlungen der räumlichen Ladungsdichte die Größenordnung dieser Ströme bis auf 10^{-15} Amp./cm² heran (ist dann also sogar größer als der Leitungsstrom), im Mittel scheint er aber kleiner, wohl nicht größer als $2 \cdot 10^{-16}$, es ist aber zu bedenken, daß aufsteigenden auch stets absteigende Ströme entsprechen, die zeitlich und räumlich nicht allzuweit entfernt sind, so daß der luftelektrische Effekt sich über den Tag und über eine Gegend ausgleicht.

Da in Potsdam auch die Intensität der Niederschläge registriert wird, also die Menge Wasser in der Sekunde, und so mit Hilfe der ebenfalls registrierten Ladung die Stromstärke in elektrostatischem Maß, so erhält man den durch die Niederschläge bewirkten Elektrizitätsfluß. Hier ist es nur wichtig, die Niederschläge nach ihrem Vorzeichen zu trennen. Schindel-

10—15 Amp./cm ² =	1—5	6—10	11—20	21—50	51—100	> 100
Alle Regen . . . +	82	75	59	57	50	31
„ „ . . . -	18	25	41	43	50	69
Landregen . . . +	93	98	42	100	—	—
„ „ . . . -	7	4	58	0	—	—
Gewitterregen . . +	58	56	50	50	48	49
„ „ . . . -	42	44	50	50	52	51
Böenregen . . . +	67	58	48	50	40	40
„ „ . . . -	33	42	52	50	60	60
Graupel, Hagel . +	59	61	72	64	90	90
„ „ . . . -	41	39	28	36	10	10
Schnee +	32	40	33	40	45	40
„ „ -	68	60	67	60	55	60

hauer¹⁾ bildet sechs Stufen, je nach der Stromstärke, was wir hier beibehalten wollen, und findet folgende Häufigkeitswerte in Prozenten des Gesamtstromes (siehe vorstehende Tabelle):

Die Zahlen besagen, daß im Gesamtmittel aller Niederschläge die positiven überwiegen, und dies um so mehr, je geringer die Stromstärken sind. Landregen ist überhaupt überwiegend positiv, desgleichen Hagel und Graupel, Böenregen aber nur bei schwachen Strömen. Bei Gewitterregen halten sich beide Vorzeichen stets die Wage; der Schnee dagegen hat in allen Stufen mehr negative Ströme, verhält sich also vollkommen umgekehrt wie der Regen. Dies muß im Elektrizitätshaushalt der Erde von erheblicher Wirkung sein, denn wichtige Gebiete, nämlich die Polarregionen, erhalten ihren Niederschlag überwiegend als Schnee. Geht man auf die absoluten Werte zurück, so finden sich für die drei Jahre in 10^{-13} Amp./qcm in den einzelnen Stufen die resultierenden Stromstärken:

10^{-13} Amp./cm ² =	1—5	6—10	11—20	21—50	51—100	> 100
Alle Regen	+ 73	+ 30	+ 13	+ 25	— 2	— 5
Landregen	+ 37	+ 8	— 2	+ 2	—	—
Gewitterregen	+ 2	+ 1	+ 0	— 0	— 3	— 2
Böenregen	+ 2	+ 1	— 0	+ 0	— 7	— 8
Hagel, Graupel	+ 0	+ 0	+ 2	+ 4	+ 25	+ 13
Schnee	— 14	— 3	— 5	— 6	— 3	— 9

Die von fallenden Niederschlägen und der mitgerissenen Luft getragenen Konvektionsströme erreichen bei gewöhnlichem Regen 10^{-16} , bei Böen 10^{-18} , bei Gewittern 10^{-12} Amp. auf den Quadratcentimeter.

Leitungsstrom und Konvektionsstrom haben einen wesentlichen Unterschied aufzuweisen. Die Leitung bewirkt ein Zuwandern positiver Ladungen gegen die Erde, während der Konvektionsstrom, ob ihn nun Niederschläge oder die Luftströme tragen, beide Vorzeichen führen kann. Der dynamische Konvektionsstrom ist aber in jedem Moment im Mittel über die Erde und ebenso an jedem Ort im Mittel aus mehreren Tagen Null, da die Ursache, die Schwankung der Temperatur, im Mittel Null ist, denn die mittlere Temperatur der Luft strebt einem konstanten Werte zu.

§ 453. Der Blitz ²⁾. Eine besondere Form des luftelektrischen Stromes ist der Blitz. Im Gegensatz zu den soeben besprochenen Strömen zeichnet er sich durch sehr hohe Stromstärken aus. Um diese Größe zu messen, brachte F. Pockels an Blitzableitern Holzstückchen an, in die ein rechteckiges Prisma aus Basalt eingeklemmt war. Durchlief den Ableiter ein Blitz, so wurde das Basaltklötzchen von ihm magnetisiert. Aus dem magnetischen Moment verschiedener solcher Stücke fand Pockels³⁾ für die Stromstärke Werte zwischen 6 und $10 \cdot 10^3$ Amp./cm². Auf die gleiche Fähigkeit des

¹⁾ F. Schindelbauer, Elektrizität der Niederschläge. Abhdl. Meteorol. Inst. Berlin 4, Nr. 10. Berlin 1913. — ²⁾ Vgl. auch den § 275, Bd. III. In Ergänzung zu den dort gegebenen meteorologischen Angaben über den Blitz folgen in nachstehendem Paragraphen die rein physikalischen Gesetzmäßigkeiten. — ³⁾ F. Pockels, Phys. Zeitschr. 2, 306—307; 3, 22—23 (1901); Meteorol. Zeitschr. 15, 41 (1898).

Basalts stützen sich die Untersuchungen Töplers¹⁾ und Folgheraitters²⁾ über die Richtung des Elektrizitätsflusses im Blitz. Kennt man die Eintrittsstelle eines Blitzschlages und liegen um diese (z. B. in Wäldern auf basaltigem Boden) kleine magnetisierbare Steine, so findet sich jedesmal eine ringförmige Magnetisierung vor, wie sie nach § 194, Bd. IV um einen geraden Stromleiter entsteht. Fig. 1249 stellt einen beobachteten Fall dar, indem *B* den getroffenen Baum und die schraffierten Flächen die einzelnen Basaltsteine bedeuten. Mit *N*, *S* sind ihre magnetischen Nord- und Südpole gekennzeichnet. Nach der Ampereschen Regel floß in diesem Falle der Strom von der Erde zur Wolke. Auch an den von Schlägen meist sehr häufig getroffenen Felsnasen unserer

Fig. 1249.

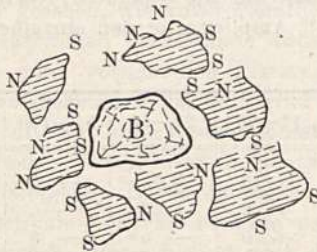
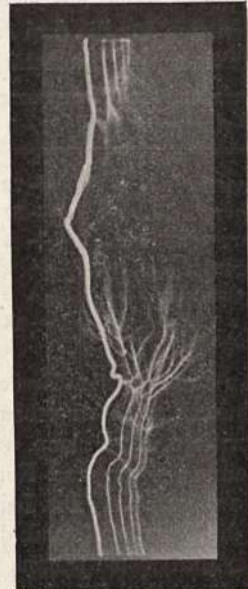


Fig. 1250.



Gebirge kann man, sofern sie magnetisierbar sind, mittels der Kompaßnadel die Strömungsrichtung feststellen. Töpler findet so 59 Richtungen von der Erde zur Wolke und 33 umgekehrt gerichtete. Da aber der elektrische Funke sich nach der negativen Seite hin viel stärker verästelt als nach der positiven, so kommt er am negativen Pol in vielen dünnen Zweigen an, die natürlich keine so kräftigen magnetischen Felder geben. Es ist daher anzunehmen, daß doch gleich oft der Blitz in beiden Richtungen fließt. Eine große Zahl von Blitzen ist zudem wagerecht, von Wolke zu Wolke fließend, und auch die von Wolke zu Erde wandernden haben oft lange horizontale Strecken.

Durch die Photographien von Blitzschlägen mittels rotierender Camera hat B. Walter³⁾ unsere Erkenntnis vom Wesen des Entladungsvorganges im Blitz sehr erheblich gefördert. Danach geht dem Hauptschlag eine ganze Zahl von Vorentladungen voraus, die von beiden Seiten her einander immer näher kommen (vgl. Fig. 1250). Vom positiven Pol gehen dabei weitverzweigte Äste aus. Der kräftigste davon wird im allgemeinen von dem Hauptschlag zum Weg gewählt. Die Wirkungsweise dieser Vorentladungen ist die, daß eine jede durch Ionenstoß einen Luftkanal leitfähig macht, bis dann der Hauptschlag die letzte noch verbliebene Strecke überspringen kann. Da auch die Nebenzweige von Teilströmen des Hauptschlages durchflossen werden können, so entsteht schließlich das typische Bild der flußnetzartigen

¹⁾ M. Töpler, Meteorol. Zeitschr. 18, 481 (1901). — ²⁾ Folgheraitter, ebenda 19, 217 (1902). — ³⁾ B. Walter, Jahrb. d. Hamburg. wissenschaftl. Anstalten 20 (1903).

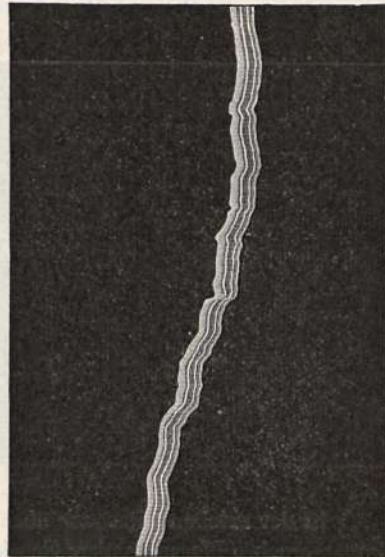
Funkenblitze (vgl. Fig. 1251). Die alte Ansicht, daß der Blitz den Weg geringsten elektrischen Widerstandes aufsucht, ist demnach zu verlassen: der Blitz bahnt sich selbst seinen Weg.

Infolge der Rotation der Camera während der photographischen Aufnahme erscheinen Vorentladungen und Hauptschlag im Bild nebeneinander, und es zeigt sich, daß sie untereinander absolut parallel sind, d. h. der Blitz in allen Entladungen in denselben Luftteilchen wandert. Als Dauer der Entladung ergab sich z. B. $0^s,020$ für die Vorentladung und $0^s,049$ für die Hauptentladung. Auch bei ruhender Camera kann man parallele Bahnen erhalten, ja diese sogar unter Umständen am Blitz mit Augen selbst sehen.

Fig. 1251.



Fig. 1252.



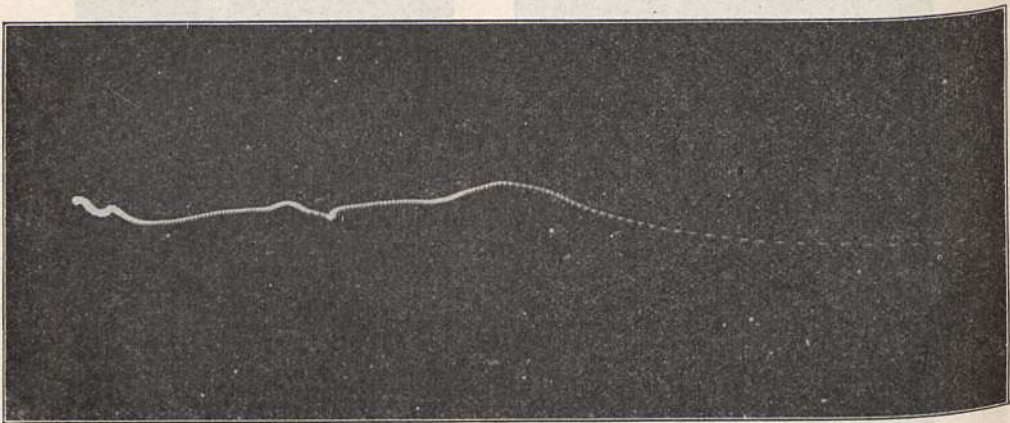
In diesem Falle haben wir es mit verschiedenen Hauptentladungen zu tun, und die Bilder entstehen nebeneinander, weil die ionisierte Luftbahn vom Winde verweht wird. Hierher gehört der Bandblitz der Fig. 1252. Solche mehrfache Blitzwiederkehren beanspruchen bedeutend mehr Zeit, bis zu mehreren Sekunden; zwischen den einzelnen Wiederholungen kann es sogar lange Pausen der Dunkelheit geben.

Nach den besonders eingehenden Untersuchungen von M. Töppler über das Wesen der leuchtenden Entladung in Luft normalen Druckes ist der Blitz als eine verzögerte Entladung anzusehen, wie sie für den Spannungsausgleich zwischen einer gut leitenden Elektrode (Erde) und einem Halbleiter (Wolke) vorbildlich ist. Ob dabei reines Büschellicht (Elmsfeuer) oder ein Büschellichtbogen (Funkenblitz) eintritt, hängt davon ab, wie schnell die zu den Vorentladungen notwendigen Elektrizitätsmengen von der Wolke nachgeliefert werden können (vgl. § 305, Bd. IV). Geschieht dies sehr gleichmäßig, so entsteht Lichtschichtung¹⁾. Der Blitz ist dann nicht ein leuchtender Faden,

¹⁾ Vgl. Fig. 967, Bd. IV.

sondern eine Schnur von leuchtenden Lichtmassen, d. h. ein Perlschnurblitz, wie ihn Fig. 1253 nach einer von dem Fachmann für Photographie, A. Schmauss, beschriebenen Aufnahme darstellt. Daß die einzelnen Punkte verschieden voneinander abstehen, ist eine Wirkung der Perspektive. Ist die Elektrizitätszufuhr nahezu kontinuierlich, so kann es nur zur Ausbildung einer einzigen Leuchtmasse kommen, dem Kugelblitz. Es genügen dazu schon Stromstärken von etwa 20 Amp.¹⁾ Grundbedingung ist nach Töpler für das Entstehen eines Kugelblitzes, daß ein Funkenblitz (sogenannter „Initialblitz“) vorausgegangen ist; er ionisiert erst die Bahn, in welcher dann der nahezu kontinuierliche Elektrizitätsfluß stattfindet. Auf diesem Boden ist Töpler in der Tat imstande; alle wesentlichen Eigenschaften des Kugel- und des Perlschnurblitzes im Experiment nachzuahmen²⁾.

Fig. 1253.



In der reichen Literatur über Kugelblitze³⁾ findet der Verfasser nur eine kunstgerechte Messung über Geschwindigkeit und Größe, und zwar von dem Meteorologen E. Less⁴⁾. Ihm erschien eine Kugel von $1\frac{1}{2}$ - bis 2fachem Monddurchmesser in einer Wolkenwand; die Fortpflanzungsgeschwindigkeit war drei bis vier Mondbreiten in der Sekunde. Aus Temperatur und Luftfeuchtigkeit findet er die adiabatisch berechnete Wolkenhöhe und erhält somit als absolute Größe des Kugelblitzes 20 bis 27 m und als lineare Geschwindigkeit 30 m in der Sekunde, was der Windgeschwindigkeit entsprechen mag. Unzweifelhaft gibt es aber auch viel kleinere Kugelblitze, jedenfalls sind erd- nahe fast stets kleiner geschätzt worden. Ob eine rein elektrische Erscheinung vorliegt oder daneben noch Verbrennung des Stickstoffs, könnten nur Spektral- messungen entscheiden.

Als Energiequelle für die Blitzentladung muß man neben den in § 452 besprochenen vor allem den Vorgang des Zusammenfließens und Herabfallens der Niederschlagsteilchen ansehen.

¹⁾ M. Töpler, Meteorol. Zeitschr. 17, 543—552 (1900). — ²⁾ Vgl. auch die künstlichen Kugelblitze von F. v. Lepel, Meteorol. Zeitschr. 7, 297 (1890). — ³⁾ Beste Zusammenstellung von F. Sauter, Progr. Kgl. Realgymn. Ulm 1892. — ⁴⁾ E. Less, Meteorol. Zeitschr. 18, 39 (1901).

Eine Entladung bewirkt stets Induktionsströme in der Erde; beide Ströme können starke magnetische Wirkungen besitzen, die aber im Ablauf der Schwankungen des magnetischen Feldes um die Erde ohne Bedeutung sind.

§ 454. Erklärung des Bestehens eines elektrischen Feldes der Erde. Wir kommen nun zu einer Haupt- und Kernfrage der Lehre von der Lufterktrizität: woher stammt die Ladung der Erde und ihrer Atmosphäre?

Die älteren Auflagen dieses Werkes enthalten eine ganze Anzahl von Hypothesen. Die in dieser neuen Auflage geschilderte Entwicklung der erdelektrischen Forschung hat die Grundlage aller dieser Hypothesen vollkommen zerstört. Vor allem hat die Erkenntnis, daß die Luft leitfähig ist, die alten Grundanschauungen erschüttert. Aber auch die inzwischen aus Ballonbeobachtungen erkannten wahren elektrischen Verhältnisse der freien Atmosphäre widersprechen den alten Theorien, wie denn überhaupt das neu gewonnene, reiche Beobachtungsmaterial meist erst die zur Prüfung der früheren Ansichten nötigen Daten geliefert hat.

Schon 1899 haben in ihrer berühmten, die Ionentheorie der Lufterktrizität schaffenden Arbeit Elster und Geitel Ansichten über die Art der Aufladung der Erde ausgesprochen, doch hat sich ergeben, daß der Vorgang nicht so sich abspielen kann, wie sie es sich dachten. Immerhin führten ihre Ideen später auf einen Weg, der, wie die Frage heute steht, ein zum Ziele leitender zu sein scheint.

Elster und Geitel¹⁾ knüpften an die verschiedene Wanderungsgeschwindigkeit der beiden Ionengattungen an. Wird in ein ionisiertes Gas ein Leiter gebracht, so beginnen die Ionen durch Diffusion auf ihn zuzuwandern, doch erreichen ihn zuerst die eilenderen negativen Ionen, er lädt sich so negativ auf, zieht aber dadurch bald die positiven stärker an, so daß die Verschiedenheit der Wanderungsgeschwindigkeit aufgehoben wird. Es entsteht also ein ganz lokales, nach außen unwirksames und bald vorübergehendes Feld. Elster und Geitel betrachten jedoch den Fall, daß sich die ionisierte Luft im Inneren eines hohlen Leiters befindet. Die auf seiner Innenseite sich niederschlagenden Ionen rufen nur außen ein Feld hervor, nicht aber im Inneren, so daß auf die positiven Ionen im Hohlraum keine erhöhte Anziehung ausgeübt wird. Solche Hohlräume bilden die Luftschichten innerhalb der Vegetationsdecke der Erde.

Auch diese Vorstellung genügt nicht, da, nachdem alle negativen Ionen adsorbiert sein werden, doch auch die positiven auf die Wände des Leiters gelangen werden; nur bei sehr schneller Luftbewegung — die aber innerhalb der Vegetationsdecke nicht vorhanden ist — könnten positive Ionen im Überschuß in die freie Luft eintreten. Daß die Verhältnisse so liegen, ist übrigens durch Laboratoriumsversuche von Simpson²⁾ zweifelsfrei bestätigt worden.

Ebert³⁾ hat aber durch Aufnahme zweier neuer Punkte diese Theorie derart ausgebaut, daß sie allen, nicht wenig zahlreichen Angriffen widerstanden hat. Er betonte erstens, daß es darauf ankommt, daß die ionisierte

¹⁾ H. Geitel, Anwendung der Lehre von den Gasionen aus der atmosphärischen Elektrizität. Friedr. Vieweg & Sohn, 1901, u. a. a. O. — ²⁾ Phil. Mag. **6**, 589 (1903); Phys. Zeitschr. **4**, 480 (1903). — ³⁾ Phys. Zeitschr. **5**, 135 (1904); Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. **3**, 62 (1905).

Luft ununterbrochen weiter unter dem Einfluß ionisierender Kräfte steht, und zweitens, daß es maßgebend ist, daß zwischen der aufladenden Luft und der freien ein Unterschied in der-Ionenzahl, eine verschiedene Ionenkonzentration bestehe. Außerdem verlegt Ebert den Vorgang der Aufladung in die obersten Erdschichten mit ihren viel verzweigten Kapillaren.

Tritt in den Innenraum eines röhrenförmigen Leiters, wie eine Erdkapillare ihn abgibt, Bodenluft ein, so trägt sie außer den in ihr enthaltenen Ionen Emanation mit sich, d. h. einen kräftigen Ionisator. Der erste Teil der Röhre fängt durch Absorption die negativen Ionen, ihrer größeren Wandergeschwindigkeit wegen, ab; es mögen danach positive sich adsorbieren. Die positiv aufgeladenen Teile der Röhre werden aber ihrerseits wieder die negativen Ionen beschleunigen, und so wird, welche Strömungsgeschwindigkeit die Luft in der Kapillare auch habe, ein Überschuß an positiven Ionen austreten. Sobald dieser Austritt erfolgt, die Erde also negativ geladen zurückgelassen ist, werden die positiven Ionen ihr wieder zuströmen, soweit nicht der aufsteigende dynamische Luftstrom sie mit sich reißt.

Zudem kommt jetzt der zweite von Ebert betonte Umstand in Wirkung, die verschiedene Ionendichte. Die Bodenluft ist viele tausende Mal ionenreicher, solange sie noch innerhalb der Erdkapillaren ist, als in der freien Atmosphäre, wo die Molisierung und Neutralisierung der Ionen durch Wiedervereinigung, weil nunmehr die Emanation stark verdünnt ist, nicht mehr in dem Maße durch die Neuionisierung übertroffen wird. Die in die Erdkapillaren durch meteorologische Prozesse wieder zurücktretende Freiluft ist also zu arm an Ionen, um die negative Erdladung aufzuheben.

Diese Theorie ist durch zahlreiche, immer wieder kritisierte und danach verbesserte Versuche im Laboratorium experimentell als möglich erkannt worden, auch quantitativ.

Die Radioaktivität der Bodenluft ist also nicht nur maßgebend für die Leitfähigkeit der freien Atmosphäre, sondern auch für die negative Ladung der Erde und damit für das Bestehen ihres Feldes.

Adsorbiert die einmal ausgetretene positive Ladung an Staub- oder Wasserteilchen, so wird sie von dem aufsteigenden Luftstrom gehoben und steht nun im Kampf mit dem natürlichen Leitungsstrom. Die horizontalen Luftströmungen führen sie über die Erde hin und so auch unter anderem über die Ozeane, wo von einem Austreten von Bodenluft keine Rede sein kann. Trotzdem muß auch über dem Meere im großen und ganzen das gleiche Potentialgefälle herrschen wie auf dem Lande, da das Seewasser leitend mit dem Festlande in Verbindung steht und so auf dasselbe mittlere Potential sich aufladen muß.

Der Vollständigkeit wegen muß erwähnt werden, daß eine andere Theorie von Gerdien¹⁾ geschaffen wurde. Sie sah die Aufladung der Erde auf ein negatives Potential durch die Niederschläge besorgt. Die ersten von Elster, Geitel und Gerdien durchgeführten Messungen der Eigenelektrizität der Niederschläge führten, wie oben schon gesagt, zu dem Ergebnis, daß die Summe der von den fallenden Niederschlägen mitgeführten Elektrizitätsmengen eine negative ist. Da sich dies, wie wir im vorigen Paragraphen gesehen, in

¹⁾ Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 1 (1904); Phys. Zeitschr. 6, 647 (1905).

der Folge, wie jetzt ganz sicher ist, nicht bestätigt hat, wird der Gerdien-schen Theorie die Unterlage geraubt, doch muß anerkannt werden, daß ihr Urheber den Vorbehalt gemacht hatte, daß seine Beobachtungsergebnisse sich bei weiterem Material bestätigen.

Es ist zu erwarten, daß die Ebertsche Theorie der Aufladung der Erde durch Ionenadsorption innerhalb der Erdkapillaren den kommenden weiteren Prüfungen in der Hauptsache standhalten wird.

§ 455. Elektrische Ströme in der Erdrinde¹⁾. Wir haben soeben gesehen, daß fallende Niederschläge starke Ladungen zur Erde führen. Da nun in nicht zu weiter Entfernung Gegenden liegen, welche zur selben Zeit keine Niederschläge erhalten, so entsteht innerhalb der Erdrinde zwischen ihnen ein Potentialgefälle, das wegen der zweifellos vorhandenen Leitfähigkeit des Bodens durch einen Strom zum Ausgleich gebracht wird, der innerhalb der Erdrinde fließt. Da es auf der Erde Bereiche gibt, wo starke Niederschläge regelmäßig fallen, und andere, wo jeder Niederschlag selten ist, so werden im Mittel sich ganz bestimmte Strombahnen herausstellen. Die Leitfähigkeit des Bodens wird vom Durchfeuchtungsgrade, von der Durchlässigkeit für Wasser, von Frost und Insolation, kurz von meteorologischen Einwirkungen beeinflusst sein, und zwar in seinem Mittelwert, wie in seinen zeitlichen Änderungen. Dabei wird die Stromstärke von der Zufuhr an Ladungen durch die Niederschläge, die Potentialdifferenz von den Änderungen der Leitfähigkeit abhängen. Um diese und nur diese Ströme zu messen, darf zwischen den Punkten der Erdrinde, deren Potentialdifferenz man feststellen will, keine zu große Entfernung sein, damit die kleinen Änderungen der Leitfähigkeit nicht überdeckt werden durch die Variation in der Zufuhr an Elektrizitätsmengen und andere Stromquellen, die wir noch kennen lernen werden. Diese Ströme müssen in kurzen Leitungen gemessen werden.

Im Kapitel über den Erdmagnetismus haben wir in den § 428 und 432 festgestellt, daß die magnetischen Variationen von elektrischen Strömen erzeugt werden, die oberhalb der Erde fließen, und zwar wohl ziemlich sicher in den höchsten Schichten der Atmosphäre, da, wo deren Leitfähigkeit durch die eingetretene Verdünnung groß genug geworden ist. Die Ströme induzieren notwendigerweise in der Erdrinde neue Ströme. Sie stellen die inneren Kräfte im Potential der täglichen Variationen des Erdmagnetismus dar. Ihr Bestehen ist besonders auch aus den zeitlichen Verschiebungen zu folgern zwischen den Variationen der horizontalen Komponenten und der Vertikalintensität. Diese Ströme müssen in kleinen Leitungen gegen jene der ersten Gattung zurücktreten; sie bearkunden sich besonders in großen Leitungen.

Nach diesen einleitenden Bemerkungen wollen wir nun die üblichen Methoden der Messung der in der Erdrinde fließenden Ströme besprechen. In der falschen Annahme, es mit einem einheitlichen Phänomen zu tun zu haben, sprach man von dem Erdstrom.

Nachdem durch Oerstedt die Ablenkung der Magnetnadel durch elektrische Ströme entdeckt war, versuchte man sehr bald, sowohl das konstante magnetische Feld der Erde wie seine Variationen durch elektrische Ströme zu erklären. Die ersten Versuche, den Erdstrom zu messen, mißlang; erst

¹⁾ Über die Grundlagen der in folgendem gebrachten Darstellung vgl. A. Nippoldt, Meteorol. Zeitschr. 28, 244—261 (1911).

als der elektrische Telegraph eingeführt wurde und im besonderen es üblich wurde, die Rückleitung der Arbeitsströme durch die Erde zu besorgen, wurde die Existenz des natürlichen Erdstromes entdeckt, dies geschah 1847. Seinen Gesetzen wurde nunmehr sofort nachgespürt, besonders von Airy¹⁾ am Observatorium von Greenwich und Lamont²⁾ an jenem zu München, aber auch noch von vielen anderen. Im Anschluß an die Beratungen der internationalen Kommission für Polarforschung und ähnliche Kongresse wurden erneut in vielen Ländern Anstrengungen gemacht, des Problems Herr zu werden. Dies ist bis heute nur in mäßigem Umfange gelungen. Die wichtigsten Ergebnisse mögen hier gebracht werden.

In den Telegraphen traten die Erdströme ein, weil die oberirdischen Drahtleitungen mit metallenen Platten verbunden wurden, die man in den Erdboden einsenkte. Daraus ergab sich die geeignete Art, den Erdstrom zu messen. Man senkt zwei Platten in die Erde und verbindet sie durch eine Leitung, in welche ein Galvanometer eingeschaltet ist. Ist E der Spannungsunterschied zwischen den Platten, W der Widerstand der Leitung, so ist der gemessene Strom $J = \frac{E}{W}$. Die Deutung des Gemessenen stellte sich aber bald als sehr schwierig heraus.

Der Strom J ist nämlich nicht etwa der ganze zwischen den Plattenorten fließende Erdstrom, sondern nur ein abgezweigter Nebenschluß, also von den zufälligen instrumentellen Anordnungen in hohem Maße abhängig. Kennt man das Verhältnis der Leitfähigkeiten des metallischen Leitungsweges zur Erdleitung, so könnte man aus dem am Galvanometer beobachteten J den eigentlichen Erdstrom quantitativ angeben. Dies stößt auf Schwierigkeiten, weil der Erdstrom ein weit ausgebreiteter räumlicher Strom ist, die Platteneinlegung die natürlichen Strombahnen stört und weil der Erdwiderstand höchstwahrscheinlich ein elektrolytischer ist. Was aber quantitative Messungen noch viel mehr erschwert, sind der „Plattenstrom“ und der „Polarisationsstrom“. Die beiden Platten und das Erdreich stellen nämlich ein galvanisches Element dar, so daß auch ohne Erdstrom zwischen ihnen eine Potentialdifferenz besteht. Bei kurzen Leitungen ist der galvanische Strom bei weitem größer als der Erdstrom; daneben besteht, wie bei jedem galvanischen Elemente ein Polarisationsstrom. Diese Fehlerquelle tritt jedoch nur bei kurzen Leitungen als erhebliche auf. Hat man chemisch identische Erdplatten, so kann der Plattenstrom dennoch auftreten, wenn nur die galvanischen Eigenschaften des Erdreichs an einem Orte andere sind wie am ersten. Dies ist aber ein natürlicher Umstand. Beobachtet man mit polarisationsfreien Platten, so gibt der gemessene konstante Strom mithin dennoch einen natürlichen Erdstrom an. Offenbar steht dieser natürliche Plattenstrom in naher Beziehung zu der ersten von uns erwähnten Gattung von Strömen im Erdboden.

Der in kurzen Leitungen beobachtete Strom setzt sich also aus drei variablen Bestandteilen zusammen:

a) den natürlichen Schwankungen der Potentialdifferenz an den Platten durch Änderung der Potentialdifferenz, Platten gegen Erdreich in-

¹⁾ G. B. Airy, Phil. Trans., S. 465 (1862). — ²⁾ J. Lamont, „Der Erdstrom“. München 1862.

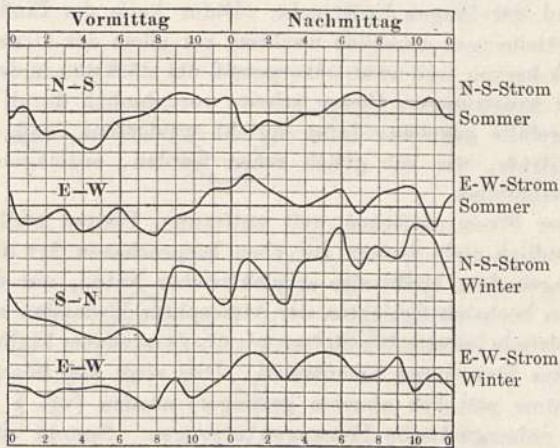
folge von Durchnässung des Bodens durch Niederschläge oder Grundwasser, Erwärmung durch Insolation usw.;

b) der Änderung der Leitfähigkeit des zwischen den beiden Platten liegenden Erdreichs durch eben diese selben meteorologischen Einwirkungen;

c) der veränderlichen Zufuhr von Elektrizitätsmengen, z. B. durch fallende Niederschläge¹⁾.

Alle diese Faktoren sind durch die luftelektrischen Vorgänge bedingt, so daß die derartig, d. h. in kurzen Linien gemessenen Erdströme nach Art der luftelektrischen Elemente variieren müssen. Dies ist denn auch in der Tat der Fall, wie nebenstehende Fig. 1254 erläutert. Sie gibt den täglichen Gang

Fig. 1254.



Täglicher Gang des Potentialgefälles in der Erdoberfläche in Pawlowsk.
 $1P = 5 \times 10^{-4}$ Volt/Meter. 1882 bis 1883.

des Erdstromes in Pawlowsk an, und zwar für eine Leitung, deren Platten auf einer Nordsüdlinie lagen und einer anderen mit ostwestlicher Orientierung. Das obere Kurvenpaar gilt für den Sommer, das untere für den Winter. Ein Millimeter entspricht $2 \cdot 10^{-4}$ Volt/m. Die Leitung war je 1 km lang.

Wir haben früher mehrmals festgestellt, daß ein wesentliches Charakteristikum der erdelektrischen Variationen gegenüber den erdmagnetischen oder den meteorologischen das ist, daß die Variabilität sich ziemlich gleichmäßig über den Tag verteilt. Dies finden wir bei diesem Erdstrom wieder. Er zeigt durchaus gar keine Ähnlichkeit mit den magnetischen Verläufen, wie wir sie in den § 427 und 428 kennen gelernt haben. Dagegen ist jene mit den luftelektrischen Elementen, Potentialgefälle und Zerstreung bzw. Leitfähigkeit ziemlich unverkennbar; auch jenes haben beide gemeinsam, daß die Variationen im Winter größer sind als im Sommer.

Die Erdströme in langen Leitungen sind fast ausnahmslos mit Hilfe der nun einmal vorhandenen Telegraphenleitungen gemessen worden. Dadurch sind sie recht lückenhaft, denn sie können nur in den Zwischenpausen ver-

¹⁾ Bachmetjew erinnert hier mit Recht an die von Quincke entdeckten, von Helmholtz theoretisch behandelten Diaphragmenströme, d. h. an die beim Durchsickern von Wasser durch die Erdkapillaren entstehenden Ladungen. Mém. Akad. St. Petersburg 12, Nr. 3 (1901).

folgt werden, welche der regelmäßige Depeschverkehr zuläßt. Das umfangreichste Material, das wir besitzen, stammt aus den Beobachtungen der deutschen Reichspost. Es ist von Weinstein¹⁾ veröffentlicht worden.

Neuere, wertvolle Beobachtungen vom niederländisch-indischen Telegraphennetz sind von van Bemmelen²⁾ angestellt worden.

Sind die Platten sehr weit voneinander entfernt, so treten die Einflüsse a) und b) an Gewicht zurück. Die absolute Größe der Schwankungen der Potentialdifferenz der Platten gegen das umgebende Erdreich ist zwar noch die gleiche, allein der Leitungswiderstand der Metalleitung wird nun zu groß, der Plattenstrom daher zu klein. Die Änderung der Leitfähigkeit des zwischenliegenden Erdreichs ist ebenfalls zu klein gegenüber dem Gesamtwiderstand der langen Erdstrecke. Dafür kann der Einfluß der Zufuhr an Elektrizitätsmengen erheblich wachsen, vor allem der klimatische Unterschied tritt stark hervor, und zwar naturgemäß am stärksten in der Nord-Südkomponente des Erdstromes. Dieser scheint vornehmlich durch das erdelektrische Potentialgefälle gegeben, dafür spricht wenigstens, daß er gegenüber dem Ost-Weststrom, wie wir gleich sehen werden, erdmagnetisch eine andere Stellung einnimmt.

Dieser Strom zwischen weit entfernten Platten stellt eine Summation über unendlich viele Ströme der eben besprochenen Art über kleine Plattenentfernungen dar, bleibt also erdelektrischer Natur, nur daß jetzt die durch die in den höchsten Schichten der Atmosphäre fließenden elektrischen Ströme in der Erdrinde induzierten Ströme mit überwiegendem Einfluß auf die Schwankungen des Erdstromes hinzutreten. Dies zeigt sich besonders, wenn diese Außenströme plötzlich abnorm gesteigert werden (vgl. § 429) und dadurch zugleich erdmagnetische Störungen erzeugen. Besteht eine solche Störung, so ist stets ein enger Zusammenhang zwischen den magnetischen Variationen und den Erdstromschwankungen festgestellt worden. Wir wollen uns aber zunächst nur an die ruhigen Tage halten und auch hier zeigt sich ein wesentlicher Zusammenhang der Erdströme mit dem Erdmagnetismus. Die nebenstehende Fig. 1255 gibt uns in den ausgezogenen Kurven den täglichen Gang der beiden Komponenten des Erdstromes nach den Beobachtungen in den Telegraphenlinien Berlin-Thorn = West-Oststrom und Berlin-Dresden = Nord-Südstrom im Mittel aus vier Jahren in willkürlichen Einheiten.

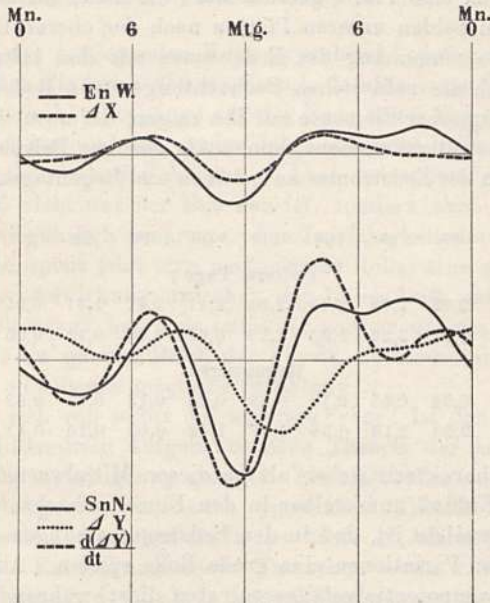
Man sieht sofort, daß diese Gänge durchaus den Charakter erdmagnetischer Variationen besitzen und nicht mehr lufterlektrischer. Eine ausgesprochene Tagesbewegung setzt sich auf eine flache Nachtbewegung. Nun ist die Frage: Ist der Erdstrom die Ursache der magnetischen Variationen oder ist die Beziehung die umgekehrte. Dies läßt sich einfach entscheiden. Ist der Erdmagnetismus die erzeugende Kraft, so müssen die induzierten Erdströme am stärksten oder schwächsten sein, wenn die betreffenden erdmagnetischen Komponenten sich am schnellsten ändern. Sind jedoch die Erdströme das Erzeugende, so müssen die magnetischen Variationen am stärksten sein, wenn die Erdströme am stärksten sind, und umgekehrt. Um dies zu untersuchen, sind in der Fig. 1255 die Variationen der erdmagnetischen Elemente

¹⁾ B. Weinstein, Die Erdströme im deutschen Reichstelegraphengebiet usw. Mit Atlas. Friedr. Vieweg & Sohn, 1900. Preis 4 *M.*

²⁾ W. van Bemmelen, Proc. kgl. Akad. Amsterdam 1, 512—533, 782—789; 2, 242 bis 248 (1908).

wiedergegeben. Da das erzeugende oder erzeugte Feld auf dem induzierten oder induzierenden senkrecht steht, so ist der E-W-Strom mit der S-N-Komponente (X) des Erdmagnetismus zu vergleichen, der S-N-Strom mit der magnetischen W-E-Komponente (Y). Wie die Figur sehr schön zeigt, stimmt in der Tat der allgemeine Gang der X -Komponente sehr gut überein mit der Ostkomponente des Erdstromes, so daß diese als die Ursache der magnetischen Variation aufgefaßt werden kann. Dagegen ist zwischen nördlicher Komponente des Erdstromes und Y irgend eine Ähnlichkeit auch nicht entfernt ausgesprochen. Ganz anders aber wird das Bild, wenn wir die Geschwindigkeit,

Fig. 1255.



mit welcher Y sich ändert ($\Delta Y/\Delta t$) mit dem Erdstrom vergleichen. Jetzt stimmen alle Extreme in ihrer Lage und relativen Größe vollkommen überein. Mithin erscheint es durchaus, als sei der Nord-Südstrom von den Änderungen des Erdmagnetismus erzeugt. Diesem zuerst von L. Steiner¹⁾ entdeckten, grundsätzlich verschiedenen Verhalten zwischen den beiden Komponenten des Erdstromes und des Erdmagnetismus widerspricht es durchaus nicht, daß bei magnetischen Störungen andere Gesetze gelten und sich in beiden Erdstromkomponenten eine große Ähnlichkeit mit den magnetischen Variationen bekundet. Für ruhige Zeiten stellt sich immer wieder die große Wesensverschiedenheit zwischen Nord-Süd- und Ost-Weststrom heraus. Worin sie ihre Erklärung findet, muß zukünftiger Forschung vorbehalten werden.

Es hat sich gezeigt, daß die Ergebnisse der Erdstrommessungen ganz andere werden, sobald die Erdplatten nicht mehr in derselben Horizontalebene liegen. Ist der Höhenunterschied ein erheblicher, so können die täglichen Schwankungen ganz verschwinden. Es ist dies wahrscheinlich darauf

¹⁾ L. Steiner, Terr. Magn. **13**, 57—62 (1908).

zurückzuführen, daß solche geneigte Leitungen an Berghängen angelegt sind und somit in der Hauptsache den durch die Spitzenwirkung der Gebirge (vgl. S. 1449) gegebenen Strom messen, der in seiner Intensität viel zu stark ist, als daß er aus lokalen Ursachen leicht gestört werden könnte. Hierfür spricht unter vielem anderen, daß Palmieri¹⁾ am Vesuv keine tägliche Variation des Erdstromes feststellen konnte, offenbar wegen der starken Leitfähigkeit der Flammengase dieses Vulkans. Daß ein solcher Spitzenstrom tatsächlich besteht, geht daraus hervor, daß der Strom immer von unten nach oben fließt, es sei denn, daß der Ort der oberen Platte beregnet oder in Nebel gehüllt werde. Ferner wurde gefunden, daß in einer Leitung, die in der Mitte wieder durch eine Platte geerdet war, die höher als beide anderen lag, der Erdstrom von beiden unteren Platten nach der oberen floß.

Für den Zusammenhang des Erdstromes mit den luftelektrischen Vorgängen sind auch die zahlreichen Beobachtungen von Bedeutung, die einen Einfluß meteorologischer Elemente auf ihn zeigen, der natürlich nur in kurzen Leitungen zur Geltung kommen kann. Als einziges Beispiel seien die täglichen Variationen des Erdstromes an heiteren und Regentagen nach Lamont²⁾ gegeben:

	7 ^a	8 ^a	9 ^a	10 ^a	11 ^a	0P	1P	2P	3P	4P	5P	6P
Heitere Tage:												
W-E-Strom .	3,10	2,95	2,69	2,43	2,34	2,41	2,41	1,31	0,91	0,79	0,31	0,00
S-N-Strom .	3,54	2,87	2,26	1,83	1,13	0,67	0,00	0,11	0,55	1,22	2,00	2,17
Regentage:												
W-E-Strom .	0,00	0,52	0,55	0,70	0,29	0,03	0,73	0,65	0,62	0,52	0,63	0,49
S-N-Strom .	2,29	2,58	2,15	0,58	1,97	1,42	0,00	0,26	0,41	0,67	0,00	2,03

Noch viel charakteristischer als in diesen Mittelwerten prägt sich der meteorologische Einfluß unmittelbar in den Einzelbeobachtungen aus, so daß nicht daran zu zweifeln ist, daß in den Erdstrommessungen in kurzen Linien die luftelektrischen Variationen eine große Rolle spielen. Auch die absoluten Werte des Erdstrompotentialgefälles verraten dies; während sie in der Tiefebene 0,054 Volt/km betragen, fand sich unter Benutzung derselben Meßeinrichtung in 1000 m Seehöhe, ebenfalls in der Ebene, 0,48 Volt/km³⁾. Dies kann nicht etwa auf Grund der größeren Annäherung an die elektrischen Außenströme des erdmagnetischen Feldes erklärt werden, sondern kommt von den andersartigen luftelektrischen Zuständen der Hochebene.

§ 456. Gesamtbild der erdelektrischen und erdmagnetischen Variationen; kritische Schlußbetrachtung. Der Erdstrom bildet das zwischen der Erdelektrizität und dem Erdmagnetismus vermittelnde Glied, indem er durch beide bedingt ist. In kurzen Leitungen überwiegen die erdelektrischen Einflüsse mit aller ihrer Abhängigkeit von meteorologischen Verhältnissen; in langen Leitungen überwiegen die Induktionsströme seitens des in den höchsten Schichten der Atmosphäre fließenden Stromsystems. Dieses System erzeugt gleichzeitig den Induktionsstrom der Erdrinde und die magnetischen

¹⁾ L. Palmieri, *Atti Acad. Napoli* 7, Nr. 6 (1895). — ²⁾ J. Lamont, „Der Erdstrom“. Leipzig 1862. — ³⁾ P. Bachmetjew, *Mém. Akad. St. Petersburg* 12, Nr. 3, 21 (1901).

Variationen. Diese letzteren beeinflussen wieder den induzierten Erdstrom, was sich vornehmlich in dem Nord-Südströme kenntlich macht. Die Ursache für das Entstehen der Variationen des äußeren Feldes ist nach dem Schlußparagrafen des Kapitels über Erdmagnetismus in der Sonnentätigkeit zu suchen, welche durch teils regelmäßige, teils eruptive Zustrahlung von Elektronen die höchsten Luftschichten teils allmählich, teils plötzlich in ihrer Leitfähigkeit ändert, so daß die nun einmal aus den magnetischen Variationen zu folgernden, unzweifelhaft vorhandenen Ströme der höchsten Schichten teils langsam, teils plötzlich ihre Geschwindigkeit steigern.

Mithin erscheint die Sonnenenergie als die letzte Ursache der erdelektrischen und erdmagnetischen Variationen.

Am Ende des vorliegenden Kapitels stehend, wird wohl ein jeder Leser als nachhaltigsten Eindruck den empfinden, daß die neue Forschung über das Wesen der elektrischen Vorgänge auf der Erde einen Bau von neuen, kühnen Formen errichtet hat und daß wenige Jahre vollendet haben, was vorher Jahrzehnte nicht haben schaffen können. Aber betrachten wir ihn näher, so finden wir, daß nicht nur der Bau neu ist, sondern auch die Bausteine sind zum großen Teil gänzlich neuartige. Die Leitfähigkeit der Luft, früher überhaupt gelehnt, spielt jetzt eine maßgebende Rolle; eine eigenartige, vordem nie geahnte Wechselwirkung zwischen der freien Luft und der in dem Erdboden eingeschlossenen hat sich enthüllt; seither unbekannt Elemente mit vorher ebenfalls im ganzen Reich der Physik unbekannt Kräften erzeugen eine uns rings umgebende magische Strahlung.

Da erhebt sich von selbst die wichtige Frage: Ist denn die ganze mit so fremdartigen Hilfsmitteln aufgebaute neue Theorie der erdelektrischen Vorgänge in der Tat sicher genug gefügt? Als ein ehrlicher Forscher muß man ohne weiteres zugeben, daß auch diese neue Theorie noch mannigfache Schwächen aufweist. Auch hat sie in den heute 15 Jahren ihrer Entwicklung mehrmals durch Entdeckung neuer Tatsachen — so z. B. jene der durchdringenden Strahlung, der wahren Ladungssumme der Niederschläge u. a. m. — ihre Lehren abändern müssen, so daß Ähnliches auch für die Zukunft zu erwarten ist. Aber an dem Fundament des Ganzen wird wohl nicht mehr gezweifelt werden: die Tatsache einer Leitfähigkeit der Luft und das Bestehen ionisierender Kräfte ist als gesicherter Bestand unserer Erkenntnis zu betrachten.

Es ist aber lehrreich, zu zeigen, von woher zurzeit der neuen Theorie Gefahren drohen. Die wichtigste beruht in dem Vorhandensein der langsamen Ionen. Sie entziehen den heutigen Messungsmethoden einen sehr hohen Betrag in der Luft enthaltener Elektrizitätsmengen, denn wie wir § 451 erwähnten, ist ihre Zahl viele Tausendmal größer als jene der leichtbeweglichen. Wegen ihrer gegenüber den schnellen Ionen äußerst langsamen Wanderungsgeschwindigkeit werden sie luftelektrisch auf unmittelbarem Wege nur wenig wirksam sein, um so mehr aber mittelbar, indem unsere Leitfähigkeitsmessungen ein heute noch unübersichtliches Gemisch von beiden Ionenarten zur Geltung bringen, mithin die gefundenen Werte quantitativ unsicher sind. Da außerdem auch wichtige Instrumente und Beobachtungsverfahren einer noch tiefer gehenden Kritik bedürfen, so muß damit gerechnet werden, daß unsere Anschauungen noch Änderungen erfahren werden.

Man darf auch nicht etwa glauben, daß der neue Bau im wesentlichen vollendet sei; im Gegenteil weist gar vieles darauf hin, daß er noch zu ergänzen ist. Die über alles Erwarten in Höhen über 2 km zunehmende durchdringende Strahlung, der noch unerklärte Parallelismus zwischen luftelektrischen und bestimmten erdmagnetischen Schwankungen und eine Reihe anderer Einzelheiten spricht für eine Verbindung zwischen der kosmischen Elektronenstrahlung, welche sich am deutlichsten in den Polarlichtern ausspricht, und den elektrischen Vorgängen der untersten Schichten. Es ist überhaupt ganz ohne jeden Zweifel, daß eine Luftelektrizität der höchsten Atmosphärenschichten bestehen muß, und solange wir nichts über sie wissen, fehlt auf alle Fälle ein wichtiges Glied einer vollständigen Theorie der Erdelektrizität.

Und schließlich müssen wir auch zugeben, daß wir auch die elektrischen Vorgänge eines uns näher gelegenen Gebietes noch sehr wenig kennen, die elektrischen Ströme des Erdkörpers selbst, die Erdströme. Dies ist um so bedauerlicher, als gerade sie das Verbindungsglied zwischen den elektrischen Erscheinungen der unteren und der oberen Schichten zu sein scheinen, und auch zwischen der Erdelektrizität und dem Erdmagnetismus.

ALPHABETISCHES NAMENREGISTER

ZUM

VIERTEN BANDE.

A.

Aalderink 1194.
Abegg 483, 513, 525.
Abraham, H. 1077.
—, M. 248, 957, 1081, 1225.
Adams, W. G. 422.
—, E. P. 1257.
Ader 670.
Aepinus 135, 218.
Airy 1458.
Aitken 1131 f.
Alberti 1043, 1058.
Allen 1279, 1284.
Almy 996, 1003.
Altberg 1126.
Altenkirch 1185.
Alterthum 1205.
Amaduzzi, L. 420.
Ampère 290, 369, 371 ff.,
385, 620, 634, 645, 652 ff.,
682, 684, 742, 746.
Amundsen 1357.
Andrade, da C. 1150 f.,
1282.
Angenheister 1437.
Angerer 1078.
Arago 640, 750, 766, 1319.
Arendt, O. 901
Armagnat, H. 793.
Armstrong 152.
Arndtsen, A. 410.
Arnold 1001.
Aron, H. 838.
Arons, L. 214, 308, 851,
931, 983, 985.
Arrhenius 513 ff., 529, 531,
599, 1150, 1388.
d'Arsonval 667.
Aschkinass 953, 1026, 1037,
1044, 1213, 1223.
Asteroth, P. 736.
Aston 1013, 1017 f.

van Aubel, E. 1200, 1203 f.,
1278.
Auer v. Welsbach 842.
Austin 1019, 1063, 1067.
Avenarius 1181.
Avogadro 514 f.
Ayrton, H. 846, 983.
—, W. E. 328, 399.

B.

Bachmetjew 1459
Baedeker 218, 416, 418,
1172, 1192, 1195, 1198,
1208.
Baerwald 1065.
v. Baeyer 1058, 1067, 1157,
1272 ff., 1276.
Bahntje, P. 606.
Baille 992.
Baldit 1443, 1447.
Bamberger 1205.
Bancalari 694.
Barker 1183.
Barkhausen, H. 914, 997.
Barkla 1084 f., 1089 ff.,
1093 ff., 1104 ff., 1114,
1284, 1290, 1292.
Barlow 371, 676.
—, G. 1203 f.
Barrat 1271 f.
Barus, S. 1131.
Baschin 1376.
Bassler 1089.
Bateman 1272.
Battelli 897, 998, 1192,
1194.
Bauer 1335, 1337, 1345,
1349, 1354, 1356.
Bausenwein 1193.
Bavink, B. 705.
Baxmann 1276 f., 1279.
Beatty, R. T. 1158, 1298.
Beck, E. 1192.
Becker 1036, 1065, 1067,
1115, 1278.
Beckman 1203 ff.
Beckmann 520, 536.
Bequérel, E. 397, 470, 472,
501, 598, 1024, 1070,
1200.
—, H. 1115, 1214, 1218 f.,
1221, 1236, 1251, 1278.
Beetz 491, 613, 735.
Begeman 1137 f.
Beggerow 281.
Behrens 326.
Bellati 878.
Bell, G. 423, 805.
Belli 159.
Bemmelen 1354, 1460.
Bémont 1214.
Bender 519.
Benischke 883.
Benndorf 1394, 1405, 1443.
Bennet, A. 129, 159, 1393.
Benoist 1077, 1092.
Berg 1194.
Bergwitz 1274, 1425 f.
Berliner 806.
Berndt, G. 424, 1404, 1437.
Bernini 409 f., 1183.
Bernoulli 1184.
Bernstein, R. 706 f.
Berthelot 548.
Berzelius 493.
Bessel 783.
Bestelmeyer 1043, 1103,
1227.
Beyer 1394.
Bezold, W. v. 165, 921,
1349, 1366.
Bialobjeski 1278, 1283.
Bichat 276.
Bidlingmaier 1318, 1323,
1369, 1382.

- Bidwell, Sh. 409, 421, 424, 741.
 Bijl 1115.
 Biltz 618.
 Biot 633 f., 638, 684, 1405.
 Birkeland 1026, 1370, 1378, 1384.
 Bishop 1156 f., 1170.
 Bjerknæs 282, 928.
 Blanc 1125, 1424.
 Le Blanc 519, 596, 599, 613, 621.
 Bloch 1068.
 Blondel 671, 915.
 Blondlot, 276, 927 f.
 Boas, H. 797, 799, 909.
 Bode 1007 f., 1016.
 Bodländer, G. 572, 581.
 Böhm-Wendt 1283.
 Bogojawlensky 534.
 Bohnenberger 159, 281.
 Bohr 1178, 1261, 1269, 1278, 1289, 1290 ff.
 du Bois, H. 79, 92, 101, 106, 388 ff., 398, 643 f., 696, 699 f., 706, 713, 716, 726 f., 730, 1206.
 du Bois-Reymond, E. 317, 361, 377, 390, 398, 464, 792.
 Boltwood 1245, 1247, 1253 f.
 Boltzmann, L. 213, 215, 273, 785, 941, 950.
 Borda 1320.
 v. d. Borne 1421, 1423.
 Borodowski 1279.
 Bosanquet 716, 726.
 Bose 151.
 —, E. 537, 598.
 v. Bose 409.
 Boudouard 580.
 Boyle 1250.
 Boys, V. 388, 395.
 Bragg 1090, 1106, 1131, 1255, 1257, 1259, 1284.
 Brandes, H. 877, 1423.
 —, G. 1075.
 Braun, F. 129, 183, 283, 391, 542, 619, 1026 ff., 1147, 1163.
 —, W. 1441.
 Bredig 487, 520, 556.
 Breguet 645.
 Brendel 1376.
 Brewster 219.
 Brick, H. 808.
 Brizard 1147.
 van den Broek, 1269, 1291.
 Brönstedt 560.
 de Broglie 1135, 1147, 1151.
 Bronson 1241, 1269.
 Brooks 1270.
 Brown, J. 347.
 Bruce-Hill 739.
 Brugman 1321.
 Brugmans, A. 79.
 Brunner 602.
 Bruns, J. 808.
 Bucherer 1227.
 Buchholz 555.
 Budde 1180.
 Budig 1443.
 Büchner 1421, 1422.
 Bücky 1330.
 Bugarszky 548.
 Burton 704, 1424.
 Buisson 1012.
 Bumstead 1285.
 Bunsen 354, 484, 546, 608.
- C.**
- Cady 1001, 1040, 1045, 1330.
 Cailletet 590.
 Caldani 315.
 Campbell 1203, 1214, 1272, 1279, 1285.
 Campetti 1146.
 Canton 151, 219.
 Capstick 1015 f.
 Carlisle 342.
 Carnegie-Institution 1322, 1335, 1349.
 Carnelley, Th. 711.
 Carr 993 f.
 Carrara 536, 577.
 Carter 1079 f.
 Caspari 609, 629.
 Cassuto 802, 984, 994.
 Cavendish 143, 174, 178, 180, 187, 198, 209, 227, 239, 998.
 Cellier 409.
 Cermak 1171, 1192 ff., 1198.
 Chadwick 1282, 1285.
 Chaperon 425.
 Chapman 1099.
 le Chatelier 411, 414, 530, 533, 545, 1185.
 Chattock 1122, 1161, 1163.
 Chéneveau, C. 703, 1245.
 Child 984, 1119.
 Chree 741.
 Chrisler 1021.
 v. Chudnochowski 1139.
 Clark, L. 431, 436, 551.
 Classen 1043.
 Clausius 217, 244, 410, 513, 685, 1180.
 Clay 412.
 McClelland 1110, 1135, 1278 f., 1443, 1447.
 McClelland 1113, 1130.
 Coblenz 1183, 1186.
 Coehn, A. 133, 483, 487, 499, 581, 604, 609, 613, 618 f.
 Cohen 552.
 Cohn, E. 214, 309, 1226.
 Colladon 399.
 Collardeau 590.
 Colley 555.
 Collie 1249.
 Collin 1100.
 Collins 490.
 Compton 1058.
 Cooke 1425.
 Coolidge 931.
 Corbino 1201.
 Cornu 400.
 Cotton 1043.
 Des Coudres, Th. 208, 399, 556, 1031 f., 1046, 1067, 1251.
 Coulier 1131.
 Coulomb 7, 13, 139, 142, 209, 223, 228, 401, 978, 1387, 1406.
 McCoy 1245, 1259.
 Creak 1318.
 Crémieu 959.
 Crookes 1019, 1023 f., 1035 f., 1047, 1218, 1221, 1236, 1244.
 Crowther 1090, 1092, 1278 f.
 Cruse 616.
 Cunaeus 190.
 Cunningham 1033, 1137.
 Curie, J. 221 f.
 —, P. 221 f., 703, 706 f., 738 f., 744, 1070, 1214, 1222, 1231, 1240 ff., 1250, 1253, 1283.
 —, S. 1213 ff., 1219, 1222, 1228, 1231, 1244 f., 1254 f.
 Cuthbertson 209.
 Czapski 546.
 Czermak 950, 1435.
- D.**
- Dagostino 1205.
 Daniell 352, 430, 493, 551.
 Danne 1240 f., 1250.
 Danneel 490, 508, 558.
 Dannenberg 609.
 Danysz 1273 f., 1276.
 Darwin 1261, 1269, 1271, 1278, 1290.

- Daumius 218.
 Daunderer 1391, 1406, 1432, 1446.
 Davis 1156 f., 1170.
 Davisson 1146.
 Davy 208, 607, 676, 843, 1003, 1022.
 Dawson 1150.
 Day 1183 f.
 Dechend, v. 1049.
 Debieerne 1215, 1231, 1245, 1248, 1253 f.
 Debye 1178.
 Defregger 1016.
 Demarçay 1244.
 Dember 1016, 1057, 1079, 1157.
 Deprez 667, 799.
 Desaguliers 121.
 Dessau 897.
 Dessauer, F. 801.
 Dewar, J. 409, 411 f., 745, 1188, 1253.
 Dickson 1150.
 Dieckmann 1396.
 Diesselhorst, H. 409, 425, 669, 1172, 1181.
 Dike 1431, 1437.
 Dobrowsky, v. 818, 893.
 Dönitz 906.
 Dolezalek, F. 279, 567, 595, 778, 781, 808, 856 f., 904.
 Donath 1028.
 Doppler 1054.
 Dorn, E. 407, 619, 766, 924, 1078, 1103, 1221, 1230.
 Dorno 1425, 1437, 1449.
 Dorsey 1307.
 Drude, P. 911, 923, 927, 932, 937, 948, 953, 1171, 1206.
 Duane 1127, 1244.
 Ducretet 355.
 Duddell 671, 877, 914, 917, 932, 986.
 Duderstadt 1349.
 Dufay 120.
 Dunoyer 1146.
 Durak 1068.
 Dyke 1063.
- E.**
- Earhart 1002.
 Ebeling, A. 808.
 Ebert, H. 281, 634, 1014, 1361, 1398, 1405, 1411, 1431 f., 1448, 1456.
 —, G. 1151.
 Ebler 1422.
- Edelman, M. Th. 388, 671.
 Edison 597, 808, 841, 1140.
 Edler 1332, 1360, 1350.
 Ehrenhaft 1138.
 Eichenwald, A. 940, 959.
 Einstein 1059, 1114, 1136, 1147, 1176, 1226.
 Einthoven 586, 670.
 Eisenmann 1016 f., 1018.
 Elster, J. 128, 170, 337, 1024, 1059 f., 1139, 1152, 1160, 1218, 1385, 1387, 1394, 1407, 1410, 1414, 1421, 1428 f., 1442, 1455.
 Endrös 1431.
 Engler 1421.
 Entz 597.
 Erikson 1130.
 Erman 375, 1147, 1322, 1335, 1387, 1405.
 Ermann 607.
 Esch, M. 990.
 Eschenhagen 1311, 1332, 1349 f., 1360.
 v. Ettingshausen 1201 ff.
 Eucken, A. 602, 622.
 Euler, L. 54.
 Evans 1270.
 Eve 1068, 1256, 1278 f., 1283 f., 1420, 1424.
 van Everdingen 1205.
 Ewald 1106.
 Ewers 1223.
 Ewing, J. A. 713, 715, 718, 722, 734, 740 f., 747 f.
 Exner 1244 f., 1399, 1441.
- F.**
- Fabry 1012.
 Fajans 1265, 1270 f., 1285, 1288.
 Fanjung 534.
 Faraday 30, 54, 60, 62, 78, 94, 117, 132, 144, 152, 165, 209, 213, 242, 255, 260, 340, 415, 480 ff., 494, 536, 639, 659, 675, 692, 694, 699 f., 705, 726, 743, 750 ff., 764, 767 f., 771, 809, 940, 953, 959, 998 f., 1003, 1035.
 Farup 489.
 Fassbender, H. 736.
 Faure 591.
 Favre 550.
 Faust, O. 597.
 Fausti 537.
 du Fay 1139.
- Fechner 281, 337, 371, 448, 638.
 Feddersen 896 f., 996.
 Ferraris 891.
 Fessenden 912.
 Feussner 425, 431, 466.
 Finke, W. 704.
 Finkelstein, A. 612.
 —, B. 1213.
 Fischer, K. 1011.
 Fittig, R. 572.
 Fizeau 794.
 Fleming, J. A. 409, 411, 466, 551, 745, 1140, 1183.
 Florance 1283.
 Föppl 248.
 Förster 483, 597, 606, 611.
 Folgheraiter 1452.
 Forbes 578.
 Foucault 769, 846.
 Fox 1318.
 Franck 1003, 1119, 1121 f., 1127, 1147, 1157 f., 1163, 1170, 1269.
 Franke 856.
 Franklin, B. 120, 135, 193, 205, 1386, 1393.
 Franz 1172.
 Frauenberger 612.
 Fredenhagen 612, 1141.
 Frey 1203.
 Friedel 219.
 Friedrich 1088 f., 1106.
 Fritsche 1339, 1357, 1367.
 Fröhlich, O. 650, 689.
 Führtbauer 1068.
 Fulcher 1024, 1054.
- G.**
- Gaede 1031.
 Galvani, L. 314.
 Gans, R. 690, 698, 724, 749, 1206, 1209.
 Garbasso 953.
 Garrett 1146.
 Garthe 680.
 Gassiot 1003, 1019.
 Gaugain 219, 245, 308, 311, 386, 1181.
 Gauss 43, 54, 235, 240, 645, 1296, 1310, 1319, 1323, 1326, 1334 f., 1337, 1339 f., 1366.
 Gay-Lussac 607, 640, 1405.
 Gehlhoff 1011, 1015 f., 1017, 1122.
 Gehrcke 880, 1012, 1024, 1048, 1054 ff., 1058, 1289.
 Gehrts 1068.

Geiger, H. 1007, 1010, 1138,
1223, 1228, 1246, 1252,
1256 f., 1260 ff., 1265,
1267, 1272.
Geipel 1206.
Geipert 609.
Geissler 1003.
Geitel, H. 128, 170, 337,
1024, 1059 f., 1139, 1152,
1160, 1218, 1385, 1387,
1394, 1407, 1410, 1414,
1421, 1428 f., 1442, 1455.
v. Geitler 1047.
Gellibrand 1354.
Gerdien 196, 247, 1131,
1412, 1439, 1442, 1446,
1456.
Gerlach, W. 1063.
Gibbs 543.
Giese, W. 1107, 1147, 1171,
1175.
Giesel 1219, 1230, 1242.
Gilbert, W. 118, 740, 1296.
Gill 1154, 1160.
Gilthay, J. W. 423, 878.
Gleditsch 1245.
Glimme 1050, 1053.
Glasson 1068, 1090.
Glatzel, Br. 909.
Gmelin, P. 698.
Gockel 546, 1426, 1434.
Godlewski 1279.
Göllnitz 1322, 1350.
Goes 1035.
Goethe 1432.
Goldschmidt 857.
Goldstein 1004, 1010, 1022 ff.,
1033, 1043, 1048 f., 1056
1249.
Gorton 1002.
Gottstein 1203 f., 1207.
Gouy 551, 589, 598.
Grätz 614.
Graham 1005, 1007, 1010.
Gramme 812 f.
Granqvist 984, 1019.
Grassmann 684.
Grassot 698.
Grawinkel 415.
Gray, R. W. 1248 f.
—, J. A. 1283, 1285.
—, St. 120, 978.
Greinacher, H. 347, 1222 f.
Grimsehl, E. 25, 213, 320,
382, 472.
Grisson 803.
Grotthus 494.
Grove 354, 579, 781.
Grüneisen 1176, 1178.
v. Guericke, O. 119, 151, 978.

Gülcher 1184.
Guggenheimer 1119.
Guldberg 523.
Gumlich, E. 713, 733.
Gummach 1205.
Guthrie 1139.
Gutton 927.
Guye 983, 1227.

H.

Haber 537, 579, 581, 611,
1141.
Hack, F. 955.
Hackett 1278.
Häcker 104.
Haga 1089.
Hahn, O. 487, 1234, 1251,
1270 f., 1272, 1274, 1279,
1282.
Haken 1183.
Hale 1385.
Hall, E. H. 1194, 1199 f.,
1203.
Halla 560.
Halley 1335.
Hallwachs, W. 279, 322,
1057, 1059 f.
Ham 1089, 1091.
Hammer, M. 948.
—, W. 1049, 1053, 1421.
Hankel 219, 323, 476, 1147.
Hantzsch, A. 526.
Hardy 618.
Harms, F. 171, 1129, 1145.
Hartmann 1307, 1354.
Hartmann-Kempf 880.
Haschek 1244 f.
Haussmann 1311, 1350.
Haury 219.
Hawksbee 151, 163, 978.
Heaps 1205.
Heaviside 1081.
Hechler 1146.
v. Hefner-Alteneck 815.
Hehl 1013.
Heil 1259.
Heimrod 489 f.
v. Helmholtz, H. 345, 386,
483, 491 f., 513, 541 ff.,
551 ff., 588, 595, 619, 688,
743, 788.
—, R. 1131.
Hellmann 1298, 1334, 1442.
Hempel 157.
Hemsalech 897.
Hendren 1130.
Henley 152.
Hennig 706.
Henriot 1249.

Henry 577.
Herrmann, K. 1063.
Herroun 491.
Herschel 981.
Hertz, H. 30, 84, 312, 921 ff.,
927, 931, 938, 941, 944 ff.,
954 f., 991, 1026, 1031,
1033, 1037, 1040, 1047,
1057.
—, G. 1126 f., 1147, 1157 f.,
1170.
Herweg 992, 997, 1106.
Herz 1007, 1166.
Herzfeld 1178, 1267.
Hess 1242, 1282, 1426.
Heurig 1147.
Heuse 1007 f., 1016, 1249,
1252.
Heusler, Fr. 78, 736.
v. Hevesy 1251, 1285, 1288.
Heydweiller, A. 281, 313,
528, 531, 705, 710, 740,
992, 997 f.
Himstedt 903, 910, 959,
1253.
Hittorf 368, 415, 420, 493 ff.,
509, 513, 556, 612, 1005,
1007, 1012, 1017 ff., 1022,
1025, 1033, 1036, 1047,
1147, 1167.
Hockin 460.
Hönigschmidt 1244 f.
van't Hoff 514 f., 523 f., 556 f.
Hoffmann, M. W. 281, 1167.
—, G. 1252.
Hofmann, A. W. 480.
—, K. A. 1215.
—, R. 1250.
Holborn, L. 413, 503, 1019,
1183.
Holm 1010.
Holmes 1254.
Holtz, W. 126, 152, 154.
Homén 1007 f.
Honda 746.
Hoorweg 328.
Hopkinson, E. 727.
—, J. 718, 727, 729, 733,
737, 739, 820, 950.
Hoppe 841.
Horton, F. 419.
Houllevigue 1020.
Hovda, O. 1002.
Hughes 806, 1135, 1147.
Hull 1059.
v. Humboldt, A. 13, 1320,
1334.
Hupka 1106, 1227.
Hurst 1441.
Huth, E. 905, 917.

J.

Jackson 1269.
 Jacobi 404, 604.
 Jacobsen 483, 613.
 Jacquin 607.
 Jaeger, W. 409, 413, 425,
 551, 669, 673, 1172, 1181.
 Jaffé 1115, 1175 f., 1267,
 1278, 1283.
 Jahn, H. 546 ff.
 Janssen 1253.
 Jaufmann 1445.
 Jaumann 1026.
 Jeffries 1405.
 Jentsch 1145.
 Job 487.
 Joffé 1063.
 Johannsen 1186.
 Joly 1259, 1424.
 Joubert 880.
 Joule, J. Pr. 299, 406, 434,
 470 f., 741.
 Julius 390.
 Jungenfeld 1278, 1281.
 Jungner 597.
 Just 1141.

K.

Kaehler 1435, 1441, 1443,
 1446 f.
 Kämpf 1115.
 Kahle 425, 688.
 Kahlenberg 577, 609.
 Kamerlingh-Onnes 412, 734
 739, 1176, 1203 ff., 1244.
 Kapp 726.
 Kath, H. 731.
 Kaufmann, W. 30, 253, 845,
 914, 978 ff., 990, 998,
 1026, 1037, 1040 ff., 1044,
 1047, 1052, 1064, 1079,
 1100, 1115, 1124, 1170,
 1213, 1224 ff.
 Keesom, W. H. 1178.
 Kelvin, Lord. siehe Thom-
 son, W.
 Kennedy 1269.
 Kerr 754.
 Kettenteil 604.
 Key 1285.
 Kiebitz, F. 917.
 Kienböck 1077, 1219.
 v. Kienmayer 151.
 Kiessling 203.
 Kilchling 1050, 1052.
 Kinnersley 200.
 Kinoshita, S. 704, 707, 1249.
 Kirchhoff 244, 444 ff., 456,
 725.

Kirkby 1007 f., 1020, 1154.
 Kirwan 98.
 Kjellin 884.
 Klatt 1024.
 Klaus 1251.
 Kleeman 1131, 1255, 1257,
 1283.
 Kleiner, A. 280.
 Kleist 190.
 Klemencic 215, 244, 877,
 945, 950.
 Klemensiewicz 1145.
 Klingelfuess 996.
 Klupathy 1047.
 Knipping 1106.
 Knoche 1430, 1438.
 Knopp 1186.
 Knüpfner 556.
 Koch, E. 940.
 —, J. 997 f.
 —, P. P. 1105.
 Kochan 598.
 Köfler 1250.
 Köhler 219.
 König, R. 423.
 —, W. 897, 1190.
 Königsberger, J. 412, 415 ff.,
 693, 696, 698, 707 f.,
 1049 f., 1052 f., 1171, 1173,
 1175, 1178, 1183 f., 1194,
 1203 f., 1207.
 Köpsel, A. 699, 731, 905.
 Kohlhörster 1425 f.
 Kohlrausch, F. 311, 381,
 385 f., 392, 398, 425, 457,
 463, 495, 501 ff., 513,
 528 f., 531, 689, 716, 792,
 1180, 1316, 1322, 1326.
 —, K. W. F. 1272.
 —, R. 195, 362, 371, 401,
 436, 439.
 Kohlschütter, V. 1020, 1049.
 Kolbe, B. 129, 132, 136,
 147, 162, 198, 373.
 Kolumbus 1354.
 Korn, A. 645.
 Kossel 1068.
 Kovarik 1122, 1125, 1278.
 Kreichgauer 413.
 Kreil 1334.
 Kreuzler, H. 733, 1152.
 v. Kries 856.
 Krönig 520.
 Krüger, F. 432, 567, 589,
 612, 1195.
 Kucera 1259.
 Kück 986.
 Kühne, W. 584.
 Kundt, A. 221, 1020, 1205.
 Kurlbaum 502.

Kurz 1417, 1419, 1424,
 1426 f., 1432.
 Kutschewski 1050, 1053.
 Kyser, H. 838.

L.

Laby 1134.
 Laborde 1242.
 Ladenburg, E. 1058 f., 1062.
 —, R. 1056.
 Lamanon 1320.
 Lamb 619.
 Lamme, B. G. 894.
 Lamont 1313, 1334, 1349,
 1387, 1458, 1462.
 Lampa 952.
 Lane 208, 253.
 v. Lang, V. 887.
 Langbein 606.
 Langevin 744, 1122 f., 1125,
 1129 f., 1135, 1165.
 Laplace 638, 684, 1147.
 Larsen 857.
 Lattey 1125 ff.
 Laub, J. 785, 1045, 1067,
 1104.
 Laue, M. 957, 1106, 1226.
 Lavoisier 1147.
 Laws 1205.
 Lebedew, P. 218, 877, 952.
 Lecher, E. 77, 405, 923 f.,
 927, 1174, 1192 f.
 Leclanché 355.
 Leduc 1201.
 Lees 1173.
 Leithäuser 1020, 1065 f.
 Lemström 1449.
 Lenard 695, 1024, 1031 f.,
 1036, 1045, 1047, 1057 ff.,
 1065 f., 1068, 1084, 1109,
 1123, 1126, 1135, 1147,
 1151, 1156 f., 1175, 1178,
 1206, 1381, 1428.
 McLennan 704, 1113, 1285,
 1425, 1427.
 Lenz 470, 754, 1187.
 McLeod 1425, 1427.
 v. Lepel 912, 1454.
 Leppelmann 998.
 Lerp 1042.
 Leß 1454.
 Lessing 582.
 Levin 1214, 1229.
 Lewis 550, 579.
 Lichtenberg 120, 165.
 Liebenow 596.
 Liebig 992.
 Liebknecht 700, 708.
 Lilienfeld 1019, 1077.

Lindeck 425.
 Lindemann, Ch. L. 1077.
 —, F. A. 1062, 1077, 1176,
 1289.
 —, R. 904, 998.
 Linke 1405.
 Linss, 1387, 1407.
 Lippmann, G. 222, 584 f.
 Lipschitz 238.
 Lissajous 1028.
 Liznar 1349.
 Lloyd 1203 f., 1321, 1329.
 Lockemann 536.
 Lockyer 1253.
 Lodge 512, 660, 785, 900.
 Loomis 517.
 Lorentz, H. A. 1171, 1175,
 1194, 1207, 1224, 1226.
 Lorenz, L. 1172 f.
 —, R. 536 f.
 Low, W. 713.
 Lownds 1183, 1205.
 Ludewig, P. 803.
 Lüdeling 1362, 1409, 1430,
 1434.
 Lüdtege, R. 806.
 Lüpke 555.
 Lummer 502.
 Lusby 1151.
 Luther 488 f., 602.
 Lutz 1394, 1396, 1405, 1448.

M.

Mach, E. 147, 207, 212,
 276.
 Mache 1250, 1263, 1266,
 1412, 1421.
 Mackenzie 1251.
 Madsen 1278, 1283.
 Magnus 1180.
 Magri 897, 998.
 Majorana, Q. 323.
 Makower 1228, 1269 f.
 Malassez 1042.
 Malcolm 985, 999.
 Mandelstam 1106.
 Marc, R. 420, 424.
 Margules 613.
 Markau 1058.
 Marsden 1248 1259 f., 1265,
 1267, 1271 f., 1290.
 Marsh 1012.
 Martyn 1102, 1105 f.
 van Marum 344.
 Marx, E. 1087 f., 1114,
 1151, 1213.
 Mascart 277.
 Masek 1259.
 Mather 399.

Matteuci 740, 1146, 1407.
 Matthies 1006 ff., 1012,
 1016.
 Matthiessen, A. 302, 409,
 413, 460, 1183, 1204.
 Maurain, Ch. 725, 735, 740.
 Maxwell, Cl. 20, 30, 54,
 60, 62, 86, 94, 174, 205,
 215, 228, 239, 243, 255,
 309, 375, 406, 444, 555,
 633, 641, 661 ff., 726,
 754, 785, 938.
 Mayer, Fr. 1267.
 Mazotto, D. 6.
 Mebius 1007.
 Meidinger 353.
 Meilink, B. 412.
 Meisel, S. 915.
 Meitner 1270 f., 1272, 1274
 1279, 1282.
 Melloni 390.
 Merriam 602.
 Merrit 1057.
 Messerschmitt 1350.
 Mey 1016, 1020.
 Meyer, Ed. 1063, 1259,
 1272.
 —, G. 578, 1253, 1349.
 —, L. 711.
 —, O. E. 1349.
 —, S. 704, 711, 1219, 1242,
 1263, 1421.
 Meyerstein 388.
 Michelson 1225.
 Mie, G. 952, 1116.
 Millikan 1059, 1137 f.
 Millner 997.
 Mitscherlich 420.
 Mizuno 796.
 Mohlin 1060.
 Le Monier 1400.
 de los Monteros, E. 876,
 909.

Moreau 1149 f.
 Morley 1225.
 Morse 645 f.
 Moseley 1265, 1270, 1273,
 1279, 1293.
 Mosotti 217.
 Moulin 1223, 1267.
 Müller, C. 994, 1002.
 —, E. 495, 606, 611.
 Murzynowska 1138.
 Muschenbroek 209.
 Muthmann 612.

N.

Nagaoka, H. 734,
 Nahrwold 1135, 1139.

Nernst, W. 214, 489, 498,
 500, 512, 521, 526 f., 535,
 537, 555, 559 ff., 570 ff.,
 579 ff., 602, 609, 842, 911,
 1202 f.
 Neumann, C. 238, 651.
 —, G. 1227.
 v. Neumayer 1349, 1401.
 Newton 27, 29, 86.
 Nicholson 159, 319, 342.
 Nippoldt 1350, 1362, 1367,
 1370, 1437, 1457.
 Nobili 376, 398, 606, 1186.
 Nolan 1443, 1447.
 Noll 1183.
 Norman 1307.
 Northrup, E. F. 683.
 Noyes 528.
 Nuttall 1257, 1261, 1263,
 1265, 1267.

O.

Oba 1282.
 Oberbeck 885.
 Obolenski 1429.
 Occhialini 985, 994.
 Odstrcil 227.
 Oerstedt 369 ff., 374, 640,
 645, 651.
 Oettel 486, 489, 611.
 Ohm 290, 401 ff., 435 ff.,
 444.
 Oosterhuis 1192.
 Orgler 992.
 Orlich, E. 731, 776.
 Osaka 487, 610.
 Ostwald, W. 488, 518,
 522 ff., 533, 573, 586,
 589.
 Oudemans 519.
 Owen 1090, 1100, 1135,
 1145, 1205.

P.

Pacinotti 812.
 Page 771.
 Pallme-König 1206.
 Palmaer 569.
 Palmieri 1462.
 Parragh, A. 487.
 Partsch 1156 f.
 Paschen, F. 280, 379, 395
 398, 589, 698, 992 ff.,
 1221, 1284.
 Patterson 1205.
 Paul 520.
 Pauli 1031.
 Pebal 561.

Pegram 1244.
 Peltier 1186, 1387.
 Pender 959.
 Pentscheff 1010.
 Perkins 1271.
 Perrin 1035 f., 1138.
 Perry 328.
 Peters, F. 1184.
 —, R. 583.
 Petrina 452.
 Pfaff, C. H. 335.
 Pfaundler, L. 470, 523.
 Pfeffer 514.
 Pfund, A. H. 424, 1186.
 Phillips 704, 1126.
 Philpot 1114.
 Picard 978.
 Pidduck 1154, 1160.
 Pisati 726.
 Pixii 810.
 Planck 534, 566, 1114, 1138,
 1179, 1226, 1290.
 Planté 590 f.
 Plimpton 1131.
 Plücker 691 f., 694, 1012,
 1019, 1022, 1025, 1036.
 Pocchettino 423.
 Pockels, F. 222, 1346, 1451.
 Poggendorf 47, 375, 444,
 464, 1324.
 Pohl 363.
 —, R. 820, 1059 f., 1062,
 1079, 1105, 1121 f., 1136.
 Poisson 1317.
 Poole 1244.
 Poppendieck 1326.
 Pouillet 380, 444, 649.
 Poulsen 917, 986.
 Pound 1277.
 Precht 1002, 1244.
 Preece 1140.
 Priestley 998.
 Pringsheim 1059 f., 1062.
 Proctor 1227.
 Przibram 1131, 1134, 1138,
 1259.
 Puccianti 272.
 Pupin 808.

Q.

Quincke 128, 313, 618, 693,
 1459.

R.

Raisch 1016.
 Ramsauer 1069, 1135.
 Ramsay 1031, 1216, 1248 f.,
 1253.
 Raoult 543.
 Rasch, E. 843, 983.

Ratnowsky 1227.
 Rayleigh 551, 714, 723 f.
 Reboul 1146.
 Recklinghausen, v. 982.
 Regener 1138, 1252, 1257,
 1267, 1272.
 Reich 1028.
 Reichardt 1183.
 Reichenheim, O. 412, 416 f.,
 1012, 1024, 1027, 1055 f.
 Reicher 517, 523.
 Reiff, R. 1171, 1207.
 Reiger 1007, 1012, 1056.
 Rein, H. 909.
 Reinganum 1123, 1125 f.,
 1173, 1178, 1256, 1259.
 Reis 804 f.
 Reitlinger, E. 165.
 Retschinsky 984.
 Reuß 615.
 Richards, Th. W. 489 f.,
 550, 578.
 Richardson, H. 1259, 1282.
 —, O. W. 1058 f., 1130,
 1139 ff., 1144 ff., 1178,
 1194.
 Richarz 1131, 1175.
 Riecke, E. 49, 219, 259,
 1037, 1123, 1169, 1171,
 1175, 1177, 1206.
 Riesenfeld 498.
 Riess 138, 202, 219, 253,
 301.
 Righi 282, 695, 897, 944,
 949, 1025, 1201.
 Rigollot 598.
 Ritter 590, 932, 993.
 de la Rive 346, 604, 652,
 682, 924, 948.
 Roberts 1205.
 Robinson 1063, 1243, 1273 f.,
 1279.
 Röntgen 959, 994, 1002,
 1069 ff., 1092, 1161, 1213.
 Roget 20, 681.
 Rohmann 1106.
 Roiti 1079.
 La Rosa, 915.
 Roschansky 997.
 Rose, G. 219.
 Rosenthal 1077.
 Ross 1357 f.
 Rosse 422.
 Rothé 1113.
 Rothgießer 1122, 1125.
 Rothmund 588.
 Rottgardt 1015 f.
 Rouch 1400, 1404, 1437.
 Le Roux 1189, 1192.
 Rowland 726 f., 743, 959.

Royds 1216, 1249, 1254.
 Rubens 388, 390 ff., 398,
 876, 879, 932, 1186.
 Rudolphi, M. 524.
 Rümelin 1020.
 Ruer, R., 415, 578, 613,
 1214.
 Ruhmer 420 f., 797.
 Ruhmkorff 194, 642, 793.
 Rumford 470.
 Runge 1244.
 Russ 1269 f.
 Russel 1282 f., 1285.
 Rutherford, E. 1112 ff.,
 1117, 1120 f., 1122, 1125,
 1138, 1213, 1216, 1219,
 1221, 1223, 1228 f., 1231,
 1233 ff., 1239, 1243 ff.,
 1249 ff., 1253 f., 1259 ff.,
 1263, 1265, 1267 ff.,
 1270 f., 1272 ff., 1278,
 1282, 1284, 1289 f., 1293 f.,
 1420, 1425.

S.

Sacerdote, P. 1077.
 Sachs 1135.
 Sadler 1094, 1104.
 Sagnac 1103.
 Sarasin 924, 948.
 de Saussure 1404.
 Savart 633 f.
 Saxén 1053, 1069.
 Schaefer 1227.
 Schaper 1349.
 Schaposchnikoff 984.
 Scheel 1252.
 Schenk, R. 1173.
 Schering, H. 125, 1409,
 1435, 1437.
 —, K. 1305, 1330.
 Schidloff 1138.
 Schiffner 1423.
 Schindelhauer 1443, 1445,
 1450.
 Schmauss 1446, 1454.
 Schmidt, Ad. 1314, 1325,
 1339, 1356, 1360, 1365.
 —, G. C. 1007 f., 1017 1021,
 1024, 1056, 1146, 1168,
 1214.
 —, H. 1146.
 —, H. W. 215, 724, 1269,
 1274 f., 1278 ff.
 —, K. E. F. 1186.
 Schneider, H. 1141, 1145.
 Schönbein 354, 1020.
 Scholl, G. 598 f.
 Schübler 1386, 1442.

- Schück 1349.
 Schulze, F. A. 1173.
 —, G. 613.
 Schütz, F. 148.
 Schuster, A. 897, 1012,
 1018, 1026, 1037, 1041,
 1043, 1048, 1153, 1366,
 1382, 1420.
 v. Schweidler, E. 309, 314,
 1056 f., 1219, 1259, 1272,
 1283.
 Schweigger 375.
 Schwerin 619.
 Schwienhorst 1007 f.
 Seckelson 734.
 Seddig, M. 231, 272.
 Seebeck, T. J. 374, 1178 f.
 Seeliger, R. 1024, 1043,
 1116, 1169, 1446.
 Seemann, H. 1113, 1115,
 1118, 1120, 1130.
 Segner 165.
 Seidler 1206.
 Seibt 933 f.
 Seitz 1065, 1067, 1079.
 Senn, H. 606.
 Settnik, K. 952.
 Shields 532.
 Shukoff 483.
 Siedentopf 1025.
 Siegbahn, M. 672.
 Siemens, A. 609.
 v. Siemens, W. 388, 405 f.,
 420 f., 424, 427, 647,
 688, 726, 806, 811 f.,
 816 f., 920.
 Sieveking 1421.
 Silow, P. 705.
 Simon 607.
 —, H. Th. 914, 917, 984 ff.,
 988 f., 998, 1028.
 —, P. L. 342.
 —, S. 1040, 1042.
 Simpson 1426, 1440, 1443,
 1447 f., 1455.
 Skaupy, F. 415.
 Skinner, 1010, 1012, 1014,
 1017, 1021.
 Slaby 905.
 Smith, A. W. 1200.
 —, W. 419.
 Smithells 1150.
 v. Smoluchowski 619.
 Snow Harris 202.
 Soddy 1216, 1231, 1233 ff.,
 1246 f., 1249, 1253 f.,
 1274, 1282 f., 1285, 1288.
 Sömmering 645.
 Sommerfeld, A. 1081, 1083,
 1089, 1105.
 Specketer 604.
 Spence 1186.
 Spencer 604.
 Sperling 424.
 Spies 487.
 Staite 846.
 Stark, J. 802, 977, 984,
 986, 998, 1003, 1017,
 1019, 1050, 1054 f., 1064,
 1105, 1110, 1114, 1149,
 1151, 1167, 1169, 1178,
 1291.
 Starke, H. 214, 1047, 1067,
 1227, 1285.
 Steele 513, 1183.
 Stefan 643, 903.
 Steinberg 1208.
 Steiner 1461.
 Steinhaus 1106.
 Steinheil 645 f.
 Steinmetz 723.
 Stenger 695.
 Sterba 1025.
 Stettenheimer 1043.
 Steubing 1147.
 Stewart 1057.
 Stöhrer 810.
 Störmer 1376, 1378.
 Stokes 1080, 1137.
 Stoletow 727, 1156.
 Stoney 492.
 Straubel, R. 222.
 Strauß 1215.
 Strecker 415, 827.
 Streintz, F. 416, 548, 597.
 Strouhal, V. 6.
 Struck 1007.
 Strutt 1016, 1020, 1139,
 1221 f., 1254, 1422.
 Stschodro 952.
 Stuchtey, C. 998, 1000.
 Stürtz 1024.
 Stuff 997 f.
 Sturgeon 641.
 Sulzer 318.
 Sutherland 1134.
 Svedberg 1136, 1138, 1272.
 Swinton 984, 1021, 1023,
 1067.
 Symmer 135.
 Szymanski 394.
- T.**
- Tänzler, P. 706.
 Tafel 611.
 Take, E. 736.
 Tamm 1002.
 Tammann 534, 578.
 Tanakadaté 715.
 Taylor 1257, 1259 ff., 1263.
 Taylor-Jones 716.
 Tegetmeier 537.
 Tesdorpf 1311, 1317.
 Tesla, N. 801, 891, 910.
 Thénard 607.
 Thompson, S. 732.
 Thomsen, J. 546.
 Thomson, E. 887, 894, 912.
 —, J. J. 535, 956, 1010,
 1026, 1037, 1040 f., 1045,
 1049, 1052 f., 1057, 1063,
 1067 f., 1080, 1082, 1084 f.,
 1104, 1112, 1115, 1117,
 1134, 1137, 1139 f., 1148,
 1153, 1167 f., 1171, 1223,
 1227, 1278, 1289 f., 1292.
 —, W. (Lord Kelvin) 160,
 219, 238, 275, 277, 311,
 322, 345 f., 388, 398, 412,
 460, 541 ff., 648, 667,
 688, 726, 740 f., 790,
 1132, 1188, 1289, 1372,
 1396.
 Thorpe 1244.
 Tizard 1127.
 Todd 1122, 1125.
 Töpler, A. 155, 389, 705,
 991, 1316.
 —, M. 995 f., 998, 1008,
 1452, 1453.
 Townsend 1127 f., 1130,
 1137, 1153 ff., 1158 ff.,
 1164 f.
 Trabert 1406.
 Tralles 1428.
 Traubenberg 1250.
 Trenkle 1079.
 v. Türin 578.
 Tuft 1149.
 Tyndall 768.
- U.**
- v. Ubisch, G. 876.
 Upson 983.
- V.**
- Valentiner 678.
 Valson 519.
 Varley 159, 807.
 Vegard 1016, 1089, 1381.
 Venske 1307.
 Verdet 699.
 Villard 1025, 1048, 1063,
 1218.
 Villari 740.
 Vinal 1001.
 Voegelé 877, 995.

- Voigt, E. 299.
 —, F. 994.
 —, W. 220, 704, 707, 744, 1043.
 Volckmar 591.
 Volkmann, W. 360, 643 f.
 Vollmer 920.
 Volta 129, 140, 159, 197, 290, 317, 327, 333 ff., 345, 369, 433, 1393.
- W.**
- Waage 523.
 Waddell 597.
 Wagner 649.
 —, E. 1198.
 —, W. 952.
 Waitz 923.
 Walden 535.
 Walker 532.
 Waltenhofen, A. v. 165, 203, 431, 768.
 Walter 203, 994, 1077, 1105, 1452 f.
 Warburg, E. 537, 587, 721, 725, 990 f., 1001 f., 1011, 1016, 1020, 1065, 1132, 1135, 1291.
 Warren de la Rue 546, 551.
 v. Wartenberg 580.
 Watson 1249.
 Watt, J. 473.
 Webb 1244.
 Weber, W. 45, 98, 102, 381, 385, 390 f., 396, 405, 444, 630, 643, 685 ff., 742 f., 765 f., 1171.
 Wegener 1377, 1437.
 Wehnelt, A. 672, 732, 801 f., 1018, 1028, 1033 f., 1035, 1048, 1076, 1079, 1140, 1143, 1145.
- Weicker 883.
 Weidert 1205.
 Weidig 1423.
 Weigert 602.
 Weinhold 141, 161.
 Weinstein 1460.
 Weiss, J. 1183, 1194.
 —, P. 643, 734 f., 739, 747 f., 1043.
 Wellisch 1122, 1125, 1269.
 Wertenstein 1269 f.
 Wertheimer 997.
 Westhaver 602.
 Weston 551 f.
 Westphal 1018, 1128.
 Wheatstone 454 ff., 645, 920.
 Wheelock 1267.
 Whiddington 1067, 1080, 1102, 1104, 1284, 1292.
 Whitehead, J. B. 940, 1003.
 Wick 1183.
 Wiechert 1037, 1080.
 Wiedemann, E. 1005, 1007, 1018, 1022, 1024, 1033, 1056, 1167.
 —, G. 219, 302, 388, 391 f., 398, 493, 616 f., 701, 706 f., 708 f., 920, 1139, 1172, 1180.
 Wien, M. 779, 856, 879, 908 f., 912.
 —, W. 785, 1036, 1048 ff., 1079, 1082, 1105, 1178.
 Wiener, O. 900.
 Wigand 1439, 1446.
 Wild 1305, 1316.
 Wilke 209.
 Williams 1205.
 Williamson 523.
 Willows 1010.
 Wills 700, 704, 708, 1007 f., 1206.
 Wilsar, H. 1054.
- Wilson, C. T. R. 1104, 1132, 1265, 1446, 1448.
 —, H. A. 1007, 1010, 1013, 1137, 1141, 1143, 1145, 1148, 1150 f., 1165 f., 1168.
 —, W. 1068, 1145, 1276 f., 1279.
 Wimshurst 158.
 Winkelmann 213.
 Winkler 151.
 Winter 151.
 Witte, H. 785.
 Wohlwill 483.
 Wolf 992, 1372.
 Wolkenhauer 1298.
 Wommelsdorff 157.
 Wood, A. B. 1214, 1248, 1269.
 —, R. W. 1011.
 Wright 704, 1020, 1426.
 Wüllner 309.
 Würschmidt 1008.
 Wulf, Th. 129 f., 1395, 1425.
 Wulff, G. 1106.
 Wussow 1356.
- Y.**
- Young 1161.
- Z.**
- Zahn 1203 f.
 Zamboni 279, 336.
 Zanninovich-Tessarini 536.
 Zebrikoff 983.
 Zedner 597.
 Zeeman 1043.
 Zehnder 999.
 Zeidler, J. 847.
 Zeleny 1119 f., 1122, 1129, 1150, 1163.
 Zenneck 904, 998, 1020, 1028.
 Zölz 1433.

ALPHABETISCHES SACHREGISTER

ZUM

VIERTEN BANDE.

A.

Ablenkung der Magnethnadel durch den Strom 369.
Ablenkungsfunktion 1313, 1314.
Ablenkungskonstante 1321.
Abnormale Magnetisierung der Erde 1344.
Absolute elektromagnetische Einheit der Kapazität 433.
— — — der Spannung 430.
— — — des Stromes 379.
— — — des Widerstandes 406.
— und relative Messung magnetischer Kräfte 31, 1318 f.
Absolutes Bifilar 1316.
— Elektrometer 274.
— Maßsystem 31, 229, 274 (s. a. „Einheit“).
Abstoßungsversuch nach Thomson-Lang 887.
Abzweigstöpsel 428.
Achse, magnetische, der Erde 1336.
—, —, Beziehung zur Rotationsachse 1344, 1345.
—, —, Säkularvariation 1356.
Äquator, magnetischer 1340.
—, —, dynamischer 1344.
Äquivalent-Leitvermögen 505.
Agone 1340.
Akkumulator (Blei-), Formierung 590.
—, Kupfer-, Zink- 597.
—, Nutzeffekt 590.
—, Theorie 594 f.
Akkumulatoren, Verwendung in Zentralstationen 829 f.
Aktinium 1215.
—, Aktiver Niederschlag des 1231.
— -A 1265.
— -B 1253.
— -Emanation 1230, 1234, 1248, 1251.
Aktivierungszahl der Luft 1417.
Amalgamelektroden 578.
Amalgamieren 340.

„Ampere“ (Maßeinheit) 385.
Amperemeter 448, 649 f., 669 f.
Amperewindungszahl 726.
Amplitude (einer Schwingung) 763, 858.
Andenleuchten 1449.
Anfangsspannung 995, 1001.
Anker, Doppel-T-, nach Siemens 811.
— eines Magneten 6.
—, Ring- nach Pacinotti-Gramme 812 f.
—, Trommel- nach v. Hefner-Alteneck 815.
Anode 340.
Anodenfall (im Glimmlicht) 1012.
Anodenstrahlen 1054.
Anomalie, lokale 1346.
—, regionale 1346.
Anomalien des Erdmagnetismus 1345.
— — — und Schwereanomalien 1345, 1347.
Antarktische Expedition, deutsche 1335.
—, —, französische 1400, 1404.
Antenne 966.
Antikathode (einer Röntgenröhre) 1075.
Aperiodische Schwingung eines elektrischen Oszillators 791, 902.
— — — Galvanometers 390, 668.
Astasierung 24, 390.
Astatiches Nadelpaar 376.
Atomagnetismus 706.
Atommodell nach Rutherford 1267 f.
Atommodelle 1288 f.
Atomumwandlung 1215.
Ausschalter 360.
Außenleiter (eines Dreileitersystemes) 827.

B.

Ballonbeobachtung der Leitfähigkeit 1438.
Barlowsches Rad 676.
Basislinie 1328, 1332, 1361.
Basiswert 1328.

Batterie, elektrische 191.
 —, galvanische 339.
 —, günstigste Schaltungsweise einer galvanischen 440.
 Bewickelung, günstigste eines Galvanometers 442.
 Bifilar, absolutes 1316.
 Bifilare Bewickelung 397, 425, 770.
 Bifilarmagnetometer 1325.
 Bifilartheodolit 1316.
 Bild, elektrisches 250.
 Biot-Savartsches Gesetz 633.
 Blei als Endprodukt radioaktiver Umwandlungen 1254.
 Bleigehalt radioaktiver Mineralien 1255.
 Blitz, Elektrische Natur des 1386, 1451 f.
 —, magnetische Wirkung 1455.
 Bodenatmung 1432.
 — und Niederschlag 1445.
 Bodenfrost, Einfluß auf die tägliche Variation des Potentialgefälles 1403.
 Bodenluft, Radioaktivität der 1416 f.
 Böen, luftelektrischer Einfluß der 1443 f.
 Bogenlampe 847 f.
 Bornholm, erdmagnetische Anomalie 1345.
 Bragg'sche Ionisationskurve (f. α -Strahlen) 1255 f., 1260.
 — Blende 1255.
 Braunsche Röhre 879, 1027.
 — Schaltung 971.
 Brechungsexponent und DK 215.
 British-Association-Einheit 408.
 Brücke (am Lecherschen Drahtsystem) 925.
 —, Doppel- 461.
 —, Walzen- 457.
 —, Wheatstonesche 454, 502.
 Brückenkorrektur (am Lecherschen Drahtsystem) 926.
 Büschel, elektrisches 158.

C.

(Siehe auch unter K.)

Charakter magnetischer Variationen 1369.
 Charakteristik, dynamische 986, 988.
 — einer Dynamomaschine 820 f.
 — eines leitenden Gases 978.
 — — Lichtbogens 845.
 —, statische 986, 988.
 Chemische Massenwirkung, Gesetz der 523.
 — Theorie der Voltaschen Versuche 345.
 Chromsäureelement 354.
 Clarkelement 431, 551.
 Corona, des Polarlichts 1374, 1381.
 „Coulomb“ (Maßeinheit) 401.
 Coulombsche Drehwage 15, 224, 251.
 Coulombsches Gesetz 13 f., 28, 85, 223 f.
 Coulometer 484.
 „Curie“ (radioaktive Maßeinheit) 1248.

D.

Dämpfung durch Induktion 767.
 — eines Galvanometers 389, 668.
 — elektrischer Schwingungen 901 f.
 Dampfelektriermaschine 152.
 Daniellelement 352, 430.
 —, osmotische Theorie des 575.
 Deflektorenbifilar 1330.
 Deklination, älteste Werte 1354.
 —, magnetische, Begriff 38, 1296, 1297.
 —, Messung 1301, 1321.
 Deklinatorium 1323.
 Deklinometer 1323.
 Depolarisation 352, 550.
 Deviation des Kompasses 1351.
 —, dynamische 1318.
 —, halbkreisige 1352.
 —, quadrantale 1353.
 —, semizirkuläre 1352.
 —, viertelkreisige 1353.
 Diagonalkonduktor 155.
 Dia-Magnetismus 79, 691 f.
 —, relativer 692.
 Diamagnetische Körper, Kräfte auf 96.
 Diathermie 918.
 Dichte der Elektrizität 145.
 — der freien Elektrizität 268.
 Dielektrika, Kräfte auf 271.
 —, Leitfähigkeit der 303.
 —, Molekulartheorie 216 f., 268.
 — und Feldverlauf 262.
 Dielektrikum 209.
 Dielektrische Polarisation 268.
 Dielektrizitätskonstante 133, 211.
 — der metallischen Leiter 216, 267.
 — und Brechungsexponent 215.
 — — Temperatur 218.
 — von Gasen und Dämpfen 215.
 — — Kristallen 214.
 Differentialgalvanometer 396.
 Disponible Ladung 305.
 Dissoziation des Wassers 528.
 —, Einfluß des Druckes auf die 533.
 — — der Temperatur auf die 529.
 Dissoziationsgrad 516.
 Dissoziationskonstante 523.
 Dissoziationstheorie 513 f.
 Dissoziationswärme 522, 530.
 Dichtkohle 847, 904.
 Dolezalek-Litze 778.
 Doppelbrücke 461.
 Doppelkompaß 1323.
 Doppelpendel 124.
 Doppelschicht 346, 587, 615.
 Doppelschlüssel 458.
 Drehfeld 889 f.
 Drehfeldmeßinstrumente 892.
 Drehfeldmotor 891.
 Drehstrom 892 f.

Drehstrommotor 895.
 Drehwage (Coulombsche) 15, 224, 251.
 Dreieckschaltung (für Drehstrom) 893.
 Dreileitersystem 826.
 Drosselspule 867.
 Dualistische Theorie der Elektrizität 135.
 Dunkelraum, Crookes-(Hittorf-)scher 1012.
 —, Faradayscher 999.
 Dunkelwiderstand des Selens 423.
 Duplikatoren 159.
 Durchdringende Strahlung 1424 f.
 Dynamo-elektrische Maschine 816 f.

E.

Effekt (= Leistung) 473.
 Eichung von Galvanometern 451.
 Eigenschwingung eines Entladungskreises 788, 896 f.
 — — Lecherschen Drahtsystems 928 f.
 Einheit, cgs- 229.
 —, elektrostatische, der Elektrizitätsmenge 229.
 — — der Kapazität 237.
 — — — Kraft 230.
 — — des Potentials 233.
 —, CGS- und internationale (technische) 385.
 —, elektromagnetische 285.
 — — der elektromotorischen Kraft 430.
 — — — Kapazität 433.
 — — — Leistung 473.
 — — — Selbstinduktion 776 f.
 — — des Stromes 379.
 — — — Widerstandes 405.
 —, Siemenssche 405.
 Einheitszelle 109, 257.
 —, Energieinhalt einer 109, 257.
 Eiseimerversuch 166.
 Elektrische Abstoßung 119, 123.
 — Anziehung 119, 123.
 — Batterie 191.
 — Doppelschicht 346.
 — Energie 252, 258.
 — Erregung 264.
 — Feldstärke 230.
 — Influenz 136.
 — Kapazität 145, 174 ff.
 — Kraft 230, 241.
 — Kraftlinien 230, 231, 256.
 — Ladung, Sitz der 142.
 — Ladungen, Vorzeichen der 131.
 — Leitfähigkeit, s. „Leitfähigkeit“.
 — Nadel 119.
 — Neutralisation 131, 133.
 — Pistole 163.
 — Polarisation 267.
 — Reinigung 306.
 — Schirmwirkung 145.
 Elektrische Spannung 180.
 — Spannungsreihen 133.
 — Spitzenwirkung 148.
 — Verteilung 136.
 — Verteilungsprobleme 248.
 Elektrischer Funke 123, 139.
 — Rückstand 195, 204, 306.
 — Schlag 204.
 — Strom 236 ff., 369.
 — —, Magnetfeld des 372.
 — —, Wärmeentwicklung durch den 299, 470, 474.
 — Wind 150, 164, 1163.
 Elektrisches Bild 250.
 — Feld 230, 255.
 — — eines Plattenkondensators 243.
 — —, Energie des 257.
 — —, Rotation im 313.
 — —, Theorie des 223 ff.
 — Flugrad 164.
 — Niveau 180.
 — Potential 180, 234.
 — Rouleau 148.
 Elektrisiermaschine, Dampf- 152.
 —, Influenz- 152.
 —, Reibungs- 151.
 Elektrisierung durch Reibung 118 f., 131.
 Elektrisierungsproblem 266.
 Elektrizität, Dichte der 145.
 —, dualistische Theorie der 135.
 —, freie 256, 267, 268.
 —, Halbleiter der 121.
 —, Leiter der 120.
 —, Mitteilung der 123, 139.
 —, Nichtleiter der 120.
 —, positive und negative 120.
 —, unitarische Theorie der 135.
 —, wahre 256.
 Elektrizitätsmenge, Definition und Messung 165 f., 223 f.
 Elektroanalyse 603.
 Elektrochemie 478 ff.
 Elektrodynamik 623 ff.
 — der Gase 978 f.
 Elektrodynamische Elementargesetze 683 f.
 — Kräfte 678.
 — Wage 688.
 Elektrodynamometer 685 f.
 —, Torsions- 688.
 Elektroden 340.
 —, unpolarisierbare 472.
 Elektrokapillarität 584.
 Elektrolyse 339, 342, 478.
 —, Faradaysches Gesetz der 481.
 —, Schnell- 604.
 Elektrolyte 339, 479.
 —, thermochemisches Verhalten der 520.
 Elektrolytische Dissoziation 513 f.
 — Leitung 415, 529.

- Elektrolytische Metallüberzüge 606.
 Elektrolytischer Detektor 973.
 — Gleichrichter (Ventilzelle) 614.
 Elektrolytisches Eisen, Magnetismus des 735.
 Elektromagnet 639 f.
 —, Polrichtung eines 640.
 —, Tabelle über Feldstärken 644.
 —, Zugkraft 641.
 Elektromagnetische Einheiten vgl. „Einheit“.
 — Energie 783, 786.
 Elektromagnetisches Feld 623 f.
 — — eines geraden Drahtes 633.
 — — — Kreisstromes 630.
 — Weltbild 785.
 Elektromagnetismus 623 f.
 Elektrometallurgie 607.
 Elektrometer 126 f.
 —, absolutes 274.
 —, Eichung 168.
 —, Kapillar- 585.
 —, Multicellular- 284.
 — nach Benndorf 1397.
 — — Braun 129.
 — — Ebert 1398.
 — — Ebert und Hoffmann 282.
 — — Elster und Geitel 128, 1394.
 — — Hankel 281.
 — — Heydweiller 281.
 — — G. Hoffmann 1252.
 — — Kolbe 129.
 — — Lutz (Saitenelektrometer) 1396.
 — — Righi 282.
 — — Thomson 1396.
 — — Wulf 1395.
 —, Quadranten- 277.
 —, Tabelle über 285.
 Elektromotor (für Gleichstrom) 644, 832 f., 835 f.
 — für Wechselstrom 894 f.
 Elektromotorische Kraft. Absolute Einheit der — 430.
 —, Berechnung aus dem chemischen Gleichgewicht 556.
 — — — mittels der Thermodynamik 540.
 — — — mittels des Nernstschen Wärmethorems 559.
 — Kräfte 319, 321, 537.
 — Vorgänge 173.
 Elektron, Begriff 135, 492, 1037.
 —, elektromagnetische Masse des Elektrons 962, 1225, 1227.
 —, Ruhmasse des Elektrons 1225.
 —, Veränderlichkeit der Masse des Elektrons mit der Geschwindigkeit 963, 1223 f.
 Elektronen, β -Strahlen sind — 1216.
 Elektronenladung. Messung der 1136 f.
 Elektronenstrahlen, sekundäre 1103 f.
 Elektronentheorie 135.
 — der Kathodenstrahlen 1036 f.
 — des Magnetismus 743.
 — der Metalle 1171 f., 1174.
 — des Polarlichts 1377 f.
 — — Stromes 784, 1174.
 — der Wärmeleitung 1175.
 Elektrosmose 614 f.
 Elektrophor 140.
 —-stenolyse 614 f.
 Elektroskop 124, 126 f. (s. a. „Elektrometer“).
 Elektrostatik 118 ff.
 Elektrostatische Einheiten, vgl. „Einheit“.
 — Voltmeter 283 f.
 — Wage 276.
 Elektrostatisches Feld der Erde 1388 f.
 Element, Daniellsches 352, 430.
 —, galvanisches 339, 351 f., 478.
 —, Gravitations- 556.
 —, Konzentrations- 539.
 —, Normal- 431, 550 f.
 —, photochemisches 598.
 —, Schaltungsarten der Elemente 356.
 —, Voltasches 333.
 Elementarquantum (s. a. „Elektron“) 492.
 —, Messung des Elementarquantums 1136 f.
 Elementarwellen 1360.
 Elemente des Erdmagnetismus 1309, 1339 f.
 Elmsfeuer 1375, 1449, 1453.
 Emanationen, allgemeines Verhalten 1229 f.
 —, spezielle Eigenschaften 1247 f.
 Emanationsgehalt der Luft 1424.
 — der Bodenluft 1427.
 Energie des elektrischen Feldes 257.
 — — magnetischen Feldes 106.
 — einer Einheitszelle 109, 257.
 —, elektrische 252, 258.
 —, elektromagnetische 783.
 —, magnetische, der Erde 1337.
 Entlader 191.
 Entladung, aperiodische 791, 902.
 —, oszillatorische 788 f., 896 f.
 —, selbständige 978.
 —, unselbständige 978.
 Entladungsspannung 187.
 Entladungsformen 978.
 Entmagnetisierungsfaktor 92.
 Erdableitung 179.
 Erdinduktor 764 f.
 Erdmagnetismus 9, 37, 1295 ff.
 —, Gauss'sche Theorie 1234 f., 1237 f.
 Erdpotential 187.
 Erdrinde, Radioaktivität der Bestandteile 1420 f.
 Erdstrom 1457 f.
 —, Einfluß der Witterung 1462.
 — in geeigneten Kabeln 1461.

Erdstrom, Zusammenhang mit dem Erdmagnetismus 1460 f.
 —, — — der Lufterlektrizität 1462.
 „Erdquadrant“ (Maßeinheit) 777.
 Erdung 179.
 Erregung, elektrische 264.
 Erregungslinien 264.
 Erregungsröhren 264.
 v. Ettingshauseneffekt 1202, 1203 f., 1209.
 Extrastrom 771.

F.

Farad 435.
 „Faraday“ (Maßeinheit) 492.
 Faraday-Maxwellsche Theorie 60 ff., 78, 94, 107, 116, 255 ff., 264, 268, 375.
 Faradaysche Regel (für Induktionsströme) 755.
 — Spannungen 61, 66, 70, 117, 255, 661.
 — — im paramagnetischen Medium 84.
 Faradaysches Gesetz (für Induktionsströme) 759.
 — — der Elektrolyse 481, 484, 491, 541.
 Faradaysches Influenzgesetz 172.
 Faraday-Zylinder 165, 260.
 Faradayscher Dunkelraum 999.
 Feilspanbilder 374.
 Feinmagnetometer 1332, 1360.
 Feld, elektrisches 230, 255.
 — — eines Plattenkondensators 243.
 — -energie, magnetische 115.
 —, geschlossenes 257.
 —, homogenes 38, 73, 636.
 —, im Innern des Eisens 93.
 — -magnet 817.
 —, magnetisches 8, 29.
 —, resultierendes 9.
 —, Zusammensetzung aus Einzelfeldern 17.
 — -stärke, elektrische 230.
 — —, magnetische 11, 32, 112.
 —, starke magnetische Felder, Messung von — 695 f.
 —, Superposition der Felder 18.
 — -theorie Faraday-Maxwellsche 66.
 — -verlauf im Kondensator 270.
 — — in Dielektriken 262.
 — -verzerrung (im ionisierten Gase) 1119.
 Fernwirkung, magnetische 28 f.
 Fernwirkungstheorie 61, 223.
 Ferromagnetische Kristalle 736.
 Ferromagnetismus 79.
 —, Einfluß der Temperatur 5, 737.
 — — von mechanischen Einwirkungen 5, 740 f.
 —, Meßmethoden 711 f.
 —, Zahlenangaben 733 f.
 Fester Magnetismus 1352.

Flammenionen 1147 f.
 Flammenkollektor 1393.
 Flasche, Leidener (Kleistsche) 190.
 Flaschenelement 355.
 Flüchtig Magnetismus 1352.
 Flugrad, elektrisches 164.
 Fluida, elektrische 134.
 — magnetische 29.
 Fluidkompaß 1300.
 Flüssigkeitswiderstand 367.
 Fluxmeter 698.
 Foucault-Ströme 769.
 Franklinsche Tafel 193.
 Frequenz (einer Sinusschwingung) 859.
 Frequenzmesser (für Wechselstrom) 880.
 — — (für elektrische Schwingungen) 905 f.
 Fritter 965 f.
 Funke, elektrischer 123, 139.
 —, Gleit- 996.
 —, Glimm- 996.
 —, Lichtbogen- 997.
 Funkenblitz, Erklärung 1453.
 Funkendämpfung 902.
 Funkeninduktor 793 f.
 Funkenmikrometer 991.
 Funkenpotential (-spannung) 187, 979, 990 f., 992 f.
 —, Theorie des 1159 f.
 —, tönende 974.
 —, Wärmeentwicklung im 998.
 Fußklemmen, Holtzsche 126.

G.

Galvanische Batterie 339.
 — Elemente 339, 351, 478.
 — —. Osmotische Theorie 560, 574.
 — Kette 339.
 — Zelle 339.
 Galvanismus 314 ff.
 Galvanomagnetische Effekte 1199 ff.
 Galvanometer 375 f.
 —, Astasierung 24.
 —, ballistisches 397.
 —, Eichung 451.
 —, Empfindlichkeitstabellen 398, 673.
 —, günstigste Bewickelung 442.
 —, Nadel- 387 f.
 —, Nebenschlüsse 447.
 —, Panzer- 391, 394.
 —, Saiten- 670.
 —, Spulen- 648, 667 f.
 —, Universal- 460.
 —, Vibrations- 879.
 —, Widerstandsmessung 453.
 Galvanometrische Spannungsmessung 448, 449.
 Galvanoplastik 604 f.
 Galvanoskop 375 f.
 Galvanostegie 604 f.

- Gase, Elektrodynamik der Stromleitung in Gasen 978 f.
- Gasionen, s. Ionen in Gasen.
- Gaskonstante, elektrochemische 566.
- „Gauss“ (Maßeinheit) 32, 1315, 1344.
- Gauss'sche Methode zur absoluten Feldmessung 42.
- Gauss'scher Satz 54 f., 240, 264.
- Gebirgsmagnetismus 1345.
- Gefahrgrenzen bei hohen Spannungen 826.
- Gegengewicht (einer Antenne) 969.
- Geißlersche Röhren 1003.
- Geocoronium 1377.
- Gesteinsmagnetismus 1346.
- Gewitterelektrizität 1444 f., 1450.
- Glaselektrizität 120.
- Gleichrichter (für Wechselstrom) 614, 888.
- Gleitdraht 364.
- Gleitfunken 996.
- Glimmlicht, negatives 999, 1012.
- -oszillograph 1013.
- , positives 999.
- —, Schichten 1010, 1169.
- —, Temperatur 1011 f.
- —, Potentialverlauf 1007 f.
- -punkte 158.
- Glimmstrom (bei hohem Gasdruck) 998 f.
- (in verdünnten Gasen) 1003 f.
- , Potentialverlauf 1005 f.
- , Theorie des 1164 f.
- Glühlampe 840 f.
- Grammescher Ring 812 f.
- Gravitationselement 556.
- Grenzspannung 995.
- Grissonschialtung 803.
- Grubengase, Radioaktivität 1423.
- Grubentheodolit 1299.
- ## H.
- Hagel, luftelektrische Wirkung 1444, 1450.
- Halbierungszeit (radioaktiver Substanzen) 1237.
- Halbleiter der Elektrizität 121.
- Halleffekt 1199, 1203 f., 1207.
- Harzelektrizität 120.
- Harzgebirge, magnetische Anomalie 1347.
- Hauptlagen, nach Gauss 43, 1328.
- , — Lamont 1313.
- Hauptschlußmaschine 817 f.
- -motor- 832, 837.
- Hauteffekt (Stromverdrängung) 778.
- Helium, Entstehung aus Emanation und aus α -Strahlen 1253 f.
- -gehalt der radioaktiven Mineralien 1255.
- Helmholtz'sche Gleichung 544, 548.
- Helmholtz-Wärme 547.
- „Henry“ (Maßeinheit) 776.
- Hertz'sche Wellen 920 f., 926.
- Hertz'scher Erreger 922.
- Heuslersche (magnetische) Legierungen 736.
- Hitzdrahtstrommesser 476.
- Hochfrequenz-Transformator 909.
- -Funken 912.
- Hochspannung, Gefährlichkeit der 826.
- Horizontalintensität des Erdmagnetismus, Begriff 38, 1309.
- , Messung 46, 1310 f.
- Hydrolyse 532.
- Hysteresis, magnetische 716 f.
- , —, Wärmeentwicklung durch 723.
- —, Energieverbrauch durch 721.
- im Lichtbogen 988.
- ## I.
- Impedanz 868, 902.
- Indifferente Zone (eines Magneten) 2.
- Indikatoren, Theorie der 526.
- Induktion, elektromagnetische 750 f.
- , — durch den Erdmagnetismus 1296, 1321, 1347, 1351.
- , magnetische 75, 94.
- —, Normalkomponenten 81.
- —, Richtung der — im Eisen 83.
- —, Tangentialkomponenten 81.
- Induktionsapparat 791 f.
- Induktionsfluß 726.
- , wirksamer 761.
- Induktionskapazität, spezifische 211.
- Induktionskoeffizienten 772 f.
- Induktionslinien, magnetische 75, 77.
- Induktionsmotor 896.
- Induktionsnormalien 778.
- Induktionsröhren, Brechungsgesetz 82.
- , Quellenfreiheit 83.
- , Verlauf in verschiedenen Medien 80 f.
- , Wirbelfreiheit 84.
- Induktionsströme 750 f.
- Induktionsvariometer 779.
- Induktivität, gegenseitige 774, 776 f., 786 f.
- im Wechselstromkreis 866 f.
- , Messung 779 f.
- , Selbst- 773, 776 f.
- Induzierte EMK 753, 760.
- Influenz, elektrische 136, 257.
- , magnetische 3, 75, 87.
- , Magnetisierung durch 3 f.
- Influenzelektroskop 152.
- Influenzelektrizität, erster und zweiter Art 138.
- Influenzgesetz von Faraday 172.
- Influenzmaschine, Behandlung der 161.
- , Polrichtung der 157.
- , selbsterregende 155.
- , Wasser- 160.
- Initialblitz 1454.
- Initialpermeabilität 724.

Inklination, Begriff 38, 1296.
 —, Entdeckung 1307.
 —, Messung 1303.
 Intensität des Erdmagnetismus, Begriff 37 f., 1296.
 Ionen in Elektrolyten 494.
 — — —, Beweglichkeit 509.
 — — —, Farbe 518.
 — — —, katalytische Wirkung 520.
 — — —, Reaktionsgeschwindigkeit 620 f.
 — — —, Wanderung 493.
 — in Gasen 977, 1107 f.
 — — —, allgemeine Theorie der Bewegung 1115 f.
 — — —, Beweglichkeit 1119 f., 1122, 1163 f., 1412.
 — — —, beschwerte (Langevin-) 1135 f., 1446.
 — — —, Charakteristik bei homogener Ionisation 1117.
 — — —, Dampfkondensation an 1131 f., 1446.
 — — —, Diffusion 1109, 1115, 1127 f.
 — — —, Erzeugung 1107.
 — — —, Feldverlauf bei homogener Ionisation 1119.
 — — —, Initialleitfähigkeit 1117.
 — — —, langsame 1446.
 — — —, Molekulartheorie der Bewegung 1123 f.
 — — —, Sättigungsstrom 1057, 1078, 1109, 1111 f.
 — — —, Sichtbarmachung 1105.
 — — —, Spitzenstrom 1161.
 — — —, Valenzladung 1128.
 — — —, Wiedervereinigung (Moliserung) 1110, 1120, 1129 f.
 Ionenadsorption an Tropfen 1446.
 Ionendichte 1411.
 Ionenfäden 1265.
 Ionengehalt der Atmosphäre 1411.
 — — —, tägliche Schwankung 1438.
 Ionenzahl, spezifische 1411.
 Ionenzähler 1411.
 Ionisierung an glühenden Oberflächen („Thermionen“) 1139 f.
 — der Luft durch Elektronenstrahlung der Sonne 1382 f.
 — — —, Nachweis derselben 1410.
 — — —, Ursache 1414 f.
 — durch chemische Reaktionen („Reaktionseffekte“) 1141.
 — — Ionenstoß 1063 f., 1151 f., 1428, 1452.
 — — ultraviolettes Licht 1147.
 — — sekundäre Elektronenstrahlen 1103 f.
 — — Spitzenwirkung 1161, 1428.
 — — zerspritzende Flüssigkeiten 1147.
 — in Flammen 1107 f., 1147 f.

Ionisierungsarbeit 1114.
 Ionisierungsspannung 1153 f.
 Ionisierungsstärke durch Radioaktivität der Luft 1419.
 — — durchdringende Strahlung 1424 f.
 Ionium 1247, 1264.
 Isodynamen 1340, 1350.
 Isogonen 1340, 1350.
 Isoklinen 1340, 1350.
 Isolatoren 121, 124.
 —, Behandlung von 124.
 —, Durchschlagen von 202.
 Iolierschemel 162.
 Isomagnetische Kurven 1339 f.

J.

Jablochkoffkerze 847.
 Jährliche Änderung des Erdmagnetismus 1354.
 — Variationen des Erdmagnetismus 1362.
 Jährlicher Gang der Luftelektrizität 1403.
 „Joule“ (Maßeinheit) 474.
 Joulesches Gesetz 300, 470.
 Jussaröe, erdmagnetische Anomalie 1345.

K.

Kabel 647.
 Kaliumstrahlen 1214.
 Kammlinie, magnetische 1347.
 Kanalstrahlen 1048 f.
 —, Doppler-Stark-Effekt 1054.
 —, elektrische und magnetische Ablenkung 1049 f.
 —, e/m oder spezifische Ladung 1049 f.
 —, Geschwindigkeit 1049 f.
 —, Ladungswechsel 1049 f.
 —, Phosphoreszenz 1049.
 —, Photographische Wirkung 1049.
 —, Positive Ladung 1048 f.
 —, Sekundärstrahlen 1069.
 Kapazität, elektromagnetische Einheit 433, 435.
 —, elektrostatische Einheit 178.
 — einer Kreisscheibe 239.
 — — Kugel 178.
 — eines Elektrometers 255.
 — — Ellipsoides 238.
 — — Kugulkondensators 245.
 — — Plattenkondensators 200, 243, 262.
 — — Zylinders 239.
 — — Zylinderkondensators 246.
 — einfacher Leiter 237.
 — — —, Messung 183.
 — — —, Unabhängigkeit vom Material 145.
 — im Wechselstromkreis 869.
 —, Widerstands- 503.
 Kaskadenbatterie 205 f.
 Kataphoresis 616 f.

- Kathode 340.
 —, Potentialverlauf an der 1014.
 Kathodenfall 1015 f.
 —, anomaler 1017.
 —, normaler 1015.
 Kathodenschichten 1012 f.
 Kathodenstrahlen 1021 f.
 —, Absorption 1031 f., 1064 f.
 —, Deflexion 1026, 1043 f.
 —, Diffusion 1064 f.
 —, Durchdringung von Materie 1031.
 —, Elektrische Ablenkung 1026, 1038.
 —, — Ladung 1035, 1040, 1045.
 —, Elektronentheorie 1036 f., 1041 f.
 —, Elektrostatische Beschleunigung 1046.
 —, Emission 1063.
 —, e/m oder spezifische Ladung 1041 f.
 —, geradlinige Ausbreitung 1022.
 —, Geschwindigkeit 1041 f., 1045 f.
 —, Lenardsches Fenster 1031.
 —, Luminiszenz 1024.
 —, magnetische Ablenkung 1025, 1039.
 —, — Wirkungen 1047.
 —, Photo- 1056 f.
 —, Reflexion 1031, 1064 f.
 —, Salzfärbung 1024.
 —, Sekundärstrahlung 1023, 1064 f.
 —, Steifigkeit 1040.
 —, Wärmewirkung 1022, 1023, 1040, 1045.
 —, Wehneltsche 1033.
 Kathodenzerstäubung 1019 f.
 Kathodolumineszenz 1022, 1024.
 Kette, Volta'sche 339.
 Kilowatt 474.
 Kirchhoffs Sätze (für Stromverzweigung) 444.
 Kleistsche Flasche 190.
 Klemmen 359.
 Klemmspannung 440, 465.
 Knallgaskette 578.
 Koerzitivkraft 5, 718.
 Kohärer 965 f.
 Kohlrauschs Gesetz (der unabhängigen Ionenwanderung) 513.
 Kollektor (für Luftionen) 1390 f.
 —, einer Dynamomaschine 814.
 Kommutator 362.
 Kommutierungskurve 721.
 Kompaß 1297 f., 1351 f.
 Kompensationsapparat 466.
 Kompensationsmethode 464.
 Kondensator 190 f., 197.
 —, Feldverlauf 270.
 —, Kapazität 200, 243.
 —, Normal- 247.
 —, Öl- 195.
 —, Preßgas- 972.
 —, veränderlicher 795 f., 905.
 Kondensationskerne 1131.
 Konstantan 363.
 Kontaktpotentialdifferenz 322, 329, 1195.
 Kontakttheorie (Volta) 317, 344.
 Konvektionsstrom 958 f., 1039, 1450.
 Konzentrationsänderung (durch Elektrolyse) 493.
 Konzentrationselement 539.
 Konzentrationsketten, Theorie der 570 f., 577.
 Koppelung, elektrostatische 928.
 —, induktive 906.
 Koppelungsgrad 776, 906, 907.
 Koppelungsschwingungen 907.
 Kraft, elektrische 230, 241.
 —, magnetische 8.
 —, —, Liniensumme der 632.
 —, magnetomotorische 726.
 —, ponderomotorische auf Stromleiter 651 f.
 Kraftfluß, magnetischer 51 ff., 57.
 Kraftlinien, elektrische 230, 231, 256.
 —, magnetische 9 ff.
 —, — Gleichung der 19.
 —, — Konstruktion der 19.
 —, — einer Spule 634 f.
 —, — eines Stromleiters 372 f., 623 f., 627 f., 633 f.
 Kraftlinienbilder 10.
 Kraftrohren, magnetische 51 ff.
 —, —, Dichte der 52, 255.
 —, —, Gleichgewicht der — — eines Stromleiters 639.
 —, —, Gleichgewicht eines beliebigen Kraftrohrensystems 70.
 —, elektrische 230 f.
 —, —, wandernde 953.
 Krater (der Anode eines Lichtbogens) 844.
 Kreis, magnetischer 725 f.
 Kreisfrequenz (einer Schwingung) 859.
 Kreisstrom, Feld eines 630.
 —, Moment eines 625.
 „Kriechen“ (einer Galvanometernadel) 390.
 Kristalle, ferromagnetische 736.
 Kristallmagnetismus 693, 707.
 Kruppin 363.
 Kugelblitz 1454.
 Kugelfunktionen 1336.
 Kugelkondensator 245.
 Kursk, erdmagnetische Anomalie von 1345.
 Kurzschluß 337.

L.

- Labilität einer elektrischen Strömung 979 f.
 Ladezeit der Kollektoren 1394.
 Ladung, elektrische, der Erde 1389, 1455.
 —, Sitz der elektrischen 142.
 —, Vorzeichen elektrischer Ladungen 131.
 Ladungsdichte, elektrische 241, 255.
 —, räumliche, der Atmosphäre 1406.
 Ladungsteilung 179.

- Ladungsverteilung auf einem Ellipsoid 238.
- Lamellenmagnet 7.
- Landesaufnahme, erdmagnetische 1322, 1334, 1345.
- Laplacesches Gesetz 637.
- Leducceffekt 1201, 1203 f., 1210.
- Legierungen, Leitfähigkeit 413.
- Leidener Flasche 190.
- Leistung des elektrischen Stromes 473.
- Leiter, D. K. metallischer 216, 267.
- erster, zweiter Klasse 318 f., 331.
- und Nichtleiter der Elektrizität 120.
- zweiter Klasse 478.
- Leitfähigkeit, Änderung mit der Höhe 1438 f.
- , Äquivalent- 505.
- der Amalgame 415.
- — Atmosphäre 1435 f.
- — Dielektrika 303.
- — Elektrolyte 501 f.
- — Flammgase 122, 1147 f.
- — Legierungen 413 f.
- — Metalle 408 f., 1174 f.
- — Metalloxyde und -sulfide 415, 537, 1178.
- des Kupferjodürs 1199.
- — menschlichen Körpers 124, 791.
- — Selens 419.
- , Einfluß der Wärme auf die 122.
- geschmolzener Salze 536.
- , luftelektrische 1410 f.
- und Potentialgefälle 1440.
- , spezifische, der Elektrolyte 503.
- Leitfähigkeitswasser 504.
- Leitung, elektrolytische 343, 415, 478 ff., 529.
- Leitungsstrom, vertikaler 1448 f.
- Leitvermögen s. „Leitfähigkeit“.
- Lenardsches Fenster (für Kathodenstrahlen) 1031.
- Lenzsche Regel (für Induktionsströme) 755.
- Lichtdruck 1382.
- Lichtelektrische Zerstreung (in der Atmosphäre 1428.
- Lichtenbergsche Staubfiguren 165, 898.
- Lichtbogen, elektrischer 843 f., 983 f.
- , Charakteristik 845, 983.
- , Erlöschen 982.
- -Hysteresis 988.
- , Lichtausbeute 852.
- , molekulare Vorgänge an der Kathode 1144.
- , oszillierender 914 f., 986 f.
- , Potentialverlauf 984.
- , sprechender 989 f.
- , Wechselstrom- 985.
- , Zündung 981, 984.
- Lichtempfindlichkeit des Selens 421.
- Lichtgeschwindigkeit 400.
- Lichtsäule, positive 999.
- Lichttelephonie 990.
- Liniensumme der magnetischen Kraft 632.
- Löschfunken 909.
- Löslichkeitserniedrigung 526.
- Lösungen, unmagnetische 700.
- Lösungstension, elektrolytische 567.
- Lokalvariometer 1322.
- Luftballon, erdmagnetische Ortsbestimmung 1323.
- , luftelektrische Messungen 1405, 1426.
- Luftelektrischer Vertikalstrom 1448 f.
- — und Erdmagnetismus 1349.
- Luftkondensator 195.
- Luftthermometer, elektrisches 202, 477, 876, 906.

M.

- Mache-Einheit 1263, 1421.
- Magnet 1.
- , Ablenkung durch den Strom 369.
- , Anker 6.
- , Armatur 7.
- , Herstellung 6.
- , hufeisenförmiger 7.
- , Konstitution 32.
- , künstlicher 1.
- , künstliches Altern 6.
- , Lamellen- 7.
- , Molekular- 98.
- , natürlicher 1.
- , permanenter 4, 83.
- Magnetberge 1296.
- Magneteisenstein 1.
- Magnetelektrische Maschinen 809 f.
- Magnetinduktion 753.
- Magnetkies 1.
- Magnetnadel 8.
- Magnetische Achse 40.
- Anziehung und Abstoßung 2, 3, 8, 85, 87, 94, 96.
- Doppelschicht 627.
- Feldstärke 11 f., 111.
- Influenz 87.
- Kraft 8.
- Kraftlinien (s. „Kraftlinien“).
- Legierungen (Heuslersche Bronzen) 736.
- Normallösung 709.
- Permeabilität 80.
- —, reversible 724.
- Pole 2, 15.
- Sättigung 101.
- Schale 627.
- Schirmwirkung 105, 390.
- Streuung 727.
- Stürme 37.
- Suszeptibilität 101, 691, 699 f.

- Magnetische Suszeptibilität, Beziehungen zum periodischen System 710.
 — —, Meßmethoden 699 f.
 — —, reversible 724.
 — —, spezifische 706.
 — —, Zahlenwerte 705 f.
 — Tragkraft 104.
 — Wage, s. „Wage“.
 Magnetischer Kraftfluß 51 ff.
 — Kreis 725 f.
 — Meridian 38.
 — Widerstand 726.
 — Zwangszustand 60.
 Magnetisches Erdfeld 9, 37.
 — Feld 8, 29.
 — — eines elektrischen Stromes 372.
 — —, Energie des magnetischen Feldes 106.
 — —, Etalons des magnetischen Feldes 698.
 — —, Messung von magnetischen Feldern 695 f.
 — Fluidum 29.
 — Magazin 7.
 — Moment 39, 44.
 — Potential 111.
 — Potentialgefälle 111.
 Magnetisierung der Erde 1336, 1385.
 — durch Influenz 3 f.
 —, homogene 88.
 —, Intensität oder Stärke der 37, 102.
 —, normale und abnormale 1338, 1344.
 Magnetisierungsproblem 88 f.
 Magnetisierungszyklus 718.
 Magnetismus 1 ff.
 —, Änderung durch Erschütterungen 5.
 — der Lage 1351.
 —, Dia- 79.
 —, Einfluß der Temperatur 5, 737.
 —, Ferro- 79.
 —, freier 36.
 —, Molekulartheorien des 98, 742 f.
 —, Para- 79.
 —, scheinbarer 78.
 —, spezifischer 708.
 Magnetismusmenge 29.
 Magnetograph 1331.
 Magnetometer, Theorie 1325.
 Magnetomotorische Kraft 726.
 Manganin 363.
 Marconi-Schaltung 969.
 Masse, scheinbare, des magnetischen Feldes 783, 784.
 — —, elektrischer Kraftströme 956 f.
 — — (elektromagnetische), des Elektrons 960 f, 1223 f.
 —, verborgene 784.
 Maßsystem, absolutes magnetisches 31.
 —, cgs, CGS und internationales, siehe „Einheit“.
 Maximalausschalter 825.
 Maxwell-Hertzische Gleichungen 633, 762, 941.
 Maxwellsche Regel (für Induktionsströme) 755.
 — Spannungen s. „Faradaysche Spannungen“.
 Maxwellsches Gesetz (für Induktionsströme) 760.
 Meerwasser, Radioaktivität des 1424.
 Mehrphasenstrom 889 f.
 Menschlicher Körper, Leitfähigkeit des 124, 791.
 Meridian, magnetischer 38, 1296.
 Mikrofarad 435.
 Mikrophon 806.
 Mineralien, ihr Alter aus radioaktiven Daten berechnet 1255, 1259.
 Minimalausschalter 831.
 Mischkristalle 414.
 Mißweisung 38, 1297.
 Mitteilung der Elektrizität 123, 139.
 Mittelleiter (eines Dreileitersystems) 827.
 Mittelwert, effektiver und arithmetischer 863.
 Modelle, mechanische, der magnetischen und elektrischen Erscheinungen 30.
 — —, des elektrischen Stromes 785.
 Molekularmagnet 98.
 Molekularmagnetismus 708.
 Molekulartheorie der Dielektrika 217, 268.
 Molekulartheorien des Magnetismus 98, 742.
 Molekularströme (Ampèresche) 742.
 Moment einer elektrischen Doppelschicht 347.
 —, magnetisches 39, 44, 98.
 — —, der Erde 1336, 1345.
 — —, — — Säkularvariation 1356.
 Multiplikator 375 f.

N.

- Nachstörung 1370.
 Nadel, elektrische 119.
 —, magnetische 8.
 Nadelinklinatorium 1304.
 Nadelpaar, astatisches 376, 394.
 Nahwirkung, magnetische 28 f.
 Nebenschluß für Galvanometer 396, 447.
 Nebenschlußdynamomaschine 817 f.
 Nebenschlußmotor 832, 835.
 Nebenschlußregulator 824.
 Nernsteffekt 1202, 1203 f, 1211.
 Nernstlampe 419.
 Nernstsches Wärmethorem 559.
 Neukurve (magnetische) 719.
 Neutraler Punkt eines Kollektors 819.
 — — eines magnetischen Feldes 21.
 Neutralisation, elektrische 131, 133.

Niederschläge, Eigenelektrizität der fallenden 1442 f.
 —, Radioaktivität der 1445.
 Niederschlagselektrizität, Einfluß auf den Erdstrom 1459.
 —, — — das Potentialgefälle 1443.
 —, Entdeckung 1386, 1442.
 —, Ladung der Volumeinheit 1445.
 —, Messung 1442 f.
 Niveau, elektrisches 180 f., 237.
 Niveaudifferenz 184 f.
 Niveauflächen 109 f., 233.
 Nordlicht, s. „Polarlicht“.
 Nordweisung, Entdeckung 1297, 1354.
 Normalelektrode 575, 576.
 Normalelemente 431, 550 f.
 Normalempfindlichkeit (eines Galvanometers) 399.
 Normalkondensator 247.
 Normallösung, magnetische 709.
 Normalwiderstände 425.

O.

Oberflächendichte, elektrische 241, 255.
 —, —, der Erde 1389.
 Oberflächenleitung, elektrische 121.
 Objektive Ablesung 389.
 Ölkondensator 195.
 „Ohm“ (Maßeinheit) 367, 407.
 — —, absolute Messung 766.
 Ohmsches Gesetz 290, 296, 401, 430, 435, 444.
 — Spannungsdiagramm 439.
 Osmotische Theorie der galvanischen Elemente 560.
 Oszillatorische Entladung 788 f., 896 f.
 Oszillierender Lichtbogen 914 f., 986 f.
 Oszillograph 671.
 —, Glimmlicht- 879, 1013.
 Oxydationskette 581.
 Ozean, Leitfähigkeit, über dem 1437.
 —, luftelektrisches Potentialgefälle über dem 1400.
 —, Radioaktivität der Luft über dem 1417, 1438.
 —, — des Meerwassers 1424.
 —, täglicher Gang der Aktivierungszahl 1417.
 Ozon 1020.

P.

Parallelschaltung 205, 440.
 Paramagnetische Körper, Kraft auf 94.
 Paramagnetismus 79.
 Passivität 611 f.
 Pechblende 1214.
 Peilkompaß 1299.
 Peltiereffekt 1186 f., 1192 f., 1196.

Perlschnurblitz 1454.
 Permeabilität, magnetische 80, 101.
 —, — -reversible 724.
 Petroleum, Radioktivität des 1424.
 Phase (einer Schwingung) 859.
 Phasograph 672.
 Photoeffekt, selektiver 1060.
 Photoelektrischer Strom 1057.
 Photographische Registrierung (erdmagnetische) 1331.
 — — (luftelektrische) 1398.
 Photokathodenstrahlen 1056 f.
 Piezoelektrizität 221.
 Pinne 1299, 1312.
 Pistole, elektrische 163.
 Plasmolyse 517.
 Platinieren 502.
 Platininschwarz 502.
 Plattenkondensator, elektrisches Feld eines 243, 261.
 —, Kapazität eines 200, 243, 262.
 Plattenkorrektur 929.
 Plattenstrom 1458.
 Polarisation, dielektrische 268.
 —, elektrolytische 352, 480, 538 f., 590.
 Polarisationssebene des Lichtes, magnetische Drehung 699.
 Polarisationsstrom bei Erdstrommessungen 1458.
 Polarlicht 1373 f.
 —, Elektronentheorie des 1377 f.
 —, Lichtstärke 1376.
 — -dunst 1375.
 Polarlichtformen 1374, 1375.
 Polarlichtstrahlen 1377 f.
 Pole, erdmagnetische, Begriff 1336, 1340.
 —, —, Lage im Jahre 1830 1336.
 —, —, säkulare Wanderung 1357.
 —, —, der täglichen Variation 1368.
 —, entmagnetisierende Wirkung der 92.
 —, magnetische 2, 15, 48 f.
 Polonium 1215.
 — gleich Ra F 1236.
 Polpaar 39.
 —, äquivalentes 49.
 Polrichtung der Influenzmaschine 157.
 Polschuhe 7.
 Polstärke 21, 31.
 Ponderomotorische Kraft (auf Stromleiter) 651 f.
 — —, Einfluß des Mediums 664.
 Positive Elektrizität 120.
 Potential, elektrisches 180, 234, 237.
 —, —, eines Leiters auf sich selbst 252.
 —, erdelektrisches 1389.
 —, magnetisches 111.
 —, —, eines Stromkreises 627.
 — des Erdmagnetismus 1335.
 Potentialdifferenz 236.

Potentialgefälle 211, 244, 293.
 — (Luftelektrisches), Änderung mit der Höhe 1404 f.
 — —, Messung 1390 f.
 — —, Reduktion auf die Ebene 1391.
 — — und Niederschlagselektrizität 1443.
 — —, Variationen 1400 f.
 — —, Werte 1399.
 — —, Witterungseinflüsse 1439 f.
 Potentialverlauf im Glimmlicht 1005 f.
 Potsdam, absolute Werte und säkulare Variation des Erdmagnetismus 1358.
 —, Basis der magnetischen Aufnahme des Deutschen Reichs 1350.
 —, Konstanz der Ablenkungsfunktion 1319.
 —, Leitfähigkeit der Luft 1435 f.
 —, luftelektrisches Potentialgefälle 1399.
 —, maximale Amplitude magnetischer Störungen 1372.
 —, Messung der Niederschlagselektrizität 1443.
 —, Registrierung der Elementarwellen 1361.
 —, tägliche Variation des Erdmagnetismus in 1362.
 Poulsenlampe 917 f.
 Präzisionswiderstände 424.
 Preßgaskondensator 972.
 Probekugel-, Probescheibe 142.
 Probenadel 8.
 Pufferbatterie 829.
 Pulsierender Strom 811.
 Pyroelektrizität 219 f.

Q.

Quadrantenelektrometer 277, 437, 1396, 1398.
 Quadrifilarmagnetometer 1330.
 Quarzlampe 851.
 Quasistationärer Zustand 785.
 Quecksilberbogenlampe 851.
 Quecksilberkontakt 360.
 Quelle (des Kraftflusses) 54.
 Quellenfreiheit 54, 59, 83.
 Quellsedimente, Radioaktivität derselben 1420 f.

R.

Radioaktive Schwankungen 1272.
 — Substanzen, ihre Beziehung zum Helium und Blei 1253 f.
 — —, Wärmeentwicklung durch 1242 f.
 — Umwandlung 1215, 1229 f, 1236 f.
 — Zerfallsreihen 1286.
 Radioaktiver Niederschlag 1231, 1240, 1269.
 — Rückstoß 1269 f.
 — Zerfall, verzweigter 1270 f.

Radioaktives Gleichgewicht 1234 f, 1237.
 — —, Strahlung im Gleichgewichtszustand 1239.
 Radioaktivität 1213 ff., 1215.
 — als Mittel zur Berechnung des Alters der Mineralien 1255, 1259.
 — der Bestandteile der Erdrinde 1420 f.
 —, desgl. als Quelle der elektrischen Erdladung 1456.
 — der Bodenluft 1416.
 — — Luft 1416 f.
 — — Niederschläge 1445.
 Radioblei 1215.
 Radioelemente 1233.
 —, vergleichende Tabelle 1285.
 —, Stellung im periodischen System 1285 f.
 —, Wertigkeit 1288.
 Radium 1215.
 —, aktiver Niederschlag 1231, 1240.
 —, chemische und physikalische Eigenschaften 1244 f., 1286.
 —, Abstammung 1245 f., 1286.
 —, Lebensdauer 1245 f., 1286.
 —-A 1234, 1238, 1241, 1251, 1286.
 —-B 1241, 1286.
 —-C 1234, 1238, 1251, 1286.
 —-C₁ 1271, 1286.
 —-C₂ 1271, 1286.
 —-C' 1242, 1264, 1286.
 —-D 1271, 1274, 1282, 1286.
 —-E 1274, 1282, 1286.
 —-F (gleich Polonium) 1236, 1251, 1286.
 Radiumemanation 1216, 1230, 1286.
 —, Eigenschaften 1247 f.
 —, Heliumbildung 1216.
 —, Kondensation durch Kälte 1231, 1234.
 Radiumstandard 1245.
 Radiumuhr 1222.
 Randkorrektur (eines Kondensators) 244.
 Reduktionsfaktor (einer Tangentenbussole) 386.
 Reduktionskette 581.
 Regen und Regenarten, Einfluß auf die Luftelektrizität 1443 f., 1450.
 Regulierwiderstand 363 f.
 Reibung, Elektrisierung durch 118 f., 131.
 Reibungs-Elektrisierungsmaschine 151.
 Reihenschaltung 205, 441.
 Relais 647.
 Relativitätstheorie 785, 957, 1225 f.
 Relaxationszeit 311.
 Remanenz (magnetische) 4, 718.
 Replenisher 150, 279.
 Repulsionsmotor 894.
 Resonanz bei elektrischen Schwingungen 900 f, 923 f.
 —, Wechselstrom- 872 f.
 Resonanztransformator 884.
 Restladung (-spannung) 204, 997.
 Reststrom 483, 602.

- Retortenkohle 354.
 Rheostat 363, 427.
 Richtkraft des Erdmagnetismus 1296, 1308.
 Richtmagnet 390.
 Röhre, Geisslersche 1003.
 Röhrenkorrektur (am Lecherschen Drahtsystem) 926.
 Röntgenstrahlen 1069 f.
 —, Absorption 1070, 1084 f., 1091.
 —, Biegung 1105 f.
 —, diffuse Zerstreung 1071, 1084 f., 1090.
 —, Energie 1078 f.
 —, entladende Wirkung 1072.
 —, Emission 1074, 1079.
 —, Fluoreszenzstrahlung (homogene Sekundärstrahlung) 1093 f.
 —, „Härtegrad“ 1074.
 —, Härteskalen 1077.
 —, Impulsbreite 1082, 1088.
 —, Interferenz 1105 f.
 —, Lumineszenz 1070 f.
 —, photographische Wirkung 1071.
 —, physiologische Wirkung 1077.
 —, Polarisation 1084 f., 1089.
 —, räumliche Intensitätsverteilung 1083, 1088, 1089.
 —, sekundäre 1084.
 —, Spiegelung 1105 f.
 —, Technik Erzeugung 1075 f.
 —, Wiechert-Stokessche Bremsstheorie der 1080 f., 1087 f.
 Rotation im elektrischen Felde 313.
 Rotationsapparate, elektromagnetische 673 f.
 Rotationsmagnetismus 766.
 Rotor 817, 855.
 Rouleau, elektrisches 148.
 Rubidiumstrahlen 1214.
 Rückstand (elektrischer) 195, 204, 271, 306, 312.
 Rückstoß, radioaktiver 1269 f.
 — als Mittel radioaktiver Analyse 1270 f.
 Rückstoßstrahlen 1270 f.
 Ruhmkorffscher Funkeninduktor 793 f.
- S.**
- Säkulare Variation 1353.
 Sättigung, magnetische 101, 713.
 —, mangelhafte 1265.
 Sättigungsstrom 1057, 1078, 1109, 1111 f.
 Säule, Voltasche 333.
 —, trockene 336.
 Schale, magnetische 627.
 Schaltungsart galvanischer Elemente 356, 440.
 Scherungsfaktor 714.
 Schichten im positiven Glimmlicht 1000, 1010.
 — an der Kathode 1012.
 Schiebewiderstand 365.
 Schiffskompaß 1299, 1351.
 Schiffsmagnetismus 1351.
 Schirmwirkung, magnetische 105, 390.
 —, elektrische 145.
 Schlag, elektrischer 204.
 Schlagweite elektrischer Funken 992 f.
 Schlömilchzelle 973.
 Schlußjoch 729.
 Schnee, Lufterlektrische Wirkung 1444, 1450.
 Schneedecke, lufterlektrischer Einfluß 1445.
 Schönwetterelektrizität 1400, 1442.
 Schutzringkondensator 275.
 Schwankung (einer Schwingung) 861.
 Schwebungen (elektrischer Schwingungen) 907.
 Schweißung, elektrische 883.
 Schwingungen, aperiodische 791.
 —, elektrische 788 f., 896 f.
 —, — in Drahtspulen 932 f.
 —, — stehende in Drähten 928 f., 934 f.
 —, — ungedämpfte 914 f.
 Schwingungsdauer 859.
 Schwingungskonstante 1320.
 Segment, dunkles 1374.
 Seibtsche Spule 933.
 Selbstinduktion 769.
 Selbstinduktionskoeffizient oder Selbstinduktivität 773, 776 f.
 Selen, Leitfähigkeit des 419.
 Selenzelle 421.
 Senke (des Kraftflusses) 54.
 Serienschaltung 205, 441.
 Shunt 448.
 Sicherung (Schmelz-) 825, 828.
 Sicherheitsvorschriften (d. Verb. D. Elektrotechn.) 827.
 Siemenseinheit 405.
 Sinusschwingungen 858 f.
 —, Amplitude 858.
 —, arithmetischer Mittelwert 863.
 —, effektiver Mittelwert 863.
 —, Kreisfrequenz 859.
 —, Phase 859.
 —, Schwankung 861.
 —, Schwingungsdauer oder Periode 858.
 —, Vektordarstellung 860.
 —, Zeitmittel 862.
 —, Zeitsumme 862.
 —, Zusammensetzung 860.
 Skalenwert 1324, 1327.
 Solenoid 634.
 Sommertypus der lufterlektrischen Variation 1401.
 Sonden 1005.
 Sonne, Elektronenstrahlung der 1381 f., 1463.
 Sonnenfinsternis, Einfluß auf den Erdmagnetismus 1370.

- Sonnenstrahlung und luftelektrische Zerstreuung 1433.
 —, ultraviolette 1382, 1428.
 Sonnentätigkeit und Erdmagnetismus 1372 f.
 Spannung, elektrische 180.
 Spannungen, Maxwellsche 661.
 Spannungsdiagramm, Ohmsches 439.
 Spannungsgefälle 293, 436.
 Spannungsgesetz (Voltasches) 328.
 Spannungsmessung, galvanometrische 448, 449.
 Spannungsreihe (Voltasche) 328.
 — (f. Reibungselektrizität) 133.
 Spektrum des Polarlichts 1377.
 — — Radiums 1244.
 — der Ra-Emanation 1249.
 —, magnetisches, der β -Strahlen 1272 f.
 Spezifischer Widerstand 292, 404, 408.
 Spezifisches Leitvermögen 503.
 Spiegelablesung 47, 389.
 Spitzenstrom 148, 150, 164, 1001.
 —, Ionen im 1161, 1428.
 Spritzkollektor 1394.
 Stahlmagnete 4 f.
 Stator 855.
 Staubfiguren, Lichtenbergsche 165, 898.
 Steighöhenmethode nach Quincke 693, 696.
 Sternschaltung (für Drehstrom) 893.
 Stöpselwiderstand 427.
 Störungen, erdmagnetische, äquatorielle 1370.
 —, —, Ausbruch 1369, 1384.
 —, —, Begriff 1368 f.
 —, —, Einfluß auf die Säkularvariation 1356.
 —, —, elfjährige Periode 1371.
 —, —, polare 1370.
 —, —, Richtung des ersten Stoßes 1370.
 —, —, Schwankungen der Häufigkeit 1371.
 —, —, Typen 1370.
 —, — und Erdstrom 1460.
 Störungsvektor 1347.
 Stoßregung (elektrischer Schwingungen) 907 f., 914.
 Strahlen, elektrische 977, 1021 ff.
 α -Strahlen 1215, 1217.
 —, absolute Ladung 1251 f.
 —, Absorption 1217.
 —, Analogie mit Kanalstrahlen 1221.
 —, Bremsvermögen 1258.
 —, ein α -Teilchen für jedes zerfallende Atom 1239.
 —, elektrische Ablenkung 1221.
 —, — Ladung 1221.
 —-Elektroskop 1228.
 —, gesamte Ionisierung 1262.
 —, Geschwindigkeit 1251 f.
 —, Luftäquivalent 1257.
 α -Strahlen, Lumineszenzwirkung 1218.
 —, magnetische Ablenkung 1219 f.
 —, Reichweite 1220, 1229, 1255 f., 1259.
 — — und Lebensdauer 1263 f.
 —, Sichtbarmachung des Weges 1265 f.
 — sind geladene He-Atome 1216, 1252.
 —, spezifische Ladung 1251 f.
 —, Streuung 1267 f.
 —, α -Substanz oder α -Strahler 1242.
 —, Szintillation 1218, 1229.
 —, Wärmeentwicklung 1243, 1252.
 β -Strahlen 1215, 1217.
 —, Absorption 1217.
 —, Durchgang durch Materie 1275 f.
 —, elektrische Ablenkung 1221.
 — — Ladung 1221.
 — -Elektroskop 1220.
 —, Emission homogener Gruppen 1272 f.
 —, — und Umwandlung 1242.
 —, Geschwindigkeit 1223 f.
 —, Lumineszenzwirkung 1218.
 —, magnetische Ablenkung 1220.
 —, magnetisches Spektrum 1273.
 —, Reflexion 1278.
 —, sekundäre 1284.
 — sind Elektronen 1216, 1221.
 —, spezifische Ladung 1223 f.
 —, β -(γ -)Substanz oder β -(γ -)Strahler 1242.
 —, Wärmeentwicklung 1243.
 γ -Strahlen 1215.
 —, Absorption 1218, 1282.
 —, Emission 1282 f.
 —, Ionisation der Dielektrika 1283.
 — — — Luft 1283.
 —, Natur 1221, 1242, 1284.
 —, sekundäre 1285.
 — sind unablenkbar 1221.
 —, Streuung 1283.
 —, Wirkung auf das Auge 1218.
 — — — die menschlichen Gewebe 1218.
 δ -Strahlen 1223, 1285.
 Strahlende Materie 1037.
 Strahlungsdämpfung 902.
 Streuung, magnetische 727.
 Struktionsstrahlen 1054 f.
 Strömung, selbständige 977.
 —, unselbständige 977.
 Strömungsstrom 618.
 Strömungszustand, labiler 979 f.
 Strom, elektrischer 286, 369.
 —, Konvektions- 958 f.
 —, photoelektrischer 1057.
 —, Polarisations- (in Dielektriken) 960.
 —, Magnetfeld des Stromes 372.
 —, ungeschlossener 940.
 —, Verschiebungs- 939.
 Stromarbeit 474.
 Stromdichte 296.
 Stromeffekt 473.
 Stromeinheit s. „Einheit“.

Stromeinheit, Verhältnis der elektro-
statischen zur elektromagnetischen 399.
Stromempfindlichkeit eines Galvanometers
444.
Stromkreis 623.
—, Moment eines 626.
Stromleiter, Kräfte zwischen 678 f.
Strommesser, elektromagnetische 649 f.
Stromrichtung 290.
Stromstärke 297, 380.
Stromverdrängung (= Hauteffekt) 778,
903.
Stromverzweigung 444.
Stromwender 362.
Südlichtpol 1374.
Südpolarexpedition, deutsche 1318, 1322,
1323, 1335.
—, englische 1358.
Südweiser 1298.
Summerumformer 857.
Superposition der Felder 18.
Suszeptibilität, magnetische 102, 691, 699 f.
—, — Beziehung zum periodischen System
710.
—, — Meßmethoden 699 f.
—, — reversible 724.
—, — spezifische 706.
—, — Zahlenwerte 705 f.
Synchronmotor 895.
Synodische Rotationszeit der Sonne und
Erdmagnetismus 1371, 1373.
Synchronrekorder 648.

T.

Tägliche Variation des Erdmagnetismus
1362.
Tangentenbusssole 379.
Tauchbatterie 355.
Telegraph 644 f.
Telegraphie, drahtlose 963 f.
Telephon 803 f.
Telephonie, drahtlose 976.
Temperaturkoeffizient des Widerstandes
410.
Terrestrische isomagnetische Linien 1339,
1344, 1345.
Tesla-Transformator 909.
Theodolit, magnetischer 1311 f.
Thermochemisches Verhalten der Elektro-
lyte 520.
Thermodetektor 972.
Thermodynamik, Berechnung der EMK
mittels der 540.
—, erster Hauptsatz 540.
—, zweiter Hauptsatz 543.
Thermoelektrische Kraft 1182, 1197.
— Wechselwirkungen 1171 ff.
Thermoelektrizität 1178 f.
Thermoelemente 1179.

Thermomagnetische Effekte 1199 ff.
Thermopenetration 920.
Thermoresonator 945.
Thermosäulen 1179, 1184 f.
Thomson'sche Formel (für die Dauer
einer elektrischen Schwingung) 790,
897.
— Regel 541, 545.
Thomson-Effekt (-Wärme) 1175, 1188 f.,
1192 f., 1197.
Thorium, aktiver Niederschlag 1231.
—, Aktivität 1214.
—, Meso- 1216, 1234.
—, Meso- I 1265, 1286.
—, Meso- II 1286.
—, Radio- 1234.
—-A 1265.
—-B 1286.
—-C 1251, 1264.
—-C' 1264.
—-X 1234 f.
Thoriumemanation 1229 f., 1251.
Thoriumstrahlen 1214.
Tischklemmen 360.
Tonzelle 352.
Totalintensität des Erdmagnetismus, Be-
griff 1309.
— — —, Messung 1317.
Trägheit der Energie 957.
Tragkraft, magnetische 104.
Transformator (für Wechselstrom) 881 f.
—, Hochfrequenz- (Tesla-) 909.
—, Resonanz- 884.
—, Theorie des 885.
Transformatorblech 769.
Transformieren 792.
Trockenelement 355.
Tropfelektrode 588.
Tropfenduplikator 160.
Tropfkollektor 1393.

U.

Überführungszahl 498.
Übersetzungsverhältnis (eines Transfor-
mators) 881, 886.
Überspannung 609 f.
Uhr, elektrische 648.
Ultraviolette Strahlung 991, 1056 f., 1107,
1382.
Umschalter 362.
Umwandlungstheorie 1215, 1229 f., 1236 f.
Umwegröhre nach Hittorf 1018.
Uniflarmagnetometer 1323.
Unipolarität des luftelektrischen Vertikal-
stroms 1449.
— der Zerstreung 1410, 1430, 1433.
— in der Wanderungsgeschwindigkeit
1438.
Unitarische Theorie der Elektrizität 135.

Universalgalvanometer 460.
 Universalmagnetometer 1322.
 Unmagnetische Lösungen 700.
 Unpolarisierbare Elektroden 472.
 Unterbrecher, selbsttätiger 649, 798 f.
 — für Funkeninduktoren 798 f.
 — nach Wehnelt 801.
 Uran I und Uran II 1246, 1264, 1286.
 Uranradiumreihe 1245 f., 1254, 1286.
 Uranstrahlen 1214.
 —, ionisierende Wirkung 1217.
 —, photographische Wirkung 1216.
 Uran-X 1236.

V.

Variationen, Charakter magnetischer 1369.
 —, das Kraftfeld der täglichen — des Erdmagnetismus 1365 f.
 — der Deklination, Messung 1323.
 — — Horizontalintensität, Messung 1325.
 — — Störungshäufigkeit 1371.
 — — Vertikalintensität, Messung 1329.
 — des Erdstromes 1459.
 — — luftelektrischen Potentialgefälles 1399 f.
 — — Potentialgefälles und luftelektrischen Leitfähigkeit 1440.
 —, Energieinhalt der 1369.
 —, Energiequelle der 1383.
 —, innerer Aufbau 1360, 1383.
 —, jährliche, der Leitfähigkeit 1437.
 —, —, des Erdmagnetismus 1365 f.
 —, —, — täglichen Ganges 1362.
 —, säkulare 1353, 1383.
 —, tägliche, der Leitfähigkeit 1436.
 —, —, durchdringenden Strahlung 1426.
 —, —, — Luftelektrizität 1400.
 —, —, — Unipolarität 1433.
 —, —, — Wanderungsgeschwindigkeit 1438.
 —, —, — Zerstreuung 1431.
 —, —, des Erdmagnetismus 1362 f.
 —, —, — Ionengehalts 1438.
 —, —, — vertikalen Leitungsstromes 1449.
 —, —, und Sonnenfleckenrelativzahl 1372.
 —, Theorie der 1339, 1365.
 Variationsformeln 1332, 1347.
 Variometer für örtliche Variationen 1322.
 — — zeitliche Variationen 1323 f.
 Vektordarstellung von Schwingungen 860.
 Vektoren, erdmagnetische 1333, 1347.
 Ventilröhre 1019.
 Ventilzelle (Gleichrichter) 614.
 Verbundmaschine 818.
 —, Charakteristik 824.
 Verdünnungsgesetz, Ostwaldsches 522 f.
 Verschiebung (elektrische) s. „Erregung“.
 Verschiebungsstrom 939, 960.
 Verteilung, elektrische 136.

Verteilungsproblem, elektrisches 237, 248.
 Vertikalintensität des Erdmagnetismus, Begriff 1309.
 — — —, Messung 1317, 1321.
 Vertikalstrom und erdmagnetisches Feld 1348.
 — — luftelektrisches Feld 1448.
 Verzögerung (einer Entladung) 304 f., 1160.
 Verzweigung (radioaktiver Zerfallreihen) 1270 f.
 Vibrationsgalvanometer 879.
 „Volt“ 430.
 Voltainduktion 750 f.
 Voltameter 484 f.
 Voltampere 473.
 Voltasche Kette 339.
 — Kontakttheorie 344, 317.
 — Säule 333.
 — Versuche, chemische Theorie der 345.
 Voltasches Element 333.
 — Spannungsgesetz 328.
 Voltcoulomb 474.
 Voltmeter 449, 649 f.
 —, elektrostatisches 283 f.
 Vorschaltwiderstand 449.

W.

Wärme, Dissoziations- 522, 530.
 Wärmeentwicklung durch radioaktive Substanzen 1242 f., 1252.
 — — den elektrischen Strom 299, 470, 474.
 Wärmethorem, Nernstsches 559.
 Wärmetönung 345.
 Wage, elektrostatische 276.
 —, magnetische, von du Bois 730.
 —, —, — Lloyd 1329.
 —, —, — Toepler 1316.
 —, —, — Watson 1330.
 Wagnerscher Hammer 649.
 Wahre Elektrizität 256.
 Walzenbrücke 457.
 Walzenwiderstand 365.
 Wandern des Galvanometers 391.
 Wanderung der Ionen 493.
 Wanderungsgeschwindigkeit 509 f.
 —, täglicher Gang 1438.
 Wasser, Radioaktivität 1423.
 —, Dissoziation 528.
 —, Leitfähigkeit des reinen 528.
 — -Zersetzung 609 f.
 Wasserfallelektrizität 1147, 1428.
 Wasserinfluenzmaschine 160.
 „Watt“ (Maßeinheit) 473.
 Wechselstrom 763, 853 f.
 —, Erzeugung 854 f.
 —, Frequenzmesser 880.
 —, mehrphasiger 889 f.
 —, Meßinstrumente 875.

- Wechselstromgleichrichter 876, 888 f.
 Wechselstromkreis, einfacher 865 f.
 — mit Induktivität 866.
 — — Induktivität und Kapazität 870.
 — — Kapazität 869.
 Wechselstrommotor 894 f.
 Wechselstromresonanz 872.
 Wechselstromtransformator 881 f.
 Wehnelt-Unterbrecher 801.
 Weicheiseninstrumente 650.
 Wellen, elektrische in Drähten 920 f.
 —, — — Dielektriken 938 f., 941 f., 944 f.
 —, —, Absorption 937.
 —, —, Brechung 949.
 —, —, Doppelbrechung 952.
 —, —, Geschwindigkeit in Luft 948.
 —, —, Interferenz 950.
 —, —, Optik 948.
 —, —, Polarisierung 943, 951.
 —, —, Reflexion 946, 949.
 —, —, stehende in Drähten 928 f.
 —, — — — Luft 950.
 Wellenmesser 905 f.
 Weltbild, elektromagnetisches 785.
 Wendepole 820.
 Westonelement 432, 551.
 Wheatstonesche Brücke 454, 502.
 Wickelung, biflare 397, 425.
 Widerstand, Abhängigkeit von der Licht-
 stärke 422.
 —, äußerer 344, 440.
 —, Einheit 505 f.
 —, innerer 344, 440.
 —, magnetischer 726.
 —, Normal- 425.
 —, Präzisions- 424.
 —, Regulier-, Konstruktionsformen 363 f.
 —, spezifischer 292, 404, 408.
 —, Stöpsel- 427.
 —, Temperaturkoeffizient 410.
 — verzweigter Leitungen 446.
 —, Vorschalt- 449.
 Widerstandskapazität 503.
 Widerstandslinie 980.
 Wiedemann und Franz'sches Gesetz
 1172 f.
 Wind, elektrischer 150, 164.
 Windungsfläche 763.
 Wintertypus des luftelektrischen Poten-
 tialgefälles 1401.
 Wippe 363.
 Wirbelfreiheit der magnetischen Kraft-
 röhren 84, 632.
 Wirbelströme 769.
 Wirkungsquantum, Plancksches 1059,
 1290.
 Wismutspirale 695.
 Witterung, Einfluß auf die luftelektrische
 Zerstreuung 1429 f.
 —, — — das luftelektrische Potential-
 gefälle 1439 f.
 —, — — die durchdringende Strahlung
 1427.
 —, — — — Leitfähigkeit 1438.
 —, — — den Erdstrom 1462.
 Wolken, luftelektrischer Einfluß der 1441,
 1442, 1444.

X.

X-Strahlen s. Röntgenstrahlen.

Z.

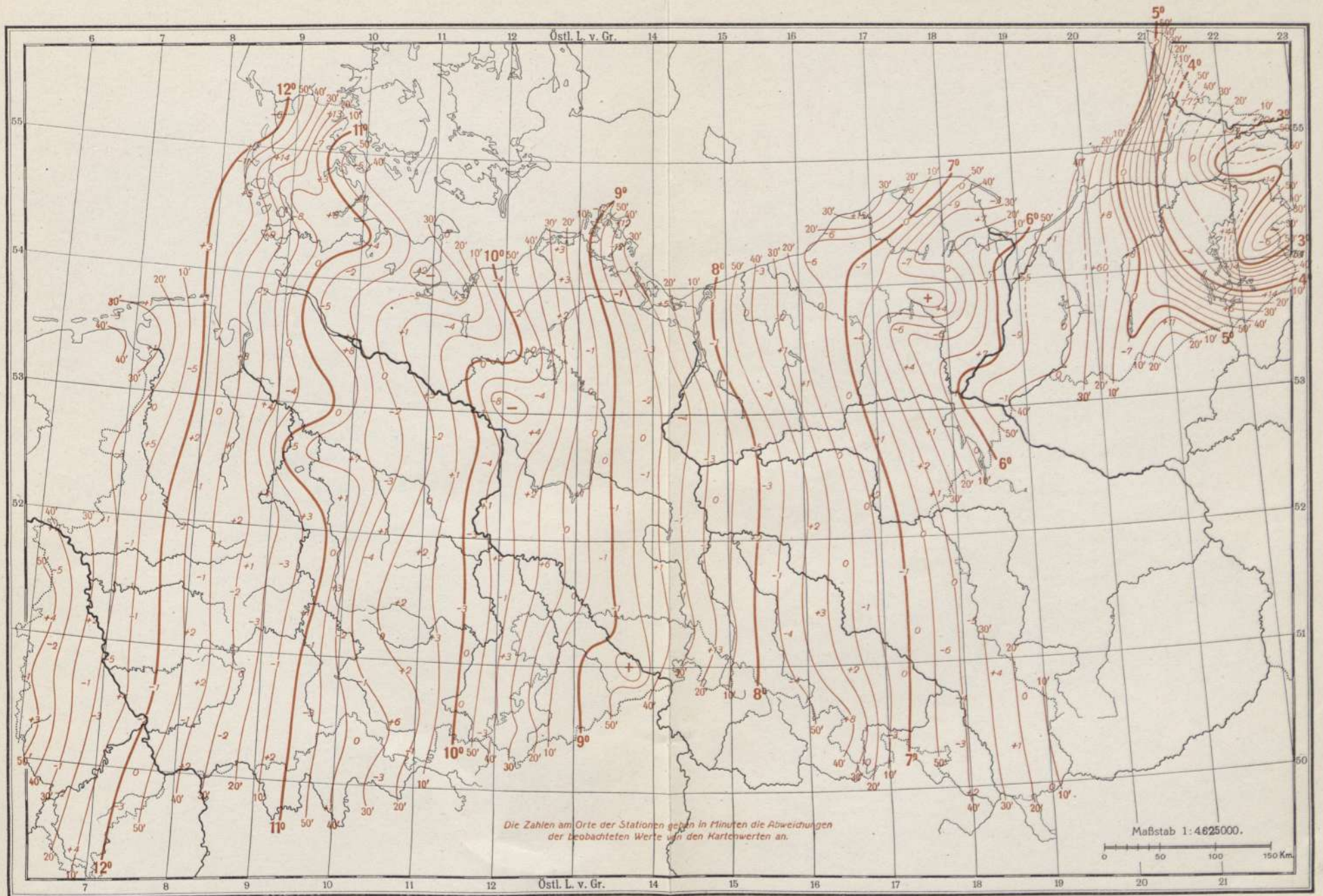
- Zähler für Ströme und Leistungen 490,
 838 f.
 Zeitmarkierung, elektrische 648.
 Zeitsumme eines Stromes 762, 764.
 — einer Schwingung 762.
 Zeitmittel einer Schwingung 862.
 Zelle, galvanische 339.
 —, Selen- 421.
 —, photoelektrische 1060.
 Zellschalter 830.
 Zentralstation 824, 826.
 Zerfallskonstante (radioaktiver Substan-
 zen) 1237.
 Zersetzungsspannung 599 f.
 Zerstreuung, luftelektrische 1406 f. und
 1429 f.
 —, lichtelektrische 1056 f., 1428.
 Zerstreuungskoeffizient 1408.
 Zone größter Polarlichthäufigkeit 1373,
 1380.
 —, indifferente 2.
 Zündspannung 916.
 Zündung des Lichtbogens 981.
 Zweiphasenstrom 889.

Druckfehler und Ergänzungen.

- Seite 49, Zeile 4 von oben statt $m'x'$, lies: $2m'x'$.
- „ 59, „ 15 „ unten „ leich, „ gleich.
- „ 70, „ 4 „ „ „ unter bis eintreten, lies: die Winkel α , β , γ mit den drei Achsen bilden.
- „ 71, „ 4 „ oben „ stehen, lies: stehen und außerdem die Winkel β und γ mit der y - und z -Achse bilden.
- „ 73, „ 3 „ „ „ (15) bis (17), lies: (16) bis (18).
- „ 84, Absatz 4 ist zu streichen.
- „ 87, Zeile 8 von oben statt § 33, lies: § 38.
- „ 88, „ 26 „ „ „ Den, „ Denn.
- „ 90, „ 11 „ unten „ Stetigkeit des, lies: Stetigkeit der.
- „ 91, „ 6 „ oben „ B , lies: B'' .
- „ 106, Im Nenner von Gleichung (2), lies: $\frac{2}{3}u + \frac{1}{3}$.
- „ 187, Zeile 19 von oben statt Freie, lies: Freien.
- „ 230, „ 4 „ unten „ e' , lies: e .
- „ 255, „ 10 „ oben „ daß, lies: das.
- „ 278, Zu Gleichung (1) füge die Anmerkung: Über Abweichungen von dieser Gleichung siehe Orlich, Zeitschr. f. Instrkde. **23**, 97 (1903).
- „ 408, Zeile 7 von oben statt internationale, lies: reichsgesetzliche (vom 1. Juni 1908).
- „ 408, „ 9 „ „ „ 1,063, lies: 1,06300.
- „ 408, „ 21 „ „ „ ist übereingekommen, lies: hat bestimmt, daß
- „ 408, „ 22 „ „ „ 1,118, lies: 1,11800.
- „ 416, Zeile 4 und 5 von oben sind zu ersetzen durch: Pulver unter starkem Druck in Stangen zu pressen ist, wie Verfasser selbst bemerkt, nur zu relativen Vergleichen geeignet. Für absolute Messungen brauchbar scheint nur die Herstellung
- „ 441, Gleichung (19) statt bn/w , lies: bw/n .
- „ 469, Abschnitt 3 ist von den Worten „Dieser Wert soll“ an zu streichen.
- „ 487, Zeile 1 von unten statt A. Spies, lies: P. Spies.
- „ 494, Fig. 471, vertausche die Bezeichnungen: Anode und Kathode.
- „ 510, Zeile 6 von unten statt SbN, lies: SCN.
- „ 510, „ 5 „ „ „ H_3 , lies: H_2 .
- „ 519, „ 9 „ oben „ Anoden, lies: Anionen.
- „ 527, „ 13 „ „ „ α , lies: α_0 .
- „ 527, „ 25 „ „ „ x , „ x .
- „ 548, „ 21 „ „ „ § 183, lies: § 184.
- „ 565, „ 9 „ unten „ Literatmosphäre, lies: $\frac{\text{Literatmosphäre}}{\text{Celsiusgrad}}$.
- „ 565, „ 3 „ „ „ 0,000 980 6, lies: 0,000 098 06.
- „ 565, „ 1 „ „ „ Volt, lies: $\frac{\text{Volt}}{\text{Celsiusgrad}}$.
- „ 570, Im Nenner der zweit- und drittletzten Gleichung lies: $l_K + l_A$.
- „ 597, Zeile 2 von unten ist das Wort „nicht“ zu streichen.
- „ 602, Tabelle: Sämtliche Vorzeichen sind nach neuerer Vereinbarung umzukehren, also $Zn = -0,770$ usw. Die Zahlen geben dann den Ladungssinn des Metalles gegen eine Normallösung seiner Ionen an.

- Seite 614, Zeile 6 von unten statt R , lies: Q .
- " 641, " 11 " " " $H^2 8\pi$, lies: $H^2/8\pi$.
- " 700, " 17 " unten " (1), lies: (4).
- " 735, Fig. 667 statt 1000 und 2000, lies: 500 und 1000.
- " 784, Zeile 11 von unten statt Fadungen, lies Ladungen.
- " 785, Anmerkung 3 statt Lorentz, Jubelband, lies: Lorentz-Jubelband.
- " 791, Zeile 15 von oben statt $\cos 2\pi t/T$, lies: $\cos 4\pi t/T$.
- " 799, " 5 " unten " Kontaktsücke, lies: Kontaktstücke.
- " 807, " 20 " oben " δW , lies: δw .
- " 819, " 4 " " " der neutralen Zone, lies: den neutralen Punkten.
- " 850, " 1 " unten " 557, lies: 575.
- " 855, " 7 " " " 50 Sekunden, lies: 50 pro Sekunde.
- " 863, " 3 " oben " $J/\sqrt{2}$, lies: $J \cdot \sqrt{2}$.
- " 886, " 11 " " " (37), lies: (34).
- " 886, Gleichung (5) statt $g = \mathcal{G} \cos \omega t$, lies: $g = -\mathcal{G} \cos \omega t = \mathcal{G} \sin(\omega t - \pi/2)$.
- " 893, Zeile 4 von oben statt des Vektordiagramms, lies: das Vektordiagramm.
- " 942, " 15 " unten " D_1 , lies: L_1 .
- " 957, Anmerkung statt "Die Relativtheorie", lies: "Das Relativitätsprinzip".
- " 1010, Zeile 1 von oben ergänze durch Zitat: Bericht Seeliger, Jahrb. d. Rad. 7, 528 (1910).
- " 1012, " 26 " " " statt Clücker, lies: Plücker.
- " 1022, " 1 " " " 988a, lies: 986a.
- " 1042, " 12 " " " hinter das Wort: "Influenzmaschine" schiebe ein: "oder Akkumulatorenbatterie".
- " 1047, " 18 " " " statt 320, lies: 321.
- " 1063, " 4 " unten (Anm.) statt 1313, lies: 1913.
- " 1068, " 3 u. 2 von unten, lies: Kurve II bildet die Fortsetzung von Kurve I nach rechts in verkleinertem Abszissenmaßstab.
- " 1069, Figur, füge ein: $p = 760$ mm.
- " 1085, Zeile 5 von unten, vor "Maßstab" schiebe ein: "richtigen".
- " 1105, Anm. (1) ergänze: Experimentelle Bestätigung durch Moseley, Phil. Mag. (6) 26, 1024 (1913); 27, 703 (1914).
- " 1116, Zeile 2 von oben statt xy , lies: yz .
- " 1117, Gleichung (8) muß lauten: $x = e(k_1 + k_2) \sqrt{q/\beta}$.
- " 1117, Gleichung (9) und folgende vier Zeilen statt x , lies: X .
- " 1125, Zeile 8 von oben statt Originalarbeit, lies: Originalarbeiten.
- " 1157, "Ionisierungsspannung" betreffend: Schlußfolgerungen sind zu modifizieren wegen der Arbeiten von Franck u. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. 15 u. 16.
- " 1190, Zeile 6 von oben statt Temperaturdifferenz, lies: Temperatur.
- " 1191, " 14 " unten " $(\sigma_A - \sigma_B)/\theta$, lies: $(\sigma_A - \sigma_B)$.
- " 1198, " 4 " oben " (5), lies: (6).
- " 1203, " 1 " unten " Wi, " Ni.
- " 1205, " 8 " " " aus, " am.
- " 1252, " 13 " oben " gleichseitige, lies: gleichzeitige.
- " 1257, " 7 " unten " Gewicht pro Quadratcentimeter, lies: Schichtdicke.
- " 1261, " 4 " " " 1156, lies: 1155.
- " 1262, " 7 " oben " <, " >.
- " 1262, " 10 " unten " 1156, lies: 1155.
- " 1263, " 15 " oben " $1/1000$, lies: 1000.
- " 1292, " 8 " unten " $10^8 N$, " $10^8 A$.
- " 1328, " 5 " oben sind die Worte "bei Umdrehung von der einen in die umgekehrte Lage" zu streichen.
- " 1464 " 3 " " " statt 2 km, lies: 6 km.

Tafel I. Linien gleicher magnetischer Deklination zur Epoche 1909,O.



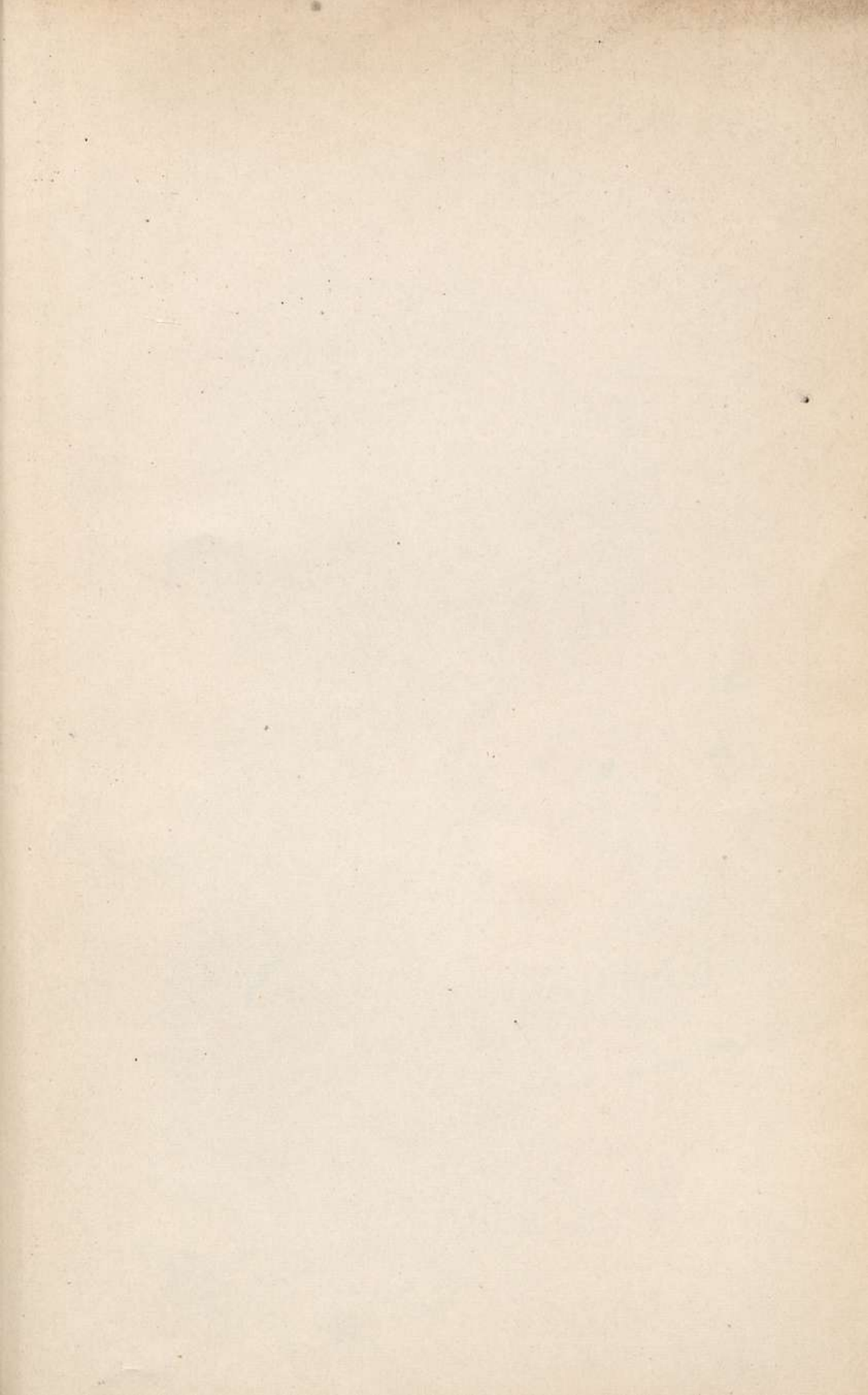
Tafel II. Linien gleicher Horizontalintensität zur Epoche 1909,0.



Tafel III. Linien gleicher magnetischer Inklination zur Epoche 1909,0.











KEK B.S.

