

NOWA LAMPA ELEKTRONOWA O CHARAKTERYSTYKACH OPADAJĄCYCH

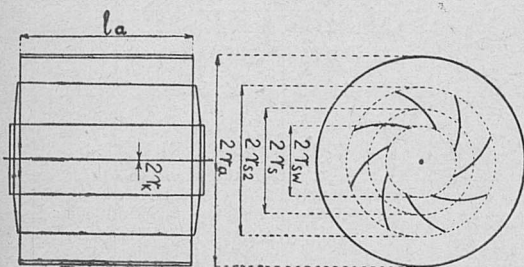
Une nouvelle lampe électronique à caractéristiques tombantes

Prof. Dr. Janusz Groszkowski

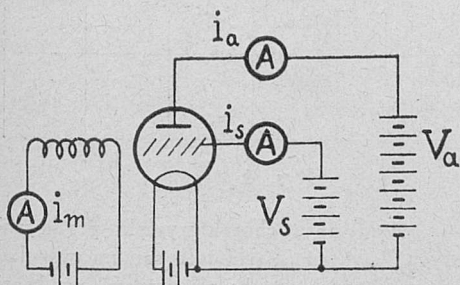
(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

Wstęp. Układy dynatronowe i magnodynatronowe, dotychczas znane, pozwalające na otrzymanie oporności ujemnej przy pomocy lampy trój- lub cztero-elektrodowej, wyróżniają się tem, że elektroda (anoda), w obwodzie której występuje charakterystyka opadająca, nie ma najwyższego potencjału w układzie; niezbędna jest inna jeszcze elektro-

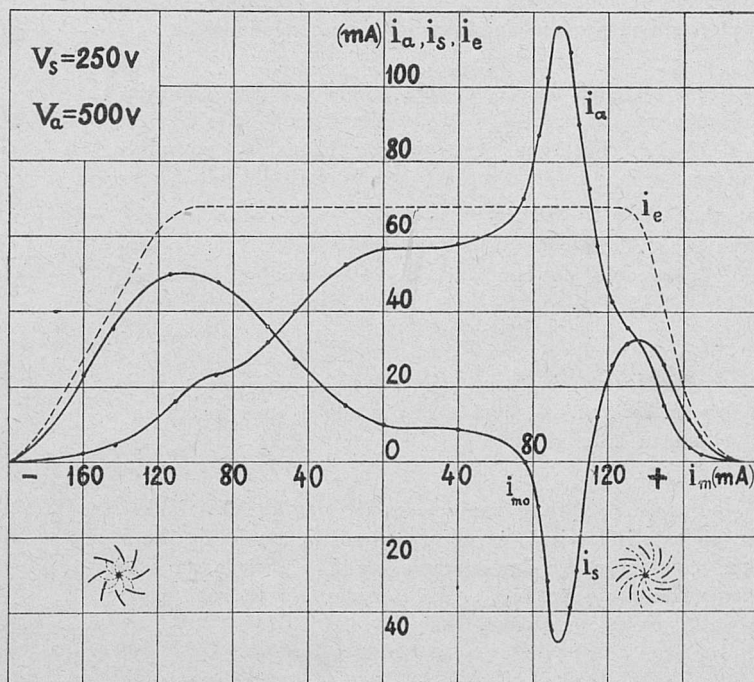
Jest to układ cylindryczny elektrod, w którym siatka utworzona jest przez szereg pochyłonych (pod kątem α względem promieni) żeberek *). Lampa, połączona ze źródłami napięć w sposób, pokazany na rys. 2, jest umieszczona w polu magnetycznym, skierowanym równoległe do osi układu cylindrycznego.



Rys. 1.



Rys. 2.



Rys. 3.

da o wyższym potencjale, której zadanie polega na odprowadzaniu prądu wtórnej emisji od anody, dzięki czemu emisja ta może być wykorzystana dla otrzymania charakterystyki opadającej.

W pracy niniejszej opisana jest lampa trój-elektrodowa, umożliwiająca otrzymanie charakterystyki opadającej w obwodzie anody o najwyższym potencjale w układzie elektrod lampy.

NOWA LAMPA I ZASADA JEJ DZIAŁANIA.

Stosowana tu lampa jest lampą trój-elektrodową z siatką o specjalnej budowie żaluzjowej. Rys. 1 przedstawia budowę elektrod tej lampy.

Przy stałych potencjałach anody V_a , siatki żeberkowej V_s oraz przy stałym prądzie emisyjnym całkowitym I_{ec} , zależność prądów: anodowego I_a i siatki I_s od prądu I_m wytwarzającego pole magnetyczne, wyraża się krzywami o przebiegu, przedstawionym na rys. 3.

Tutaj prąd I_m zmieniany był od dużych wartości o znaku (—), odpowiadającym skręcaniu torów elektronów w kierunku przeciwnym do kierunku ustawienia żeberki siatki przez zero do dużych wartości o znaku (+), odpowiadają-

*) Siatkę podobnego kształtu stosował F. B. Haynes w lampie trój-elektrodowej, w której kierowanie elektrostatyczne zastąpione było przez kierowanie elektromagnetyczne; p. F. B. Haynes, An electromagnetically controlled three electrode vacuum tube, Physics, 1931, v. 1 p. 192.

cym skręcaniu torów elektronów w kierunku zgodnym z kierunkiem ustawienia żeberk siatki. Dla obu kierunków mamy wartości krytyczne prądu magnesowania, przy których elektrony poruszające się po torach skręconych nie dosięgają siatki; prądy I_a i I_s oraz prąd emisyjny

$$I_e = I_a + I_s \quad (1)$$

stają się poza wartościami krytycznymi równe zeru.

Jak widać z rys. 3, charakterystyki prądów I_a i I_s nie są symetryczne względem osi $I_m = 0$. Przyczyną tego jest żaluzjowa konstrukcja siatki, powodująca różne własności lampy przy różnych kierunkach pola magnetycznego.

Dla kierunku pola magnetycznego, przy którym toru elektronów zbliżają się swym kształtem do żeberk siatki (odpowiadają mu na rys. 3 dodatnie wartości I_m), występuje w silnym stopniu zjawisko emisji wtórnej elektronów z siatki; zjawisko to nadaje charakterystykom specjalny przebieg, zaś samej lampie własności oporu ujemnego.

Potęgowanie się zjawiska wtórnej emisji z siatki pod działaniem pola magnetycznego jest wywołane tem, iż w miarę odpowiedniego wyginania się torów elektronów, stanowiących pierwotny prąd siatki I_{s1} , uderzają one w żeberka siatki pod coraz to mniejszym kątem, a więc coraz bardziej stycznie. Dzięki temu wzrasta skuteczność wytrącania z siatki elektronów wtórnych, dających wtórny prąd siatki I_{s2} .*) Prąd ten, odprowadzany do anody (posiadającej najwyższy potencjał w układzie) stanowi — wraz z pierwotnym prądem anodowym I_{a1} — prąd anodowy

$$I_a = I_{a1} + I_{s1} \quad (2)$$

Przy stałym natężeniu pola magnetycznego, odpowiadającego np. wartości $I_m = I_{m0}$ (dla której $I_a = I_{ec}$ zaś $I_s \approx 0$) i przy stałym napięciu V_s , zmiana V_a powoduje zmianę rozdziału sumarycznego prądu emisyjnego

$$I_e = I_{a1} + I_{s1} \quad (3)$$

płynącego od katody, na prądy pierwotne I_{a1} i I_{s1} płynące odpowiednio do anody i do siatki, według zależności

$$\frac{I_{a1}}{I_{s1}} = \Phi \left(\frac{V_a}{V_s} \right) \approx \mu \left(\frac{V_a}{V_s} \right)^{1/n} \quad (4)$$

Wobec tego, iż praca odbywa się w zakresie nasycenia, prąd emisyjny I_e jest równy prądowi emisyjnemu całkowitemu z katody

$$I_e = I_{ec} \quad (5)$$

Pomijając sprawę znajomości ścisłego kształtu funkcji Φ , niewątpliwie jest, że ze wzrostem V_a rośnie I_{a1} , kosztem malejącego I_{s1} . Zmniejszanie się I_{s1} pociąga za sobą zmniejszanie się prądu I_{s2} . Jeśli wydajność wtórnej emisji z siatki, określona stosunkiem

$$\gamma = \frac{I_{s2}}{I_{s1}} \quad (6)$$

jest duża, wówczas prąd I_{s2} bardziej zmaleje przy wzroście V_a aniżeli wrośnie przytem prąd I_{a1} , w wyniku czego prąd anodowy I_a zmaleje. Widać to z wyrażenia

$$I_a = I_{ec} \frac{\gamma + \Phi \left(\frac{V_a}{V_s} \right)}{1 + \Phi \left(\frac{V_a}{V_s} \right)} \quad (7)$$

które można otrzymać z równań (2), (3), (4), (5) i (6).

W przypadku, gdy $\gamma > 1$ może być γ przedstawione w postaci

$$\gamma = 1 + \beta$$

*) porówn. J. Groszkowski. Charakterystyki dynatronu. Przegl. Elektr., t. XVI, 1934, 2.23, str. 768. W. Majewski. Wtórna emisja elektronów w świetle nowych poglądów. Przegl. Elektr., t. XVI, 1934.

przyczem tutaj jest $\beta > 0$. Równanie (7) można przeto napisać jako

$$I_a = I_{ec} \left[1 + \frac{\beta}{1 + \mu \left(\frac{V_a}{V_s} \right)^{1/n}} \right] \quad (8)$$

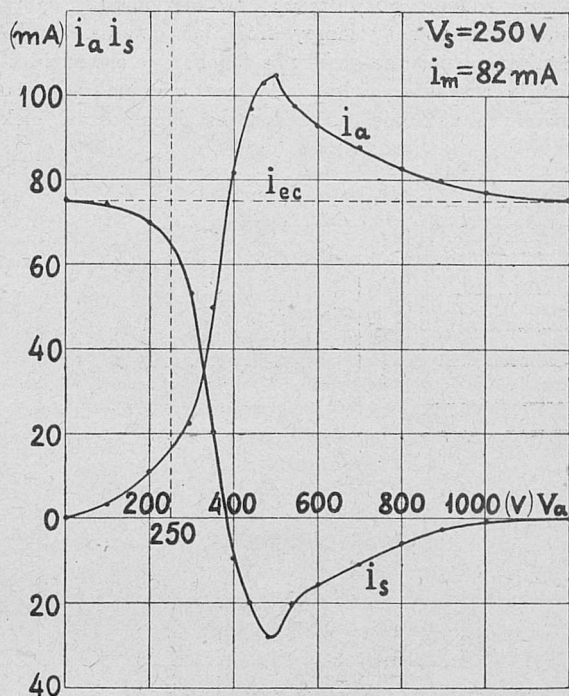
Jest to równanie charakterystyki prądu anodowego lampy; w zakresie występowania wtórnej emisji może przedstawiać ono charakterystykę o przebiegu opadającym.

Istotnie, różniczkując I_a względem V_a przy stałych I_a , V_s i β otrzymamy wyrażenie

$$\rho = \frac{dV_a}{dI_a} = - \frac{n V_s^{1/n}}{\beta \mu I_{ec}} \left[1 + \frac{\beta}{1 + \mu \left(\frac{V_a}{V_s} \right)^{1/n}} \right]^2 V_a^{(1-\frac{1}{n})} \quad (9)$$

dające wielkość oporności ujemnej w obwodzie anodowym.

W rzeczywistości nie należy się spodziewać, aby γ (a więc i β) było wielkością stałą, bowiem będzie się ono wybitnie zmieniać wraz z kątem uderzania elektronów I_{s1} w siatkę, a więc z kształtem toru elektronów czyli wraz ze zmianą V_a .



Rys. 4.

Rysunek 4 przedstawia charakterystyki prądu anodowego przy stałych V_s , I_{ec} i I_m . Na tym samym rysunku pokazany jest również przebieg charakterystyki prądu siatki

$$I_s = f(V_a) \quad (10)$$

Prąd ten maleje ze wzrostem V_a , przechodzi przez zero a następnie zmienia znak (wskutek przewagi odpływających od siatki elektronów wtórnych).

Rola pola magnetycznego polega tu na uczynieniu bardziej krytycznym wpływu zmian napięcia anodowego V_a na zmiany prądu I_{s2} . Istotnie, jeśli tor elektronu w pobliżu żeberka siatki przebiega prawie stycznie do żeberka t. zn., że elektrony uderzają w zewnętrzną powierzchnię żeberka pod kątem bliskim do zera (rys. 5), wówczas niewielka zmiana napięcia anodowego może spowodować takie odchylenie toru w kierunku na zewnątrz od siatki, iż elektrony ją ominą, a zatem prąd I_{s1} zmaleje, zaś I_{a1} wrośnie. Co się tyczy prądu I_a , to w przypadku, jeśli przedtem istniała silna emisja wtórna z siatki, prąd ten również zmaleje, dając opadającą charakterystykę.

RÓWNANIA DLA NAJKORZYSTNIEJSZEJ PRACY.

Jeżeli założyć, że największa wydajność wtórnej emisji z siatki występuje wówczas, gdy elektrony padają pod kątem bliskim do stycznego oraz, iż zmiany potencjału anody powinny pociągać za sobą odchylenie torów elektronów w pobliżu żeberk siatki, jak również, że wtórna emisja z siatki powinna być odprowadzana całkowicie do anody, wówczas będziemy mogli ustalić pewne równania wyrażające związek między wymiarami lampy a potencjałami elektrod oraz natężeniem pola magnetycznego dla punktu charakterystyki prądu anodowego, gdzie rozpoczyna się odciniek opadający. Równania te ustalimy dla cylindrycznego układu elektrod, nie uwzględniając obecności ładunku przestrzennego.

1. Elektrony dochodzą do siatki stycznie do jej żeberk.

Dla otrzymania związku, jaki powinien istnieć między potencjałem siatki V_s i natężeniem pola magnetycznego H z jednej strony, a konstrukcją siatki lampy, określoną przez promień cylindra siatki r_s i nachylenie żeberk siatki α oraz przez promień drutu katody r_k (rys. 1), z drugiej strony, napiszemy równanie różniczkowe w czasie dla sił stycznych, działających na elektron, poruszający się od katody ku siatce. Oznaczając masę i ładunek elektronu przez m i e , równanie to — w układzie biegunowym współrzędnych (r, ϑ) — napiszemy w postaci

$$m r \frac{d^2 \vartheta}{dt^2} + 2 m \frac{d \vartheta}{dt} \frac{dr}{dt} = -e H \frac{dr}{dt} \quad (11)$$

Po scałkowaniu otrzymujemy

$$r^2 \frac{d \vartheta}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} H r^2 + C \quad (12)$$

przyczem $C = 0$, wobec warunku $\vartheta = 0$ dla $r = 0$. Z (12) określamy

$$\frac{d \vartheta}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} H \quad (13)$$

Prawo zachowania energii dla elektronu poruszającego się w polu elektrod ma tu postać

$$\frac{m}{2} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d \vartheta}{dt} \right)^2 \right] = e V \quad (14)$$

Jeśli elektron ma dobiegać do siatki pod kątem α względem jej żeberk (rys. 6), musi być tu spełniony warunek

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{r} \frac{dr}{d \vartheta} \quad (15)$$

Mając na uwadze, że dla $r = r_s$ jest $V = V_s$ i uwzględniając równanie (15) w (14), otrzymamy

$$\frac{m}{2} \left[r_s^2 (\operatorname{tg}^2 \alpha + 1) \left(\frac{d \vartheta}{dt} \right)^2 \right] = e V_s \quad (16)$$

Podstawiając (13) do (16), otrzymujemy wyrażenie, określające związek między odpowiednimi wielkościami

dla przypadku, gdy tory elektronów są styczne do żeberk siatki, jako

$$H = \frac{1}{r_s} \sqrt{\frac{8 m}{e} \frac{1}{(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)} V_s} \quad (17)$$

albo

$$H = \frac{6,72 V_s^{1/2}}{r_s \sqrt{(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)}} \quad (18)$$

2. Elektrony wchodzą w pole anody stycznie do żeberk siatki.

Ażeby tor elektronu, przechodzącego z pola siatki w pole anody, nie ulegał zmianie, przebieg pola elektrycznego po obu stronach siatki powinien być taki, jakgdyby siatki w lampie nie było, a więc powinien być określony równaniem rozkładu potencjałów w kondensatorze cylindrycznym

$$V_r = V_a \frac{\ln \frac{r}{r_k}}{\ln \frac{r_a}{r_k}} \quad (19)$$

Ponieważ dla $r = r_s$ jest $V_r = V_s$, przeto otrzymujemy tu zależność

$$V_s = V_a \frac{\ln \frac{r_s}{r_k}}{\ln \frac{r_a}{r_k}} \quad (20)$$

3. Elektrony wtórne z siatki mają osiągnąć anody.

Z drugiej strony, różnica potencjałów między anodą a siatką powinna być wystarczająca, aby elektrony wtórne, opuszczające siatkę z szybkością wyjściową b , małą, mogły — pomimo działania pola magnetycznego — osiągnąć anody.

Równanie ruchu elektronów w obszarze siatka-anoda otrzymamy z równania (12), w którym stałą całkowania C określimy z warunku: dla $\vartheta = 0$, $r = r_s$, jako

$$C = \frac{1}{2} \frac{e}{m} H r_s^2 \quad (21)$$

co da równanie

$$r^2 \frac{d \vartheta}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} H (r^2 - r_s^2) \quad (22)$$

Stąd

$$\frac{d \vartheta}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} H \frac{r^2 - r_s^2}{r^2} \quad (23)$$

Równanie zachowania energii ma tu postać

$$\frac{m}{2} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d \vartheta}{dt} \right)^2 \right] = e (V_a - V_s) \quad (24)$$

W przypadku granicznym, elektrony mogą osiągnąć anody pod kątem $\alpha = 0$, zatem dla $r = r_a$ będzie

$$\frac{dr}{dt} = 0 \quad (25)$$

Wstawiając (25) i (23) do (24), otrzymamy

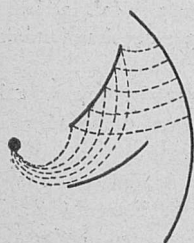
$$\frac{m}{2} r_a^2 \left[\frac{1}{2} \frac{e}{m} H \frac{r_a^2 - r_s^2}{r_a^2} \right]^2 = e (V_a - V_s) \quad (26)$$

stąd

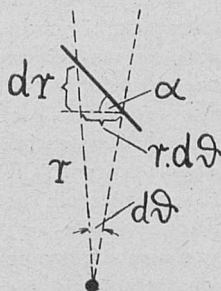
$$V_a - V_s = \frac{1}{8} \frac{e}{m} H^2 \left(\frac{r_a^2 - r_s^2}{r_a} \right)^2 \quad (27)$$

albo

$$V_a - V_s = \frac{1}{45} H^2 \left(\frac{r_a^2 - r_s^2}{r_a} \right)^2 \quad (28)$$



Rys. 5.



Rys. 6.

NAJKORZYSTNIEJSZA BUDOWA LAMPY.

Eliminując z równań (18) (20) i (28) V_a , V_s , i H , otrzymujemy wyrażenie, określające związek, jaki istnieć powinien — w najkorzystniejszym przypadku — między wymiarami geometrycznymi lampy, w postaci wzoru

$$\frac{\ln \frac{r_a}{r_k}}{\ln \frac{r_s}{r_k}} - 1 = \frac{r_a^2 - r_s^2}{r_s^2 r_a^2} \frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha} \quad (29)$$

Wyrażenie (29), po przekształceniu, można przedstawić jako

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\left(\frac{r_a}{r_s} - \frac{r_s}{r_a} \right)^2 \lg \frac{r_s}{r_k} - 1} \quad (30)$$

podające najkorzystniejsze nachylenie żeberek siatki przy różnych wartościach stosunku $\frac{r_a}{r_s}$. Ponieważ w zakresie zmian stosunku

$$\frac{r_s}{r_k} = 50 \div 200 \quad (31)$$

$\lg \frac{r_s}{r_k}$ zawiera się w granicach $1,7 \div 2,3$, przeto, przyjmując tu średnio wartość równą 2, napiszemy (31) jako

$$\operatorname{tg} \alpha \cong \sqrt{\frac{2 \left(x - \frac{1}{x} \right)^2}{\lg x} - 1} \quad (32)$$

jeśli oznaczymy

$$x = \frac{r_a}{r_s}$$

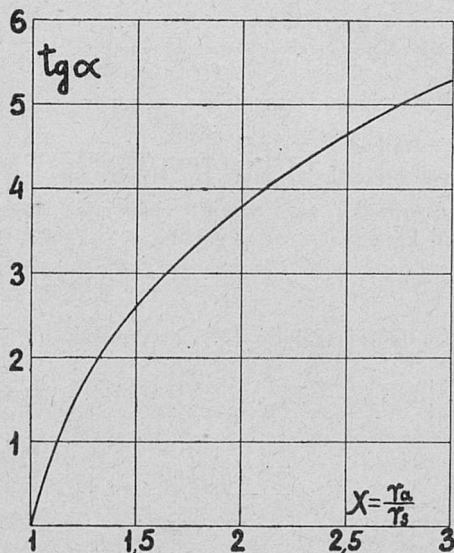
Wykres zależności (32) przedstawiony jest na rys. 7

WYNIKI DOŚWIADCZALNE.

Jeden *) z próbnych modeli lampy z siatką żeberkową, wykonanych w laboratoriach Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego, posiadał następujące dane zgodnie z oznaczeniami na rys. 1:

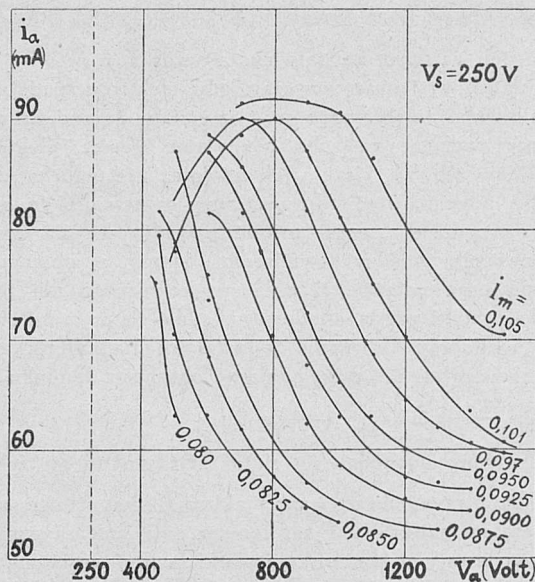
$$\begin{aligned} r_a &= 1,50 \text{ cm} & l_a &= 2,20 \text{ cm} & \operatorname{tg} \alpha &\cong 0,8 \\ r_{s\text{zewn}} &= 2,00 \text{ cm} & l_s &= 3,00 \text{ cm} & \text{ilość żeberek} &= 8 \\ r_{s\text{wewn}} &= 1,00 \text{ cm} & l_k &= 2,50 \text{ cm} & & \\ r_{s\text{sr}} &= 1,50 \text{ cm} & r_k &= 0,006 \text{ cm} & & \end{aligned}$$

Anoda i siatka wykonane były z niklu, katoda-wolframowa. Napięcie żarzenia ok. 6 V, prąd żarzenia ok. 2 A.

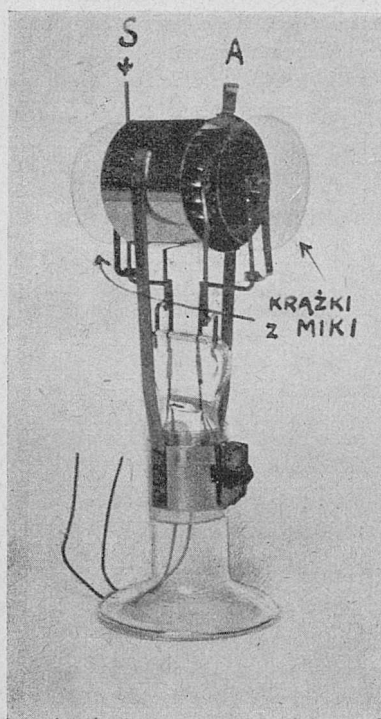


Rys. 7.

*) Fot. 9 przedstawia fragment zamocowania elektrod (talerzyk z elektrodami) pewnego modelu próbnego.



Rys. 8.



Rys. 9.

Katoda lampy dawała ok. 80 mA prądu emisyjnego całkowitego.

Charakterystyki tej lampy przedstawione są na rys. 3, 4 oraz 8, przyczem ten ostatni rysunek podaje szereg odciętych opadających charakterystyk prądu anodowego dla różnych wartości prądu magnesującego. Jak widać, przy doborze pola magnetycznego, może być uzyskana minimalna ujemna oporność rzędu 5000 Ω.

W warunkach oscylacyjnych, przy pracy w zakresie dużych wahań potencjału anody, można otrzymać w obwodzie rezonansowym LCR moc kilku watów.

W zakończeniu poczuwam się do miłego obowiązku podziękować moim asystentom: pp. S. Ryżce i Z. Jelonekowi za pomoc przy pomiarach oraz szereg dyskusyj podczas opracowywania zagadnienia, zaś p. W. Górcę za pracę nad wykonaniem modeli lamp.

Listopad 1934 — Luty 1935.

MECHANIZM SYNCHRONIZOWANIA I OBNIŻANIA CZĘSTOTLIWOŚCI*)

Le mécanisme de la synchronisation et de la démultiplication de fréquence

Zygmunt Jelonek

(Zakład Radjotechniki Pol. Warsz. — PIT).

Zagadnienia synchronizowania generatorów i obniżania częstotliwości były już wielokrotnie rozpatrywane za pomocą analizy matematycznej. Jak widać z prac tego rodzaju**), kwestja ta wymaga skomplikowanych rachunków, a przytem możliwych do stosowania tylko w niektórych uproszczonych układach. Droga rachunkowa otrzymuje się wyniki dwojakiego rodzaju: jakościowe — dotyczące wpływu różnych czynników na efekt badany i ilościowe — przedstawiające zależności w postaci wzorów lub krzywych. Co się tyczy wyników ilościowych, to analiza matematyczna jest tu niezastąpioną. Jednak jakościowe badanie drogą matematyczną jest naogół trudne, mało przejrzyste i niezbyt ogólne, gdyż dotyczy szczególnych układów, możliwie prostych, dla których układu się równania.

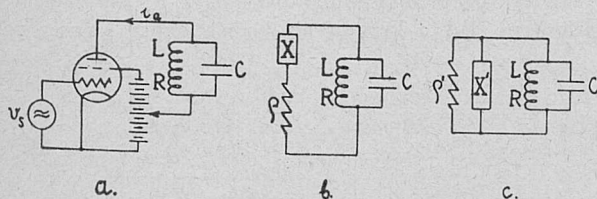
W praktyce, fizyczne uzmysłwienie sobie zjawiska, operujące pojęciami bardziej konkretnymi, jest zwykle pożyteczniejsze od umiejętności analizowania matematycznego; pozwala szybko znaleźć wady układu i przewidzieć zgóry jego działanie, chociaż nie może konkurować z analizą matematyczną pod względem ścisłości.

Kwestję synchronizowania generatorów i obniżania częstotliwości można dość jasno przedstawić bez pomocy rachunków, korzystając z pojęć prostych, dawno przyswojonych. Dla ułatwienia jednak rozpatrzmy je w układzie plidynatronowym. Układ ten, dzięki najprostszemu zasadzie działania, nadaje się szczególnie do rozpatrywania wielu zagadnień. Później łatwo jest rozszerzyć wnioski i na inne układy oscylacyjne.

Synchronizowanie dynatronu w siatce.

a) Dynatron idealny.

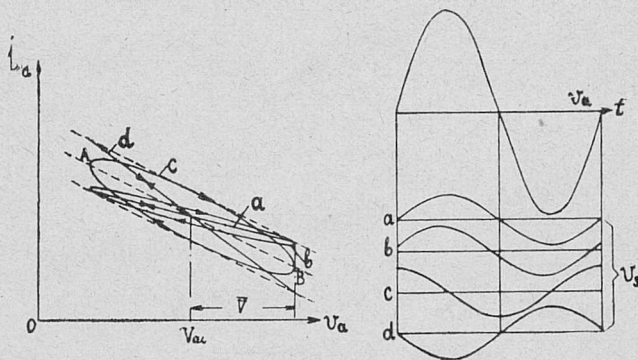
Zacniemy więc od synchronizowania w siatce generatora dynatronowego (rys. 1a). Założmy dla prostoty pracę na charakterystykach (i_a ; v_a) prostoliniowych, przesuwanych równolegle przy pomocy siatki kierującej (rys. 2,



Rys. 1.

linje przerywane). Jeśli oporność dynamiczna obwodu LC jest równa liczbowo ujemnej oporności dynatronu, to drgania będą miały stałą amplitudę i chwilowy punkt pracy lampy będzie posuwał się okresowo po odcinku charakterystyki. Obierzmy początkowy punkt pracy V_{ao} i V_{so} oraz amplitudę napięcia anody $\bar{V}$. Punkt pracy będzie się wtedy posuwał sinusoidalnie po odcinku AB, a częstotliwość ukła-

du będzie równa f_0 — częstotliwości rezonansowej obwodu. Jeśli teraz siatka otrzyma napięcie zmienne (synchronizujące), sinusoidalne, o tej samej częstotliwości $f_0 - v_s = V_{so} + \bar{V} \sin(\omega_0 t + \varphi)$, to punkt pracy będzie przechodził z jednej charakterystyki na drugą, a tor, jaki zakreśli, będzie zależał od amplitudy napięcia siatki $\bar{V}_s$, i od φ — przesunięcia fazy v_s względem v_a (jeżeli $v_a = V_{ao} + \bar{V} \sin \omega_0 t$). Jeśli narysujemy dwie sinusoidy napięć siatki i anody, to na ich podstawie będziemy mogli wykreślić ten tor, rysując



Rys. 2.

odpowiednie punkty na rodzinie charakterystyk. Na rys. 2 są narysowane tory punktu pracy dla stałego $\bar{V}_s$ i dla różnicy fazy: a) $\varphi = 0$, b) 15° , c) 90° i d) 180° . Strzałki wskazują kierunek ruchu punktu pracy. Widać, że dla $\varphi = 0$ i $\varphi = 180^\circ$, tory są odcinkami prostymi, jednak o innym nachyleniu, niż AB, co oznacza, że dynatron będzie wtedy przedstawiał oporność ujemną inną, niż bez napięcia synchronizującego. Założmy, że oporność dynamiczna obwodu LC będzie zawsze odpowiednio dobrana, tak, aby $\bar{V}$ było stałe, a wtedy generator będzie miał tę samą częstotliwość f_0 . Pozostałe tory są elipsami o różnych kształtach. W tych przypadkach lampa przedstawia nie tylko rzeczywistą oporność ujemną, lecz także oporność urojoną dodatnią lub ujemną, zależnie od kierunku ruchu punktu pracy. Ta oporność urojona, dołączona do obwodu rezonansowego, będzie bezpośrednio wpływała na częstotliwość generatora. Wpływ ten będzie tem większy, im większe jest pole elipsy, a więc będzie większy np. dla $\varphi = 90^\circ$ niż dla $\varphi = 15^\circ$. Układ na rys. 1a można wtedy zastąpić układem na rys. 1b. Oporność pozorną lampy $\hat{Z} = \rho + jX$ będzie można dalej przekształcić na układ równoległe połączonych oporności ρ' i X' (rys. 1c), gdzie $X' = \frac{\rho^2 + X^2}{X}$.

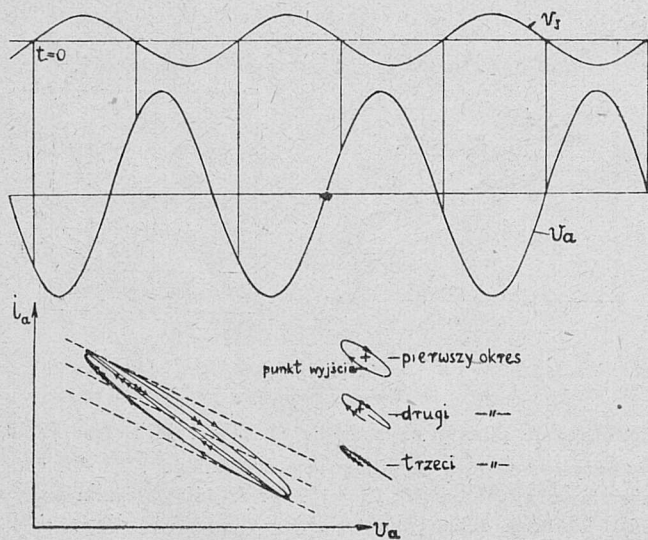
Jak wiadomo, prawemu kierunkowi ruchu punktu pracy odpowiada X ujemne (pojemność), a kierunkowi lewemu odpowiada X dodatnie (indukcyjność). Przeliczone X' można traktować jako indukcyjność, względnie pojemność, dołączoną równoległe do obwodu LC i zmieniającą oczywiście częstotliwość układu. W ten więc sposób napięcie synchronizujące może zmieniać za pośrednictwem lampy częstotliwość drgań generatora.

*) Referowane na zebraniu Sekcji Radjotechn. S.E.P. dn. 13 marca 1935 r.

**) np.: Balth. van der Pol, „Forced Oscillations in a Circuit with non-linear Resistance”. Philosophical Magazine, January 1927.

A więc, pomimo że częstotliwość f napięcia synchronizującego jest inna niż f_0 (obwodu rezonansowego), drgania generatora mogą mieć częstotliwość f , czyli generator może być synchronizowany. Ustala się wtedy taka różnica faz φ , żeby odpowiadające jej pole elipsy wystarczyło do przestrojenia obwodu LC od częstotliwości f_0 do f . Przy danej amplitudzie napięcia synchronizującego elipsa będzie miała największe pole, gdy φ będzie równe $+90^\circ$ lub -90° . To największe pole będzie decydowało o maksymalnej różnicy $f - f_0$. Jeżeli więc f będzie się tak różniło od f_0 , że ta największa elipsa niedostatecznie przestroi obwód drgań, to generator nie będzie się synchronizował. Jednak będzie można go synchronizować, jeśli się powiększy napięcie synchronizujące, co zwiększy szerokość elipsy.

Dla lepszego przyswojenia sobie zjawiska, rozpatrzmy przebieg ustalania się stanu pracy. Zaczniemy od przypadku synchronizmu: $f = f_0$. W chwili $t = 0$, gdy $v_a = V \sin \omega_0 t = 0$, włączamy $v_s = \bar{V}_s \sin(\omega_0 t + \varphi)$, a więc przesunięcie w fazie o kąt φ (rys. 3). Rysując krzywą punktu pra-



Rys. 3.

cy zauważymy, że opisały on w pierwszym okresie elipsę ze zwrotem prawym. A więc w tym okresie lampa przedstawiała $X' < 0$, co jest równoważne dołączeniu równoległe do obwodu pojemności $C' = \frac{1}{\omega_0 X'}$. Wtedy częstotliwość

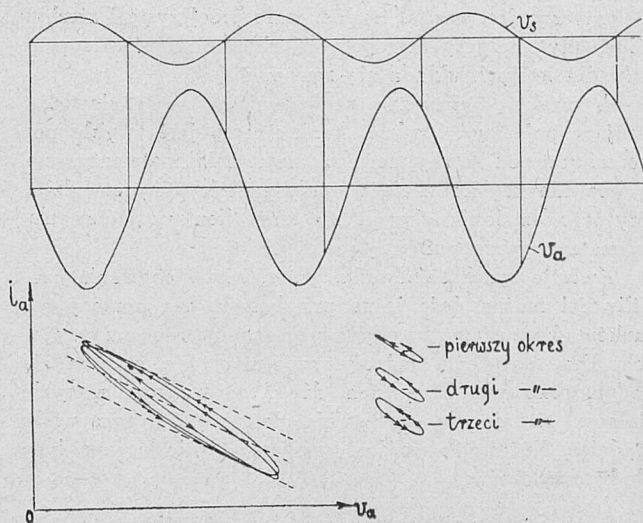
generatora zmniejsza się, a okresy napięcia v_a wydłużają się. Skutkiem tego w następnym okresie przesunięcie fazy φ zmniejszy się. Napięcie v_a jakgdyby dopędzało v_s . W następnym więc okresie elipsa będzie już większa, co zmniejszy szybkość dopędzania v_s przez v_a . Po pewnym czasie jednak v_a dopędzi v_s na tyle, że φ stanie się równe 180° (elipsa stanie się odcinkiem) i oba napięcia będą ze sobą synchroniczne. Tak więc w stanie ustalonym, przy $f = f_0$, fazy v_a i v_s są przeciwne. Przy fazach zgodnych, $\varphi = 0$, stan byłby również ustalony, gdyż punkt pracy nie zakreślałby elipsy, jednak byłaby to równowaga chwiejna. Przypadkowe wyprowadzenie z równowagi wywołałoby dalszą rozbieżność fazy, aż ustaliłby się stan o równowadze stałej, a więc $\varphi = 180^\circ$.

Rozpatrzmy teraz ustalanie się synchronizmu w przypadku $f \neq f_0$, np. $f < f_0$. Rozpocznijmy od chwili, gdy $v_a = 0$ i $v_s = 0$ (rys. 4). Zauważymy, że w końcu pierwszego okresu wytworzy się już przesunięcie fazy i punkt pracy będzie się posuwał owalną drogą w lewo. Lampa

wtedy przedstawia oporność $X' > 0$, działa więc jak indukcyjność $L' = \frac{X'}{\omega}$ dołączona do obwodu LC, co skraca okres drgań własnych generatora. W następnym okresie φ wzrośnie (lecz mniej niż w pierwszym okresie), to jeszcze bardziej skróci okres drgań. Po pewnym czasie jednak φ przestanie wzrastać, częstotliwości się wyrównają i stan pracy się ustali. Ustalonemu przesunięciu fazy, φ_{ust} odpowiada takie pole elipsy, że indukcyjność L' , wprowadzona przez lampę do układu, przestroi obwód od częstotliwości f_0 do f . Należy zauważyć, że jeśli damy większe napięcie synchronizujące, to φ_{ust} będzie mniejsze niż w poprzednim przypadku, gdyż w przeciwnym razie pole elipsy byłoby zbyt duże.

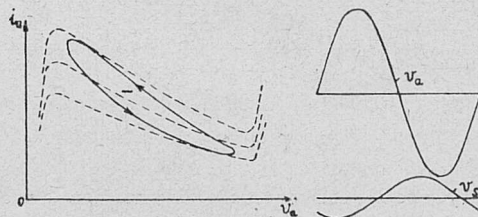
b) Dynatron rzeczywisty.

Dotychczas rozpatrywaliśmy dynatron idealny o prostych i nieograniczonych charakterystykach, przesuwanych równoległe przez napięcie siatki. W dynatronie rzeczywistym charakterystyki są zakrzywione i przesuwają się nie-



Rys. 4

równoległe. Pozatem oporność dynamiczna obwodu LRC jest większa niż oporność dynatronu na przegięciu charakterystyki i punkt pracy wkracza na zakrzywienia. Jeżeli wyrysujemy tor punktu pracy przy v_a i v_s przesuniętych w fazie (rys. 5), to krzywa nie będzie elipsą i nasze po-



Rys. 5.

przednie rozumowanie o urojonej składowej oporności lampy nie będzie ściśle. Pozatem będziemy mieli wątpliwość, czy w naszym zagadnieniu istotną rolę gra pole krzywej, czy też jaka inna pokrewna wielkość. Aby rozstrzygnąć tę kwestię postaramy się matematycznie zanalizować zagadnienie.

Skorzystamy tu z bardzo dogodnej metody badania częstotliwości drgań układów nieliniowych, podanej przez

prof. J. Groszkowskiego^{*)}), która do naszego przypadku szczególnie się nadaje. W wyżej wspomnianej pracy punktem wyjścia było rozwinięcie całki po zamkniętym torze punktu pracy z $i_a d v_a$, która w rozpatrywanych tam przypadkach była równa zeru, $\int i_a d v_a = 0$, gdyż punkt pracy poruszał się po „linii cienkiej”. U nas punkt pracy opisuje krzywą zamkniętą, której pole równa się S . A więc napiżemy

$$\int i_a d v_a = S \quad (1)$$

i rozwinieamy analogicznie, jak w zacytowanej pracy. Przedstawimy

$$i_a = \sum_{k=0}^{\infty} \bar{I}_k \sin(k\omega t + \alpha_k); \quad v_a = \sum_{k=0}^{\infty} \bar{V}_k \sin(k\omega t + \beta_k) \quad (2)$$

Nie przerabiając wszystkich rachunków, przedstawimy tylko najważniejsze etapy:

$$\int i_a d v_a = -\pi \sum_1^{\infty} k \bar{V}_k \bar{I}_k \sin \varphi_k = -\pi \sum_1^{\infty} k \bar{V}_k^2 \left| \frac{1}{\hat{Z}_k} \right|_{ur} \quad (3)$$

gdzie $\varphi_k = \beta_k - \alpha_k$

Po oddzieleniu składnika o częstotliwości podstawowej i podzieleniu przez $\pi \bar{V}_1^2$, otrzymamy

$$-\left| \frac{1}{\hat{Z}_1} \right|_{ur} - \sum_2^{\infty} \left| \frac{k}{\hat{Z}_k} \right|_{ur} m_k^2 = \frac{S}{\pi \bar{V}_1^2} \quad (4)$$

gdzie $m_k = \frac{\bar{V}_k}{\bar{V}_1}$, a $\left| \frac{1}{\hat{Z}_k} \right|_{ur}$ jest składową urojoną przewodności obwodu LRC dla pulsacji $k\omega$. Po mało znaczącym pominięciu R będzie

$$\left| \frac{k}{\hat{Z}_k} \right|_{ur} = \frac{k^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1}{\omega L} \quad (5)$$

gdzie $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

Jeżeli napiszemy $\left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1 \cong \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}$, gdzie $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ i założymy $k^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \cong k^2$, (z wyjątkiem $k=1$), to po pomnożeniu równania 4) przez $\frac{1}{2}\omega L$ otrzymamy

$$-\frac{\Delta\omega}{\omega_0} - \frac{1}{2} \sum_2^{\infty} (k^2 - 1) m_k^2 = \frac{S\omega L}{2\pi \bar{V}_1^2} \cong \frac{S}{2\pi \bar{V}_1^2} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (6)$$

Widzimy, że zmiana częstotliwości zależy od dwóch czynników: od zawartości harmonicznych m_k i od pola S . Rozdzielmy więc $\Delta\omega$ na dwa składniki, z których jeden, $\Delta'\omega$, będzie przedstawiał zmianę, wywołaną polem S , a drugi, $\Delta''\omega$, zmianę wywołaną harmonicznymi: $\Delta\omega = \Delta'\omega + \Delta''\omega$

$$\frac{\Delta'\omega}{\omega_0} = -\frac{S}{2\pi \bar{V}_1^2} \sqrt{\frac{L}{C}}; \quad (6b)$$

$$\frac{\Delta''\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2} \sum_2^{\infty} (k^2 - 1) m_k^2 \quad (6c)$$

Drugi składnik, $\Delta''\omega$, zależy od zawartości harmonicznych. Jednak napięcie synchronizujące (jeśli niezbyt duże) mało zmienia m_k , więc możemy uważać, że w naszym przypadku $\Delta''\omega$ jest prawie stałe^{**) (W przypadku pracy na}

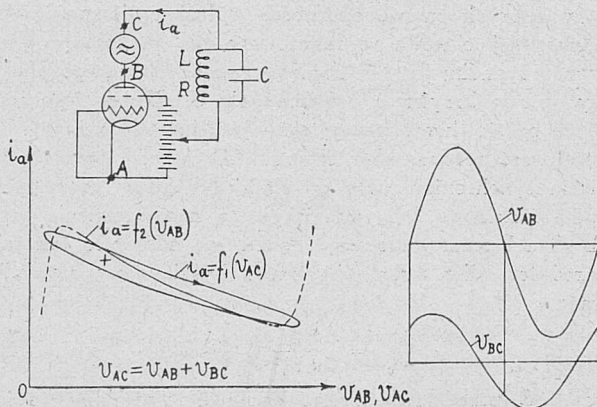
prostoliniowych częściach charakterystyki $m_k = 0$, a więc $\Delta''\omega = 0$). Istotne dla nas $\Delta'\omega$ zależy wprost od pola S i posiada znak odwrotny niż to pole. Znak pola S natomiast zależy od kierunku ruchu punktu pracy: dla ruchu w kierunku prawym $S > 0$, dla ruchu przeciwnego $S < 0$. Będziemy na rysunkach cechowali pole znakiem $+$ lub $-$.

Z równania 6b) widzimy jeszcze, że przy tym samym

polu S , $\Delta'\omega$ jest proporcjonalne do $\sqrt{\frac{L}{C}}$. Stąd wnioskujemy, że łatwiej jest synchronizować układ o dużym $\frac{L}{C}$ niż o małym. Moglibyśmy dojść do tego samego wniosku jeszcze wcześniej, jeśli byśmy zauważyli, że X' wprowadzone przez lampę do układu tem więcej przestroi obwód, im większe jest $\frac{L}{C}$.

Synchronizowanie dynatronu w anodzie.

Po tych rachunkach, które ugruntowały nasze poprzednie wywody, przejdziemy do rozpatrzenia innego sposobu synchronizowania, a mianowicie w anodzie (rys. 6). Ponie-

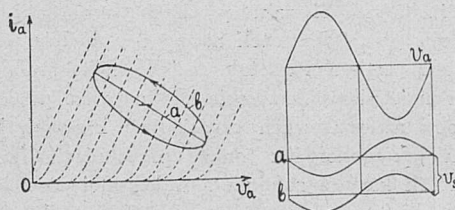


Rys. 6.

waż v_s jest teraz stałe, więc punkt pracy lampy będzie posuwał się zawsze po jednej charakterystyce, po „linii cienkiej”, nie będzie więc nigdy pola S w układzie i_a, v_a (lub według oznaczeń na rys. 6 w układzie i_a, v_{AB}). Możemy jednak rozpatrzyć tor punktu pracy w układzie współrzędnych i_a, v_{AC} , a nie i_a, v_{AB} ; ($v_{AC} = v_{AB} + v_{BC}$, gdzie v_{BC} — napięcie synchronizujące). Jeżeli napięcie synchronizujące nie jest w fazie z napięciem na lampie, to punkt pracy opisze w układzie współrzędnych i_a, v_{AC} krzywą zamkniętą o polu S (rys. 6). Dalsze rozumowanie nie różniłoby się niczem od tegoż, w przypadku synchronizowania w siatce. Proces ustalania się równowagi układu, jak i zależność synchronizacji od napięcia synchronizującego będą analogiczne.

Synchronizowanie układu ze sprzężeniem zwrotnym.

Spróbujmy zastosować nasze poprzednie rozumowanie do układów oscylacyjnych ze sprzężeniem zwrotnym. Rys. 7 wskazuje nam rodzinę charakterystyk lampy trójelektrodowej w układzie i_a, v_a dla różnych napięć siatki. Założmy



Rys. 7.

^{*)} J. Groszkowski, „Zmiany częstotliwości, a zawartość harmonicznych w układach oscylacyjnych. Generatory o stałej częstotliwości”. Przegląd Radjotechniczny z. 23—24 1932 r. oraz 1—2 i 3—4 1933 r.

^{**) Patrz dodatek na końcu artykułu.}

pracę generatora na prostych odcinkach charakterystyk i przypadek, gdy napięcie siatki jest przesunięte o 180° względem napięcia anody. Sinusoidy v_a i v'_s (a) posłużą nam wtedy do rysowania toru punktu pracy w układzie i_a i v_a . Wykres ten będzie w tym przypadku odcinkiem, a więc jego pole $S = 0$ i lampa nie wniesie żadnego X' do obwodu rezonansowego. Gdy przyłożymy do siatki dodatkowe napięcie synchronizujące v_{synchr} , przesunięte w fazie względem v'_s , wtedy siatka otrzyma wypadkowe napięcie $v_s = v'_s + v_{synchr}$. (b) i wyrysowana krzywa punktu pracy będzie elipsą o polu S dodatnim lub ujemnym, zależnie od przesunięcia fazy v_{synchr} względem v'_s . Ten sam wynik otrzymamy, gdy przyłożymy napięcie synchronizujące do anody, tak że wypadkowe napięcie anodowe będzie przesunięte względem v_s nie o 180° , lecz więcej lub mniej. W ten więc sposób przedstawia się synchronizowanie w siatce i w anodzie generatorów ze sprzężeniem zwrotnym.

Należy tylko rozpatrzyć przypadek, gdy przesunięcie fazy między v_a i v_s nie jest równe 180° nawet wtedy, gdy nie ma napięcia synchronizującego. Dzieje się tak np. w układach, w których siatka jest silnie obciążona, lub w takich, w których omowe oporności gałęzi pojemnościowej i indukcyjnej obwodu rezonansowego nie są sobie równe. W tym przypadku już bez napięcia synchronizującego punkt pracy opisuje krzywą o pewnym polu S . Skutek tego jest taki, że częstotliwość generatora jest już nieco inna, niż częstotliwość rezonansowa obwodu LC. Wtedy przyłożenie napięcia synchronizującego do siatki lub anody może nam to pole zwiększyć lub zmniejszyć, a nawet zmienić jego znak. Synchronizowanie więc będzie się odbywało tak jak poprzednio, tylko wzór (6b) trzeba będzie nieco zmodyfikować:

$$\frac{\Delta' \omega}{\omega_0} = \frac{\Delta S}{2\pi V_1^2} \sqrt{\frac{L}{C}} \dots \dots \dots 6d)$$

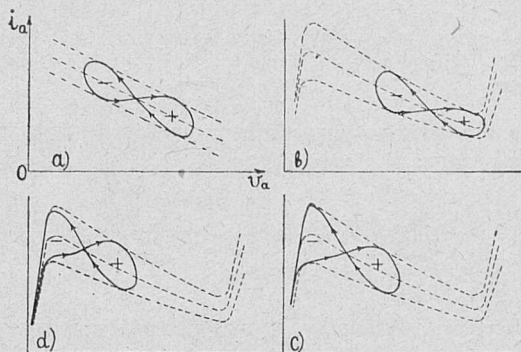
Tutaj ΔS przedstawia zmianę pola S , wywołaną napięciem synchronizującym.

Obniżanie częstotliwości.

Obniżanie częstotliwości odbywa się z reguły przy pomocy generatorów własnowzbudnych, w których do obwodu anody lub siatki wprowadzamy napięcie z obcego źródła, o częstotliwości f_1 , którą chcemy obniżyć. Taki układ zachowuje się w ten sposób, że pomimo przestrajania w pewnych granicach obwodu drgań, częstotliwość generatora pozostaje stała i równa $\frac{f_1}{n}$, gdzie n jest stopniem obniżania. Generator jest więc jakgdyby synchronizowany napięciem o częstotliwości n -krotnie większej od własnej. Z dalszych rozważań przekonamy się, że mamy tu do czynienia rzeczywiście z synchronizowaniem, gdyż przyczyny utrzymujące częstotliwość generatora stałą, pomimo przestrajania jego obwodu, są takie same, jak przy synchronizowaniu napięciem o tej samej częstotliwości.

Rozpatrzmy dynatron, którego częstotliwość własna jest równa f_0 . Do siatki tego dynatronu wprowadzamy napięcie o częstotliwości $f_1 = 2f_0$ i obserwujemy tor punktu pracy w układzie i_a , v_a . Założmy dwie alternatywy: pracę na prostoliniowych charakterystykach (rys. 8a) i na ich zakrzywieniu (rys. 8b). Jeżeli napięcie v_s będzie miało fazę zorientowaną względem v_a , tak, że jego maksima będą padały na maks. i min. napięcia v_a , to torem punktu pracy będą w obu alternatywach części linii krzywej. W przypadku zaś jakiegokolwiek innego przesunięcia fazy punkt pracy zakreśli krzywą zamkniętą w kształcie ósemki. Jedną jej część o obiegu prawym oznaczmy plusem, drugą, o obiegu lewym — minusem. Zauważymy, że w pierwszej alter-

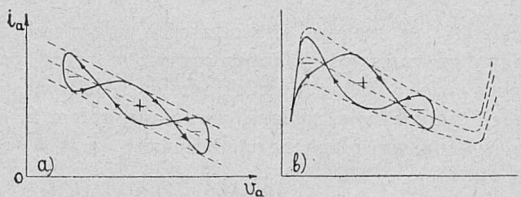
natywie (rys. 8a) pola obu części dają w sumie zero, natomiast w alternatywie drugiej (rys. 8b) przeważa pole ujemne. A więc tutaj $\int i_a dv_a$ przedstawia pewną wartość, zdolną przestroić obwód. Generator ten może być synchronizowany częstotliwością dwa razy większą, podczas gdy w pierwszej alternatywie taka synchronizacja jest niemożliwa. Synchronizowanie jest tu zupełnie analogiczne do synchronizowania tą samą częstotliwością: ustala się taka różnica faz obu częstotliwości, aby pole toru punktu pracy wystarczało do przestrojenia obwodu od częstotliwości własnej do częstotliwości synchronicznie obniżonej (jeśli pominiemy $\Delta'' \omega$).



Rys. 8.

Jeżeli obrócić początkowy punkt pracy więcej na lewo, niż na rys. 8b, to może się zdarzyć, że obie części pola są jednakowo duże i dadzą w sumie zero (rys. 8c). Wtedy synchronizacja będzie niemożliwa lub bardzo słaba. Jeżeli jednak przesuniemy punkt pracy jeszcze więcej w lewo (rys. 8d), to przeważa prawa część pola i synchronizacja okaże się znowu możliwą. Pole S będzie tutaj dodatnie, podczas gdy na rys. 8b pole to było ujemne. Aby w obu przypadkach był synchronizm w tych samych warunkach, w jednym z nich φ musiałoby mieć znak odwrotny niż w drugim (gdyż wtedy zmieni się też znak pola).

Z przypadków synchronizowania częstotliwościami wyższymi niż dwukrotna, przytoczymy tylko rysunki dla trzykrotnej (synchronizowanie w siatce): rys. 9a w dynatronie idealnym i rys. 9b w dynatronie rzeczywistym. Należy zauważyć, że na rys. 9a pole środkowej części równe jest liczbowo sumie pól skrajnych części. Można się spodziewać, że w dynatronie idealnym wogóle nie byłoby możliwe obniżanie żadnych częstotliwości.



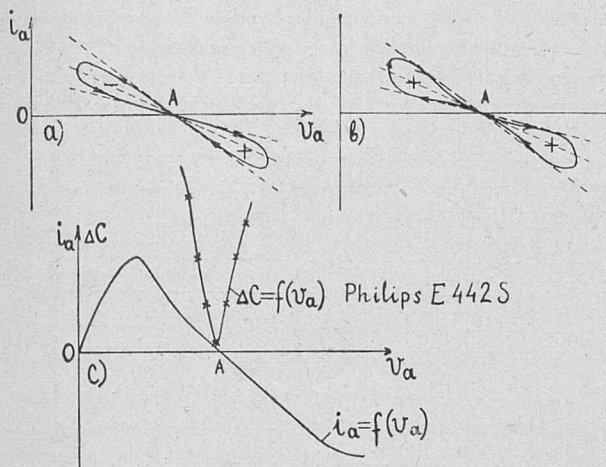
Rys. 9.

Charakterystycznym jest dla synchronizowania w siatce, że istotny wpływ na synchronizowanie ma sposób zmiany charakterystyk przez napięcie siatki, nie zaś kształt tych charakterystyk. Inaczej się rzecz ma przy synchronizowaniu w anodzie. Tutaj charakterystyka i_a , v_a jest jedna i możliwość synchronizowania zależy tylko od jej kształtu i od początkowego punktu pracy.

Przykład zastosowania.

Mając wyrobiony pogląd na warunki synchronizowania i obniżania częstotliwości możemy bez trudu rozpatrzyć różne układy i przewidzieć teoretycznie ich zachowanie się.

Jako przykład rozpatrzmy dynatron posiadający lampę z wybitną wtórną emisją. Charakterystyki takiej lampy (przeważnie pośrednio żarzonej) przechodzą pod oś zerową; przytem, jeśli zmieniać v_{so} , będą one przechodziły przez zero prawie przy tem samym v_a i będą się tam przecinały (punkt A, rys. 10a). Założmy oscylacje na prostych odcinkach tych charakterystyk i dajmy początkowy punkt pracy w punkcie A. Jeżeli przyłożymy na siatkę napięcia synchronizujące, przesunięte w fazie względem napięcia anodowego np. o 90° i wyrysujemy tor punktu pracy, to zobaczymy, że będzie się on składał z dwóch części równych, ale o prze-



Rys. 10.

ciwnych znakach. A więc wtedy nie będzie możliwe synchronizowanie tego generatora. Jeśli rozpatrzmy dwukrotne obniżanie częstotliwości (rys. 10b), to okaże się, że tor punktu pracy będzie się składał z dwóch części tego samego znaku. Wnioskujemy stąd, że będzie łatwo obniżać dwukrotnie częstotliwość, pomimo że pracujemy na prostoliniowych charakterystykach statycznych. Ten przykład potwierdza nasz wniosek z poprzedniego rozdziału, że przy synchronizowaniu w siatce istotny jest sposób zmian charakterystyki, a nie jej kształt.

Oba poprzednie wnioski zostały sprawdzone eksperymentalnie. Generator dynatronowy z lampą Philipsa E442S miał ograniczoną amplitudę drgań przez układ kenotronowy^{*)}, tak że pracował na małej części charakterystyki. Po przyłożeniu na siatkę napięcia synchronizującego mierzono dla różnych v_{ao} zakres synchronizacji, czyli ilość działek kondensatora obwodu drgań ΔC zakresu pojemności, przy których był synchronizm. Rys. 10c przedstawia zależność ΔC = f(v_{ao}) dla okolicy punktu A. Widać tam zmniejszenie zakresu synchronizacji prawie do zera w pobliżu punktu A, co było wyżej przewidziane. Został także stwierdzony bardzo duży zakres synchronizacji przy podwójnym obniżaniu częstotliwości. Na tymże wykresie narysowana jest dla porównania charakterystyka i_a = f(v_a) przy v_s = 0. Układ pracował na częstotliwościach 1000 c i 500 c.

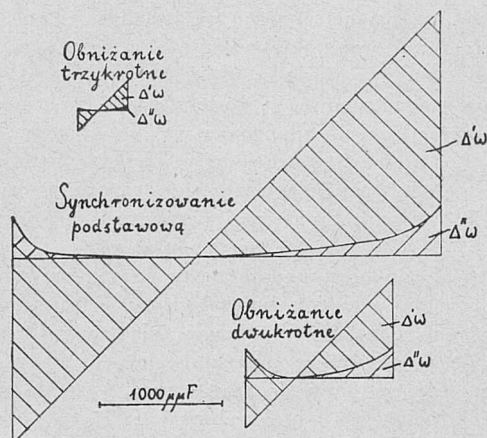
Dodatek.

W celu zbadania wpływu składnika Δ''ω (zależnego od harmonicznych) na synchronizowanie, zostało wykonane następujące doświadczenie: generator dynatronowy z lampą Philipsa E452T miał w obwodzie anody L = 5H (R = 600 Ω)

^{*)} J. Groszkowski. „Generator o stałej częstotliwości”. Przegląd Radjotechniczny, z. 9—10 1933 r. (rys. 5).

i C ≈ 32 500 μμF i oscylował na częstotliwości f = 400 c. (v_e = 115 V; v_{ao} = 75 V). Począwszy od granicy powstawania drgań zmieniano v_{so} i mierzono przytem zawartość harmo-

nicznych, σ = √(Σ m_k²), oraz zmianę pojemności ΔC, potrzebną do przestrojenia obwodu do częstotliwości granicznej, co dało zależność ΔC = f(σ). Następnie przy stałym v_{so} = -3 V, wprowadzano na siatkę napięcia synchronizujące o stałej częstotliwości f = 400 c, 800 c i 1200 c. i amplitudzie V = 0,5 V. W zakresie synchronizmu zmieniano C, mierząc jednocześnie σ.



Rys. 11

Rys. II przedstawia trzy wykresy, odnoszące się do synchronizowania powyższymi częstotliwościami. Na poziomej osi odłożone jest ΔC — zmiana pojemności w zakresie synchronizmu. Na pionowej osi (nieoznaczonej na rysunku) odkładamy ΔC — równoważne przestrajającemu działaniu lampy; (daje to prostą nachyloną pod kątem 45°). Ta ostatnia wielkość dzieli się, jak wiemy, na wpływ pola S (∝ Δ'ω) i wpływ harmonicznych (∝ Δ''ω). Ten wpływ harmonicznych możemy wyznaczyć, choć nieściśle, lecz z pewnym przybliżeniem, z poprzednio zmierzonej zależności ΔC = f(σ). Da nam to na rysunku linję krzywą. Różnica między tą krzywą i prostą pochyłą jest miarą Δ'ω.

Widać z tych rysunków stosunkowo mały udział harmonicznych w synchronizowaniu. Mogą one nawet działać w przeciwnym kierunku, niż główny czynnik — Δ'ω (jak to widać na rysunku). Wprowadza to dużą asymetrię zakresu synchronizowania po obu stronach synchronizmu. (Jednak nie zawsze to ma miejsce).

Zastanowiwszy się głębiej nad tą kwestją dojdziemy do wniosku, że przy mniejszych napięciach synchronizujących, ten udział harmonicznych będzie jeszcze mniejszy: pole S jest mniej więcej proporcjonalnie do amplitudy napięcia synchronizującego, natomiast $\frac{\Delta''\omega}{\omega_0}$ jest proporcjonalne do kwadratu harmonicznych, a więc w przybliżeniu i do kwadratu napięcia synchronizującego. Jednak przy większych napięciach synchronizujących, Δ''ω mogłoby nawet przewyższyć Δ'ω.

Zgodność faz napięć v_a i v_s, kiedyto prosta pochyła przecina oś, została określona na podstawie obserwacji toru punktu pracy na oscylografie katodowym. Tor ten przedstawiał wtedy „linję cienką” — S było równe zero.

Luty 1935 r.

NOWY SPOSÓB MODULACJI GENERATORA MAGNETRONOWEGO

Un nouveau moyen de modulation du générateur magnétronique

Prof. Dr. J. Groszkowski i inż. S. Ryżko

(Państw. Inst. Telekom. i Zakł. Radjotechn. Pol. Warsz.).

WSTĘP.

W nowoczesnej technice radiowej fal bardzo krótkich generator magnetronek gra zasadniczą rolę. Najkrótsze fale radiowe, jakie udało się otrzymać w laboratorium (λ ok. 1 cm), były uzyskane przez zastosowanie generatora magnetronek; również największe moce prądów o częstotliwości, odpowiadającej długościom fali od najkrótszych do paru metrów, były uzyskane przy pomocy generatora tego typu. Zastosowanie generatora magnetronek do celów radjotelefonji przedstawia jednak znaczne trudności w związku z jego modulacją.

Artykuł niniejszy podaje nowy sposób modulacji generatora magnetronek, polegający na wprowadzeniu do lampy magnetronek dodatkowej elektrody; modulacja odbywa się przez zmianę potencjału tej elektrody. Sposób taki został zastosowany do magnetronek z anodą dzieloną dwuwycinkową (t. zw. split-magnetron).

1. MODULACJA GENERATORÓW MAGNETRONOWYCH

Jak wiadomo, w lampie magnetronek mogą powstawać dwa rodzaje drgań wielkiej częstotliwości, zależnie od danych obwodu i kąta, jaki tworzy kierunek pola magnetycznego z osią elektrod lampy: dynatronowe i elektronowe. Krzywe modulacji podane w niniejszym artykule odnoszą się do drgań dynatronowych, które powstają wtedy, gdy kierunek pola magnetycznego jest równoległy do osi elektrod lampy. Drgania takie powstają na zasadzie oporności ujemnej, jaką przedstawia lampa magnetronek między obiema połówkami anody; częstotliwość ich jest określona przez stałe obwodu oscylacyjnego, załączonego między wycinki anody.

Amplituda prądu wielkiej częstotliwości w obwodzie oscylacyjnym generatora magnetronek jest dla danej lampy magnetronek i danego układu oscylacyjnego funkcją prądu emisyjnego I_{ec} , napięcia anodowego V_a i natężenia pola magnetycznego H , czyli

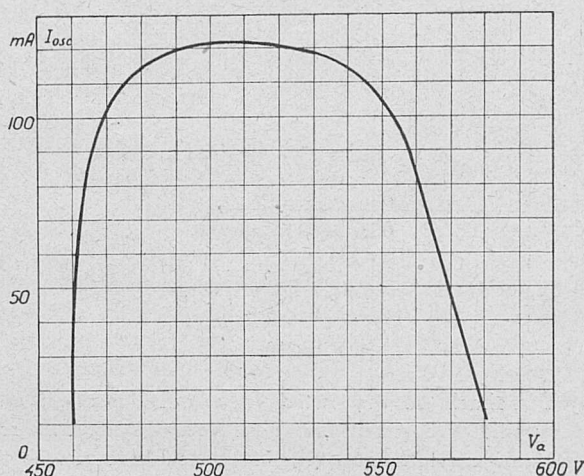
$$I_{osc} = f(I_{ec}, V_a, H) \quad (1)$$

Modulacja amplitudy w takim generatorze może się zatem odbywać przez zmianę, którejkolwiek z tych wielkości.

Jeśli jednak chodzi o przesyłanie częstotliwości akustycznych, to w zwykłych lampach magnatronowych odpada od razu możliwość modulacji przez zmiany prądu emisyjnego, ponieważ zmiany te można skutecznie tylko przez odpowiednią modulację prądu żarzenia lampy, co — wskutek znacznej bezwładności cieplnej katody — jest niekorzystne.

Wobec powyższego pozostaje modulacja przez zmianę napięcia anodowego względnie natężenia pola magnetycznego. Z obu tych sposobów dużo łatwiejszym technicznie jest sposób modulacji przez zmianę napięcia anodowego. Jednak, jak widać z charakterystyk statycznych modulacji anodowej, zdjętych doświadczalnie, modulacja taka nie jest zadowalająca. Jedną z takich charakterystyk, czyli krzywą zależności prądu oscylacyjnego od napięcia anodowego lampy widzimy na rys. 1. Jak wynika z rysun-

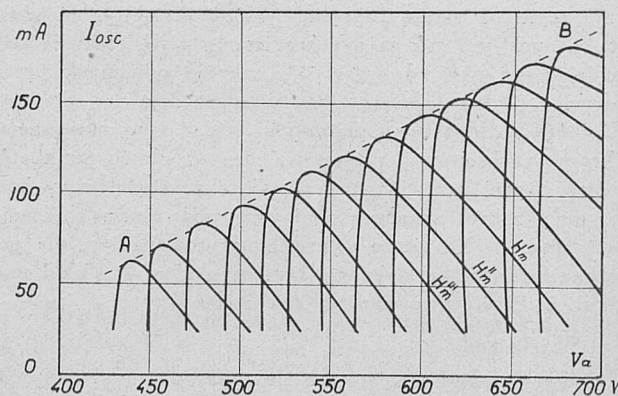
sunku, drgania powstają nagle przy pewnym napięciu anodowym, utrzymują się potem dla niewielkiego zakresu napięć przy stałej prawie amplitudzie, by przy dalszym wzroście napięcia anodowego szybko zaniknąć. Droga specjalnego doboru napięć zasilających i natężenia pola magnetycznego można wprawdzie rozciągnąć opadającą część



Rys. 1.

tej krzywej, tak że będzie ona przebiegała bardziej pochyło, podobnie do krzywych z rys. 2, jednak utrzymanie takiej charakterystyki podczas modulacji wymaga bardzo dokładnej stabilizacji napięć zasilających.

Niekorzystny kształt charakterystyki modulacji anodowej magnetronek spowodowany jest przez zależność prądu oscylacyjnego od natężenia pola magnetycznego. Mianowicie, przy danym napięciu anodowym w lampie magne-



Rys. 2.

tronek powstają drgania tylko w pewnym niewielkim zakresie wartości natężenia pola magnetycznego H , określonym przez t. zw. natężenie krytyczne pola magnetycznego: H_{kr} , które wyraża się wzorem:

$$H_{kr} = \frac{6.72}{r_a} \sqrt{V_a} \quad (2)$$

gdzie V_a jest promieniem anody lampy magnetronowej. Z tego powodu, przy stałym natężeniu pola magnetycznego, drgania powstają tylko w niewielkim obszarze napięć anodowych określonym przez wartość napięcia spełniającą równanie (2), a zatem przy modulacji anodowej możemy zmieniać to napięcie tylko w tych, niewielkich zwykle, granicach.

Modulacja przez zmianę natężenia pola magnetycznego jest niekorzystna z tych samych przyczyn co i modulacja anodowa. Oprócz tego modulacja pola magnetycznego przedstawia znaczne trudności techniczne.

Najlepszym stosunkowo rozwiązaniem zagadnienia modulacji generatora magnetronowego byłaby modulacja przez jednoczesne zmiany napięcia anodowego i natężenia pola magnetycznego, w ten sposób, aby równanie (2) było stale spełnione. Jak wynika z charakterystyk statycznych modulacji anodowej $I_{osc} = f(V_a)$, zdjętych dla różnych wartości natężenia pola magnetycznego, podanych na rys. 2, charakterystyka statyczna takiej modulacji byłaby linia prostą, przebiegającą jak np. prosta AB na rys. 2. Zastosowanie takiej modulacji w urządzeniach technicznych napotyka jednak na znaczne trudności.

2. SPECJALNE LAMPY MAGNETRONOWE.

Z przytoczonych rozważań wynika, że modulacja generatora magnetronowego jest utrudniona wskutek tego, że przy drganiach magnetronu między napięciem anodowym a natężeniem pola magnetycznego musi zachodzić związek wyrażony równaniem (2).

Powyższa trudność skłoniła nas do budowy lampy magnetronowej, w której dzięki specjalnemu kształtowi anody równanie (2) byłoby spełnione dla różnych napięć anodowych, jednak przy stałym natężeniu pola magnetycznego. Lampa ta posiada anodę w kształcie stożka ściętego (fotografia na rys. 3), a nie w kształcie walca, jak to bywa zwykle, dzięki czemu można ją rozpatrywać jako szereg połączonych równolegle elementarnych lamp o różnych promieniach anody. Dla stałego natężenia pola magnetycznego, a przy zmieniającym się napięciu anodowym, oscylacje wielkiej częstotliwości będą powstawały w elementarnych lampach o takim promieniu anody V_a , który spełnia zależność wyrażoną równaniem (2).

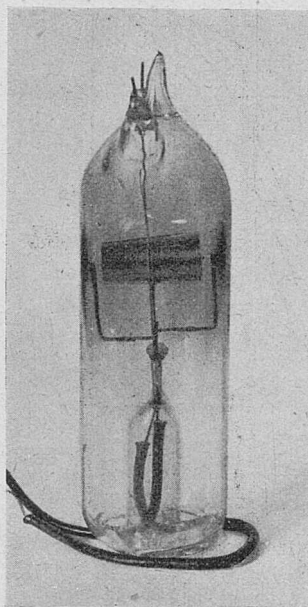
Kształt anody lampy magnetronowej możnaby zatem tak dobrać, aby przy pewnej stałej wartości natężenia pola, a przy wzroście napięcia anodowego (od pewnej wartości) coraz większa część lampy brała udział w oscylacjach, a przez to aby prąd oscylacyjny rósł np. proporcjonalnie do wzrostu napięcia.

Doświadczenia przeprowadzone przez nas z lampą o anodzie stożkowej wykazały jednak, że rozważania powyższe są słuszne tylko dla szeregu lamp elementarnych połączonych równolegle, lecz zupełnie od siebie niezależnych. Natomiast charakterystyki lampy z anodą w kształcie stożka różnią się niewiele od charakterystyk zwykłych lamp magnetronowych, ponieważ wskutek istnienia ładunku przestrzennego rozkład pola elektrycznego w lampie ulega zmianie w ten sposób, że nawet przy najniższym napięciu anodowym (odpowiadającym oscylacjom części lampy o najmniejszej średnicy anody) prawie cały prąd emisyjny dobiega do anody, a przez to energia oscylacji w całym zakresie napięć anodowych niewiele się zmienia.

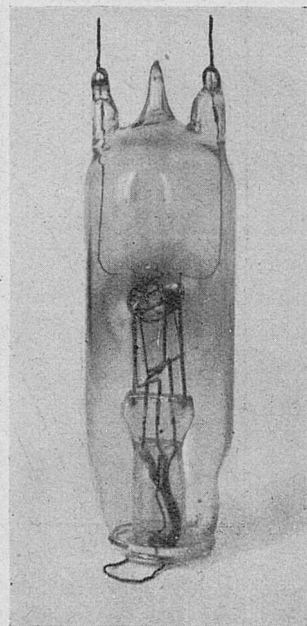
3. MAGNETRON Z SIATKĄ.

Doświadczenia podane niżej dowodzą, że można otrzymać zupełnie zadawalającą modulację drgań magnetronowych przez zmianę potencjału dodatkowej elektrody

wprowadzonej między anodę i katodę lampy magnetronowej. Lampa taka została zbudowana w Dziale lamp elektronowych Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego; posiada ona, oprócz katody i dzielonej na dwa wycinki anody, jeszcze jedną elektrodę w kształcie spirali, umieszczoną analogicznie jak siatka w lampie trójelektrodowej (fotografia na rys. 4). Tę dodatkową elektrodę będziemy w dalszym ciągu nazywali siatką, gdyż spełnia ona podobną rolę co siatka w lampie trójelektrodowej.

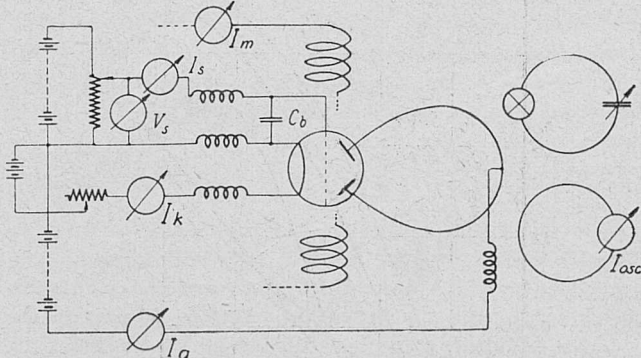


Rys. 3.



Rys. 4.

Z lampą magnetronową, posiadającą siatkę, przeprowadzono szereg prób w układzie przedstawionym schematycznie na rys. 5. Obie połowki anody lampy połączono pętlą metalową, która — wraz z pojemnością międzyelektrodową lampy — stanowiła właściwy obwód oscylacyjny. Z obwodem tym był sprzężony indukcyjnie obwód termomiliamperomierza oraz obwód absorbujący energię wielkiej częstotliwości (sztuczna antena). Siatkę lampy magnetro-

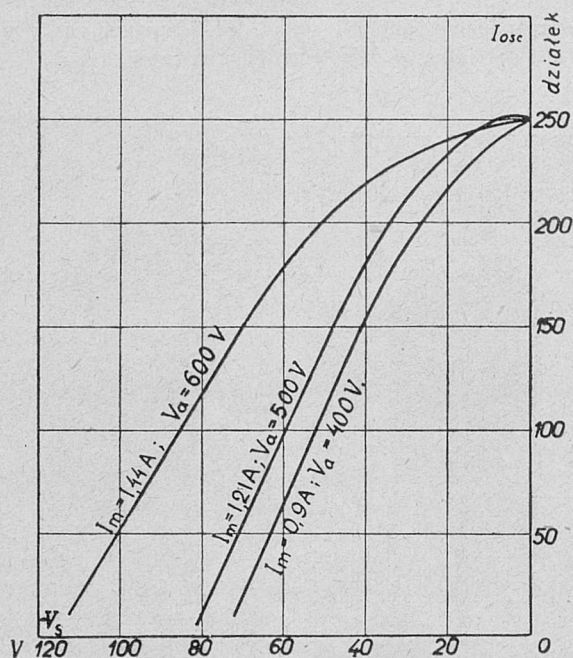


Rys. 5.

nowej bocznikowano niewielkim kondensatorem (rzędu 150 cm) do katody lampy.

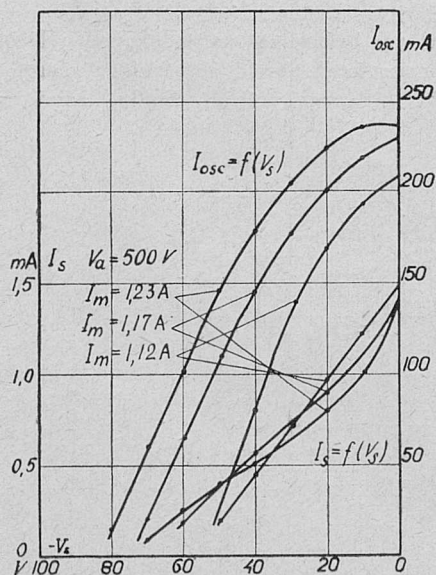
Charakterystyki statyczne modulacji siatkowej $I_{osc} = f(V_s)$ zdejmowano w ten sposób, że dla pewnej określonej wartości napięcia anodowego V_a , i natężenia pola magnetycznego, określonego przez prąd magnesujący I_m , zmieniano napięcie siatki przy pomocy potencjometra. Prąd oscylacyjny odczytywano na termomiliamperomierzu sprzę-

żonym z obwodem oscylacyjnym. Rys. 6 przedstawia zdjętę w ten sposób trzy charakterystyki modulacji dla różnych napięć anodowych i różnych prądów magnesujących; z krzywych tych widać, że przez zmiany napięcia siatki można otrzymać nieznkształconą modulację o znacznej głębokości.



Rys. 6.

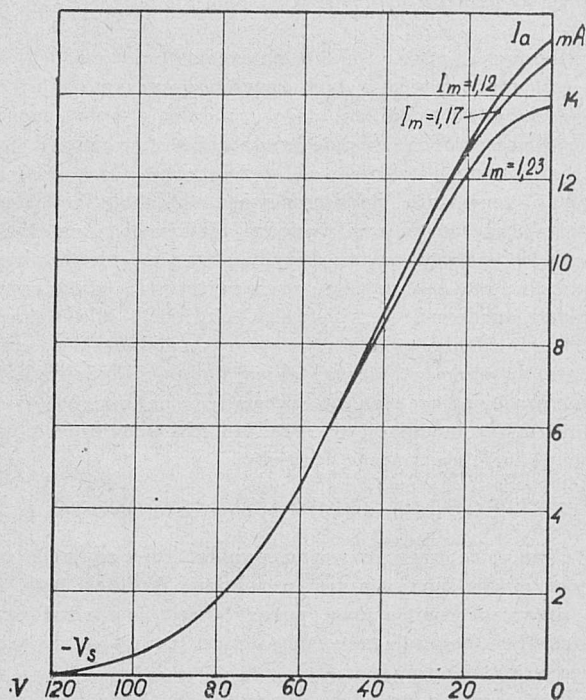
Na rys. 7 przedstawione są charakterystyki modulacji dla tego samego napięcia anodowego, lecz dla różnych prądów magnesujących. Z krzywych tych wynika, że wpływ pola magnetycznego na charakterystykę modulacji siatkowej jest w tej lampie kilkakrotnie mniejszy, niż na cha-



Rys. 7.

rakterystykę modulacji anadowej w zwykłej lampie. Jest to poważnie zaleta modulacji siatkowej, gdyż utrzymanie stałości napięć zasilających nie jest tu tak krytyczne jak w lampie zwykłej.

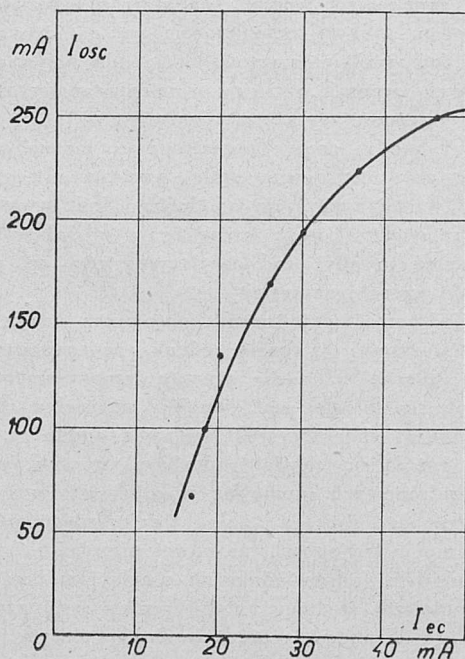
Na rys. 7 podane są również krzywe zależności prądu siatki I_s od napięcia siatki V_s . Dla zakresu modulacji krzywe te mają przebieg prawie prostoliniowy co oznacza, że oporność lampy dla częstotliwości modulacji jest stosunkowo stała. Wartość tej oporności, obliczona z nachy-



Rys. 8.

lenia krzywych $I_s = f(V_s)$, wynosi średnio $50 \text{ k}\Omega$; modulacja siatkowa wymaga więc źródła napięcia modulacji o niewielkiej mocy.

Charakterystyki powyższe były zdjęte dla drgań o długości fali równej około 180 cm . Podczas modulacji



Rys. 9.

napięcia siatki zmian długości fali praktycznie biorąc nie stwierdzono. Moc wielkiej częstotliwości promieniowana przez generator była mierzona przy pomocy obwodu absorcyjnego z żarówką wycechowaną prądem stałym przy po-

mocy fotoelementu. Moc ta wynosiła dla maksymalnej wartości prądu oscylacyjnego krzywych z rys. 5 około 2 watów. Odpowiada to sprawności generatora około 20%.

Modulację przy pomocy zmian napięcia siatki można uważać jako modulację przez zmianę prądu emisyjnego w zwykłym magnetronie. Wynika to z krzywych podanych na rys. 8, a przedstawiających zależność prądu anodowego magnetronu I_a w funkcji napięcia siatki V_s (krzywe te były zdejmowane jednocześnie z krzywami podanymi na rys. 7. Zmieniając napięcie siatki, regulujemy jakgdyby ilość elektronów biorących udział w oscylacjach. Rozumowanie to potwierdza zresztą krzywa podana na rys. 9, a przedstawiająca zależność prądu oscylacyjnego w funkcji prądu emisyjnego. Krzywa ta została zdjęta dla lampy magnetronowej z siatką, przy napięciu siatki równym 0, przez regulację zarzenia katody. Jak widać z rysunku, kształt tej

krzywej jest zupełnie podobny do kształtu krzywych z rys. 6 i 7.

Powyższe doświadczenia, jak zaznaczona na wstępie, odnoszą się do drgań magnetronowych wielkiej częstotliwości typu dynatronowego, powstających wtedy gdy kierunek pola magnetycznego jest równoległy do osi elektrod lampy. Co się tyczy zastosowania modulacji siatkowej do drugiego rodzaju drgań (elektronowych), odpowiednie badania są w toku i będą przedmiotem następnych publikacji.

W zakończeniu niech nam wolno będzie podziękować p. Z. Jelonkowi, asystentowi Zakładu Radjotechniki, za dyskusje nad niektórymi zagadnieniami w związku z niniejszym tematem, zaś p. W. Górcze z P. I. T. — za wykonanie modeli lamp.

Luty — Marzec 1935 r.

PRZESZKODY ZE STRONY STACJI LOKALNYCH

Brouillages des stations locales

Jerzy Kahan

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

Odbiór radjofonicznych stacji Mińsk i Kalundborg jest bardzo często uniemożliwiony w Warszawie, a to dlatego, że przy dostrojeniu odbiornika do tych stacji występuje silnie stacja telegraficzna, nadająca znaki Morsa. Ton stacji telegraficznej przy dostrojeniu odbiornika do Mińska wynosi zawsze ok. 400 c/s, przyczem Mińsk zostaje kompletnie zagłuszony przez telegraf; ton przy dostrojeniu do Kalundborga jest rzędu 2000 c/s i przeszkody ze strony telegrafu są już mniejsze, lecz pomimo to odbiór Kalundborga staje się niewątpliwie zły. Z nasłuchów wynikało, że stacja przeszkadzająca jest ta sama w obydwóch wypadkach. Dla rozwiązania zagadki trzeba było po pierwsze zidentyfikować stację. Okazało się, że jest to stacja SPL (warszawska transatlantycka stacja telegraficzna w Babicach). Lecz częstotliwość nominalna stacji SPL wynosi 16,42 kc/s, natomiast częstotliwości Mińska i Kalundborga są 208 i 238 kc/s. W jaki więc sposób może SPL przeszkadzać w odbiorze tych stacji? Pierwszem przypuszczeniem było, że przeszkody są wywołane harmonicznymi stacji SPL. Przypuszczenie to okazało się jednak niesłusznym, gdyż:

1) nie było powodu, dla którego te harmoniczne miałyby przeszkadzać w odbiorze radjofonicznym, podczas gdy inne, nawet niższe harmoniczne, były zupełnie nieszkodliwe;

2) proste obliczenie wykazuje, iż żadna z wielokrotnych częstotliwości 16,42 nie ma wartości zbliżonej ani do 208, ani do 238; 12^a harmoniczna stacji SPL wynosi 197 kc/s, 13^a — 213,5, 14^a — 229,9, 15^a — 246,3;

3) nadawanie sygnałów przez stację SPL na częstotliwości 16,42 kc/s nie zawsze powodowało przeszkody w odbiorze Mińska i Kalundborga.

Ten ostatni powód najbardziej podważył pierwotne przypuszczenia. Z poczynionych obserwacji wynikało niezbicie, że niezbędnym warunkiem dla występowania sygnałów stacji SPL na częstotliwości Mińska (względnie Kalundborga) jest jednoczesna obecność w eterze fali nośnej zarówno Mińska (względnie Kalundborga), jak i fali nośnej Raszyna; gdy brak jednej z dwóch fal nośnych występowanie stacji SPL natychmiast ustaje. Oznacza to, że jeśli na przykład stacja Kalundborg nie nadaje, zaś Mińsk i Raszyn nadają, to SPL wystąpi tylko na częstotliwości Mińska

i nie wystąpi na częstotliwości Kalundborga. Oznacza to również, że odbiór Mińska i Kalundborga jest możliwy zawsze w takiej porze dnia, kiedy SPL nie nadaje, zaś podczas nadawania SPL tylko wtedy, gdy Raszyn nie pracuje.

Wytłomaczenie powyższego zjawiska jest następujące: częstotliwość Raszyna wynosi 224 kc/s, zaś SPL około 16,4 kc/s. Sygnały tych stacji nakładają się na wejściu do odbiornika. Ponieważ natężenie pola obydwu stacji jest w Warszawie bardzo wielkie, sygnały ich, pomimo że obwody odbiornika są nastrojone na inną częstotliwość, przedostają się do następnych stopni odbiornika, naskutek nieuniknionej detekcji na zakrzywieniu charakterystyki lamp, w postaci dwóch sygnałów: jednego na częstotliwości $224 + 16,4$, drugiego — na częstotliwości $224 - 16,4$ kc/s. Raszyn emituje fale ciągłe; nadawanie SPL jest przerywane w takt manipulacji. Dlatego też obecne w odbiorniku sygnały na częstotliwościach $\Phi_1 = 224 + 16,4 = 240,4$ i $\Phi_2 = 224 - 16,4 = 207,6$ są również przerywane w takt manipulacji SPL. Jeśli teraz dostroimy odbiornik do stacji Kalundborg ($F_1 = 238$), to naskutek dudnienia pomiędzy częstotliwością 238 i 240,4 otrzymamy na wyjściu z odbiornika ton $f_1 = \Phi_1 - F_1 = 2400$ c/s, ton, który jest przerywany w takt manipulacji Babic. Podobnie dostrajając się do Mińska ($F_2 = 208$), otrzymuje się w odbiorniku sygnał telegraficzny o tonie $f_2 = \Phi_2 - F_2 = 400$ c/s.

Ażby efekt ten miał miejsce, musi wytworzyć się w odbiorniku częstotliwość Φ_1 ew. Φ_2 ; gdy częstotliwości 224, niezbędnej do utworzenia Φ zabraknie, efektu opisywanego nie otrzymamy. Również nie będzie go, gdy zabraknie częstotliwości F, niezbędnej do utworzenia częstotliwości f.

Przeszkody analogiczne mogą zająć we wszystkich wypadkach, gdy odbiornik znajduje się w bliskim sąsiedztwie dwóch stacji nadawczych; jeśli suma lub różnica częstotliwości stacji nadawczej wynosi Φ , zaś częstotliwość odbierana F jest taka, że $F \pm \Phi$ jest w granicach widma akustycznego, to odbiór stacji F będzie zakłócony. Zakłócenie to będzie miało charakter sygnałów telegraficznych o tonie $F \pm \Phi$, jeśli jedna z lokalnych stacji jest telegraficzna, lub charakter gwizdu ciągłego, jeśli obydwie stacje nadają fale ciągłe.

Fakt powstania w odbiorniku częstotliwości równej sumie lub różnicy częstotliwości lokalnych stacji ma bardzo duże znaczenie dla zakładów, zajmujących się pomiarami częstotliwości stacji nadawczych, gdyż może on spowodować przykre chociaż komiczne następstwa: zakład taki może zmierzyć, i to z wielką dokładnością, chociażby nawet do 1 na milion, częstotliwość nie wypromieniowaną przez żadną stację nadawczą, częstotliwość której w eterze wogóle nie ma, i która nie jest nawet generowana w odbiorniku (ponie-

waż odbiornik jest nieoscylujący). Sprzęgając odbiornik z częstotściomierzem-heterodyną, „odnajduje się” częstotliwość Φ , która jest równa sumie lub różnicy częstotliwości dwóch stacji lokalnych. Strojąc częstotściomierz, w pobliżu częstotliwości Φ otrzymuje się typowy gwizd interferencyjny po jednej i po drugiej stronie ciszy, oznaczającej równość częstotliwości częstotściomierza-heterodyny z nieegzystującą w eterze częstotliwością Φ .

NOWE UKŁADY DO STABILIZACJI NAPIĘCIA

Quelques méthodes de stabilisation de la tension

Inż. S. Ryżko i dypl. techn. M. Składkowski

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

Aparaty i przyrządy stosowane w technice radiowej lub teletechnicznej wymagają często napięć zasilających o stałej wartości. W takich przypadkach, najdogodniejszy sposób zasilania z sieci silnoprowądowej nie może być bezpośrednio zastosowany z powodu wahań napięcia sieci. Zagadnienie otrzymania stałego napięcia zasilającego przy wahaniami napięcia sieci, zajmuje umysły radjotechników już od dłuższego czasu, pomimo to brak do dziś zupełnie zadowalającego sposobu stabilizacji napięcia.

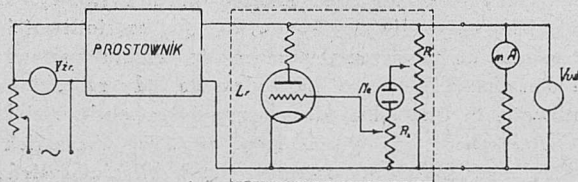
Artykuł niniejszy opisuje wyniki prób przeprowadzonych w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym z układami do stabilizacji napięcia pomysłu prof. Dr. J. Groszkowskiego. Układy te nie rozwiązują zagadnienia stabilizacji całkowicie, jednak mogą być w wielu przypadkach z powodzeniem zastosowane.

Jeden z układów służących do stabilizacji napięcia przedstawiony jest schematycznie na rys. 1. Jak wynika z rysunku urządzenie stabilizacyjne, włączone między źródłem napięcia (w naszym przypadku prostownik zasilany z sieci), a odbiornikiem energii, składa się z lampy trójelektrodowej L_r , lampy neonowej N_e , oraz dwu potencjometrów R_1 i R_2 . Działanie tego urządzenia polega na pobieraniu przez lampę L_r pewnego prądu ze źródła. Prąd ten, wywołując spadek napięcia na oporze wewnętrznym źródła, określa w ten sposób napięcie na zaciskach odbiornika energii V_{uz} . Chcąc utrzymać to napięcie stałe, przy napięciu źródła zmieniającym się w pewnych granicach, musimy tak regulować pobór prądu przez lampę L_r , aby zmiany spadku napięcia tego prądu na oporności wewnętrznej źródła kompensowały zmiany napięcia źródła. W naszym wypadku, prąd pobierany przez lampę L_r zależy od napięcia na siatce tej lampy, zaś to napięcie jest

Ażeby powiększyć zależność zmian napięcia na siatce lampy regulacyjnej L_r od napięcia na odbiorniku energii, zastosowano tu lampę neonową. Przy użyciu zwykłej lampy trójelektrodowej jako lampy L_r można siatkę tej lampy udzielić najwyżej kilku woltów potencjału dodatniego; napięcie to stanowi zaledwie kilka procent, znacznej zwykle, wartości napięcia V_{uz} (w naszym przypadku około 100 V), zatem przy pobieraniu napięcia siatki potencjometrycznie z napięcia V_{uz} , zmiany napięcia siatki stanowiłyby tylko parę procent zmian napięcia na odbiorniku energii, a regulacja przez to byłaby mało czuła.

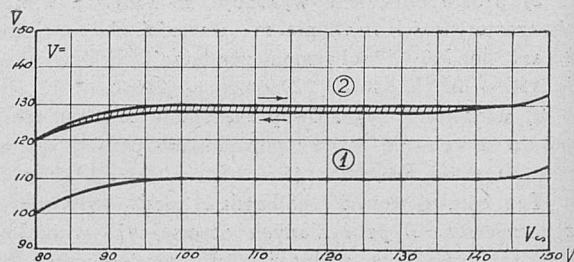
Inaczej jest, gdy zastosujemy lampę neonową, tak jak jest to pokazane na rys. 1. Jak wiadomo, charakterystyka lampy neonowej po zapłonie przebiega bardzo płasko, t. zn., że dużym zmianom prądu płynącego przez lampę odpowiadają minimalne zmiany napięcia na jej zaciskach. A zatem, zmiany napięcia na układzie połączonych w szereg oporu omowego i lampy neonowej będą prawie całkowicie odbywały się na zaciskach oporu omowego. W naszym przypadku oporem tym jest potencjometr R_2 , z którego czerpiemy napięcie siatki. Odpowiedni punkt pracy lampy neonowej dobieramy przy pomocy suwaka potencjometru R_1 .

Należy się starać, aby wykorzystać jaknajwiększą część napięcia V_{uz} . Przy większych wartościach tego napięcia należy odpowiednio zwiększać liczbę lamp neonowych, włączonych w szereg z oporem R_2 . Przy odpowiednio dobranych wartościach oporu R_2 i napięcia na lampach neonowych siatka będzie otrzymywała prawie całkowite zmiany napięcia V_{uz} przez co regulacja będzie bardzo skuteczna.



Rys. 1.

funkcją napięcia V_{uz} . Zatem nie możemy otrzymać tu idealnie poziomej charakterystyki $V_{uz} = f(V_{zr})$; musi ona posiadać pewne nachylenie jednak tem mniejsze im większa będzie zależność zmian napięcia siatki od napięcia na wyjściu V_{uz} .



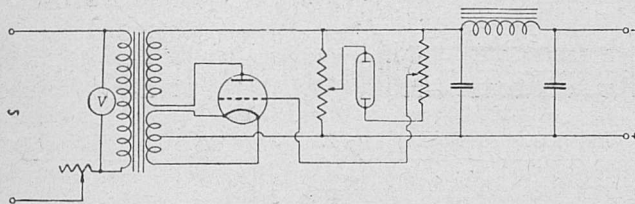
Rys. 2.

Rysunek 2 przedstawia krzywe doświadczalne zdjęte dla układu z rys. 1. Do doświadczenia użyto prostownika o mocy wyjściowej około 10 W; jako lampę regulującą użyto lampę B405 „Philips”, żarzenie jej oraz prostownik zasilano napięciem zmiennym, którego wartość zmieniano

w szerokich granicach. Jako lampa neonowa, służyła mała lampa Philips'a t. zw. wskaźnik napięcia. Krzywe na rysunku 2 przedstawiają zależność napięcia na zaciskach prostownika w funkcji napięcia sieci; jedna z nich oznaczona cyfrą 1 — dla mocy wyjściowej 3,6 wata, druga, oznaczona cyfrą 2 — dla mocy 5,5 wata. Ta ostatnia krzywa posiada pętlę spowodowaną przez właściwości lampy neonowej; mianowicie dla większych prądów płynących przez lampę, charakterystyka jej zależała od kierunku zmian napięcia.

Drugi układ, który może być zastosowany do stabilizacji napięcia prostownika zasilanego z sieci, przedstawia rys. 3. Niedogodnością tego układu jest potrzeba stosowania lampy trójelektrodowej, jako lampy prostowniczej.

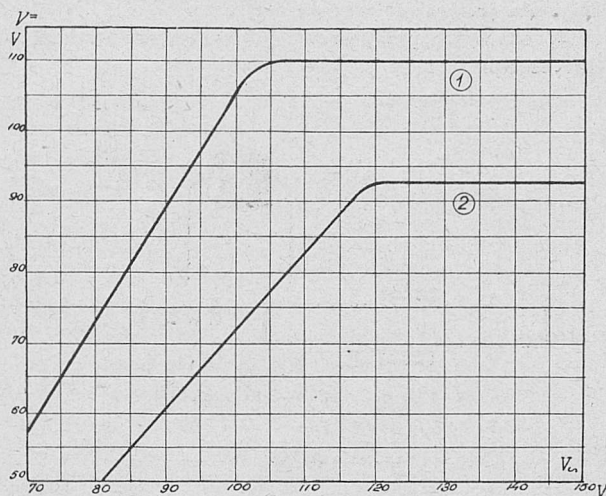
Zasada działania tego układu jest podobna do zasady działania układu opisanego wyżej, z tą różnicą, że przez zmianę potencjału siatki lampy prostowniczej, może-



Rys. 3.

my niejako regulować opór wewnętrzny źródła. A zatem, w pewnych granicach zmian napięcia źródła, mamy możliwość tak regulować opór wewnętrzny źródła, żeby przy stałym prądzie w obwodzie, napięcie na zaciskach odbiornika energii pozostało stałe. Ponieważ tu, tak jak i poprzednio napięcie na siatce lampy prostowniczej jest funkcją napięcia na odbiorniku, więc powinniśmy tę zależność uczynić jaknajwiększą. W tym celu tak jak i poprzednio zastosowano lampę neonową; ma ona zatem

w układzie zasadnicze znaczenie, wielokrotnie uczulając regulację. Widać to zresztą wyraźnie z rys. 4, na którym podane są wyniki doświadczeń przy badaniu powyższego układu. Do pewnego punktu, póki lampa neonowa się nie zaświeci, zależność $V_{uż} = f(V_{zr})$ przebiega bardzo stromo, zaś po zaświeceniu się lampy przechodzi momentalnie w linię prawie poziomą.



Rys. 4.

Wyniki uwidocznione na wykresach z rys. 4 odnoszą się do lampy F410 „Philips”; krzywa oznaczona cyfrą 1 dla mocy wyjściowej 0,5 wata, krzywa 2 — dla mocy 1 wat.

Jak widać z krzywych, podanych na rysunkach 2 i 4, układy opisane nadają się całkowicie do stabilizacji urządzeń zasilających, pobierających energię z sieci prądu zmiennego (np. małych generatorów stałej częstotliwości), gdyż pozwalają utrzymać stałe napięcie wyjściowe nawet przy wahaniach napięcia sieci dochodzących do $\pm 20\%$.

KWARCOWE REZONATORY OPTYCZNE

Résonateurs lumineux à quartz

Inż. P. Modrak

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

Zjawisko świecenia kwarcu było zaobserwowane przez Giegego i Scheibego w roku 1925.

Dla wywołania zjawiska świecenia umieszcza się kwarc pomiędzy dwiema elektrodami, jak to pokazuje rys. 1. Elektrody E_1 i E_2 są umocowane na ebonicie lub szkłe. Kwarc leży swobodnie na elektrodzie dolnej, pomiędzy elektrodą górną i kwarcem jest szczelina rzędu około 0,5 mm., niezbędna do obserwacji świecenia kwarcu.

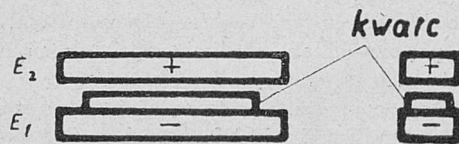
Jeżeli częstotliwość zmiennej różnicy potencjałów na elektrodach odpowiada częstotliwości własnej kwarcu, wtedy występują w kwarcu znaczne naprężenia mechaniczne, które powodują świecenie kwarcu.

Różnica potencjałów, niezbędna dla wywołania świecenia, jest znacznie mniejsza, jeżeli kwarc jest umieszczony w próżni rzędu 10—15 mm słupa rtęci.

Dla wywołania zjawiska świecenia kwarc umieszczano pod kloszem, w którym utrzymywano próżnię rzędu 10—15 mm. słupa rtęci i elektrody załączano do zacisków kondensatora w generatorze lampowym o mocy 25 watów i napięciu anodowym 400—600 V.

Gdy częstotliwość generatora lampowego była doprowadzona do podstawowej częstotliwości drgań wzdłuż dłu-

gości pręta, występowało małe nieznaczne świecenie się pręta, przyczem maksymalne natężenie światła występowało pośrodku pręta i stopniowo zmniejszało się ku końcowi pręta. W tym przypadku punkt rezonansu może być osiągnięty



Rys. 1.

z dokładnością 1 na 10 000, obserwując częstotliwość odpowiadającą maksymalnemu natężeniu światła. Drgania harmoniczne mogą być wywołane w ten sam sposób lub też przez umieszczenie odpowiedniej ilości elektrod.

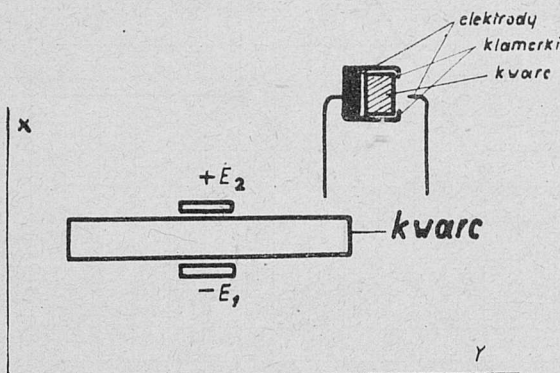
Rezonatory optyczne znajdują duże zastosowanie przy utrzymaniu stałości fali nadajników, aczkolwiek same nie regulują częstotliwości automatycznie, są używane przy cechowaniu falomierzy lub sprawdzeniu ich dokładności oraz przy międzynarodowych porównaniach częstotliwości.

Prace Giebe'go i Scheibe'go szły w kierunku wyzyskania drgań podłużnych o częstotliwościach stosowanych w radiotechnice. Rezonatory stosowane przez nich do badań posiadają kształt prętów o przekroju prostokątnym.

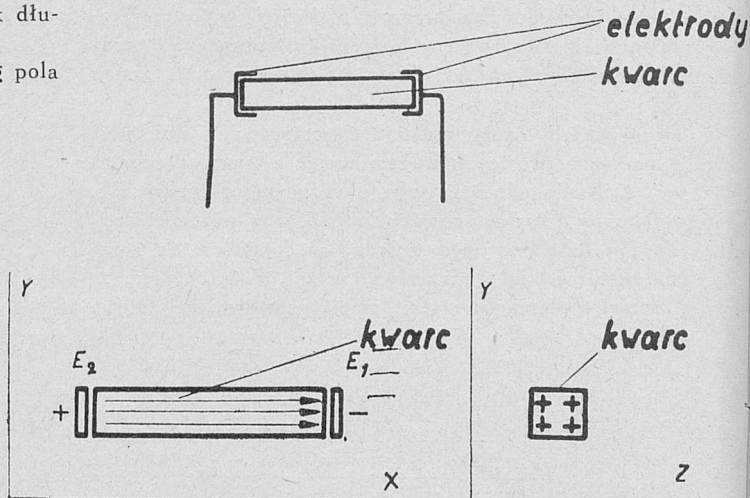
W przypadku przedstawionym na rys. 2 kierunek długości pręta przebiega pod kątem prostym do osi optycznej.

W przypadku przedstawionym na rys. 3 kierunek długości pręta jest równoległy do osi X.

W obydwoh przypadkach pokazany jest przebieg pola elektrycznego.



Rys. 2.



Rys. 3.

W przypadku przedstawionym na rys. 2, kwarc spoczywa swobodnie na powierzchni elektrody i jest zabezpieczony od poślizgu przez klamarki, podtrzymujące go ze wszystkich stron. Klamerki te przylegają zupełnie luźno do kwarcu i pozwalają na nieznaczny jego ruch, co można stwierdzić przy wstrząsach, gdy dają się słyszeć słabe trzaski.

Druga elektroda składa się z ostrza drutu lub, przy dłuższych wymiarach płytki, z drucika umieszczonego równoległe do kwarcu. Elektroda ta nie przylega bezpośrednio do kwarcu i tworzy szczelinę około 0,5 mm.

Przy układzie elektrod przedstawionym na rys. 3 elektrody posiadają wgłębienia, w które wchodzi sztabki kwarcu i są tam obsadzone luźno, jednak nie mogą wypaść. Ten sposób zamocowania stosuje się dla częstotliwości niższych.

Aczkolwiek natężenie pola elektrycznego przy tych samych napięciach pomiędzy elektrodami w sztabkach przedstawionych na rys. 3, jest mniejsze niż w przypadku przedstawionym na rys. 2, jednak jest ono dostateczne dla wywołania zjawiska świecenia w prętach do 50 mm. długości. Jak przy jednym tak i przy drugim sposobie zamocowania kwarcu jest stosowane luźne lub stałe zamocowanie.

Sztabki kwarcu są zmontowane wewnątrz baniek szklanych, które są wypełnione mieszaniną neonu i helu o ciśnieniu kilku milimetrów słupa rtęci.

W obydwoh przypadkach wyzyskane zostały drgania podłużne prętów w celu wyeliminowania drgań ubocznych i uzyskania małego współczynnika cieplnego.

Wymiary poprzeczne pręta są stosunkowo małe.

Dla częstotliwości 250 000 potrzebny jest pręt o wymiarach: $y = 3$ mm, $x = 1,5$ mm, $z = 2$ mm.

Przy częstotliwości 1×10^6 okresów wymiary pręta wynoszą: $y = 3$ mm, x i $z = 1,5$ mm. W tym wypadku przygotowanie pręta i trzymacza sprawia pewne trudności.

Zaletą tego rodzaju kwarców jest stosunkowo nieduży współczynnik cieplny częstotliwości, czyli stosunkowo nieduża zmiana częstotliwości przy zmianach temperatury, stąd duża dokładność określenia częstotliwości, dochodząca do $10 \div 20 \times 10^{-6}$ przy luźnym zamocowaniu i 5×10^{-6} przy stałym zamocowaniu.

Jak wskazano powyżej, wyzyskanie drgań podłużnych nastęca w praktyce pewne trudności konstrukcyjne. Je-

żeli chodzi o drgania przy wyższych częstotliwościach, zachodzi konieczność wyzyskania drgań prętów przy pewnych harmonicznych.

Doceniając znaczenie kwarców świecących dla fal poniżej 100 metrów jako dokładnych falomierzy, Państwowy Instytut Telekomunikacyjny w połowie 1934 roku rozpoczął

badania nad możliwością wyzyskania płytek o niedużych wymiarach cięcia X jako kwarców świecących. Płytki takie, jak wiadomo, posiadają falę około 100 m. na 1 mm. i nie posiadają skłonności do wielofalowości, jak to często ma miejsce przy płytkach cięcia Y. Ta okoliczność pozwala na wytwarzanie kwarców na falę około 40 metrów, czyli częstotliwość rzędu 7,5 megacykla.

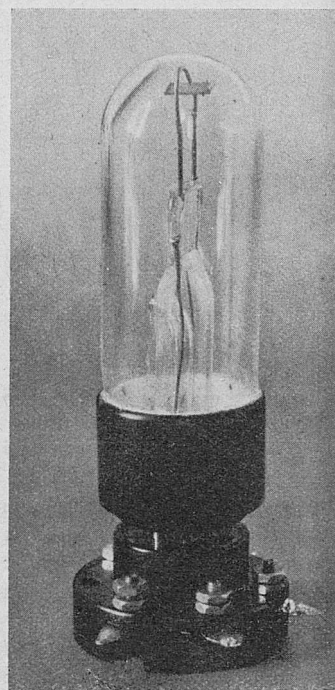
Badania następne wykazały, że istnieje możliwość wzbudzenia świecenia się kwarców cięcia X nawet o większych wymiarach, co niezmiernie ułatwia zadanie wytwórczości.

Rys. 4 przedstawia wygląd zewnętrzny kwarcowego oscylatora optycznego.

Ten ostatni model posiada małe wymiary i jest przeznaczony do pracy w warunkach, gdzie jest brak miejsca. Energia pochłaniania przez kwarc tego rodzaju jest bardzo nieznaczna. Dokładność nastrojenia bardzo duża.

Takie rezonatory winny znaleźć zastosowanie przy nastrajaniu nadajników krótkofalowych, niesterowanych kwarcem, zwłaszcza jeżeli przyjmie się pod uwagę, że zwykły falomierz rezonansowy pozwala na otrzymanie dokładności poniżej 1%, co przy falach krótkich nie daje żadnej rękojmi należytego nastrojenia nadajnika.

Próby nastrojenia nadajników na samolotach przy pomocy wyżej podanych modeli dały wyniki całkowicie zadowalniające.



Rys. 4.

ELEKTROAKUSTYCZNE BADANIE ODBIORNIKÓW RADJOFONICZNYCH

Essais électro-acoustiques des récepteurs de radiodiffusion

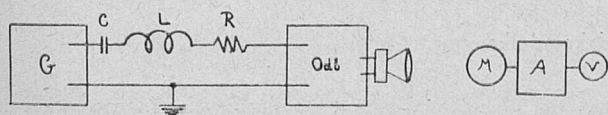
Inż. S. Dierewianko

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

Istniejące dotąd sposoby badania odbiorników radjofonicznych sprowadzają się do określenia własności odbiornika bez uwzględnienia głośnika. Podczas takiego badania mierzy się moc wyjściową odbiornika na oporze omowym, włączonym zamiast głośnika w obwód anody lampy końcowej, bądź też kontroluje się wprost wielkość napięcia o częstotliwości akustycznej, występującego na głośniku. Ten ostatni sposób badania jest stosowany tylko przy produkcji masowej odbiorników, kiedy chodzi raczej o sprawdzenie jakości poszczególnych egzemplarzy wyprodukowanych. Sposób pierwszy, polegający na pomiarze mocy akustycznej na oporności omowej, dopasowanej do lampy końcowej, jest uważany dotąd za wzorcowy. Badanie przeprowadza się bądź dla mocy wyjściowej 50 mW, bądź dla $\frac{1}{4}$ maksymalnej niezniekształconej mocy lampy końcowej.

W miarę postępu techniki budowy odbiorników radjofonicznych głośnik stał się nierozłączną częścią każdego aparatu, to też podczas badania należy traktować odbiornik radjofoniczny razem z głośnikiem jako całość i określać własności odbiornika na podstawie tego, co daje on pod względem akustycznym. Dotychczasowe badania ograniczały się do określenia własności samego odbiornika z pominięciem własności elektroakustycznych głośnika, który prawie decyduje, jeśli chodzi o zachowanie się odbiornika w normalnych warunkach pracy jako pewnego rodzaju sprzętu elektroakustycznego, mającego za zadanie dostarczanie audycji głośnikowej o określonym natężeniu.

Państwowy Instytut Telekomunikacyjny już od roku przeprowadza badania odbiorników radjofonicznych drogą elektroakustyczną. Układ pomiarowy jest przedstawiony na



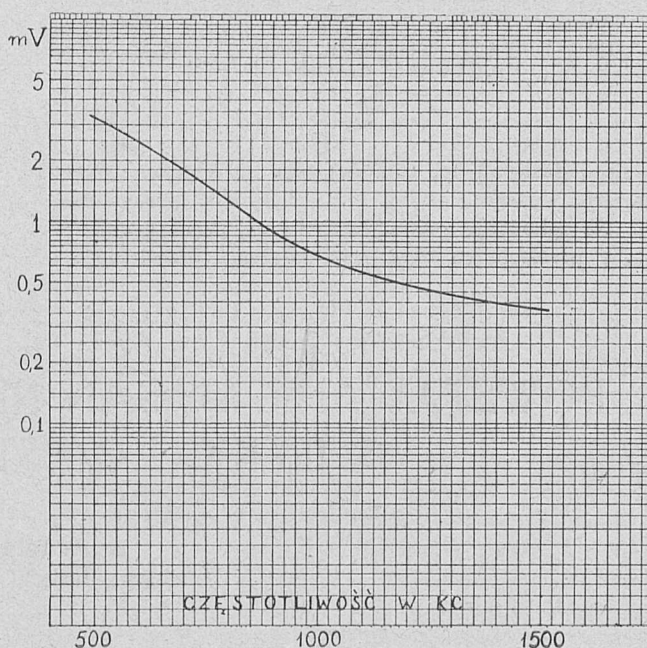
Rys. 1.

rys. 1. Z generatora wielkiej częstotliwości (G), który może być modulowany dowolną częstotliwością akustyczną, poprzez sztuczną antenę (o danych: $R = 25 \Omega$, $L = 20 \mu H$, $C = 200 \mu F$) zostaje doprowadzone napięcie do odbiornika. To napięcie wielkiej częstotliwości o znanej wielkości, modulowane do głębokości 50% częstotliwością akustyczną, daje w głośniku pewien efekt akustyczny, kontrolowany mikrofonem elektrostacyjnym (M), za którym umieszczono wzmacniacz (A) i woltomierz (V). Układ mikrofon-wzmacniacz-woltomierz muszą mieć prostolinijową charakterystykę częstotliwości w zakresie badanych częstotliwości akustycznych z tolerancją ± 1 db.

Badanie odbiornika przeprowadza się dla przeciętnego odbioru głośnikowego. Jako przeciętny odbiór głośnikowy przyjęto dźwięk o natężeniu, które powoduje powstanie siły elektromotorycznej, równej około 15 mV w mikrofonie

o średniej czułości — $25 \div 30$ db, umieszczonym w odległości 10 cm od powierzchni głośnika (poziom 0 db odpowiada 1 V/bar).

Utrzymując tak określoną stałą wartość natężenia dźwięku przy doprowadzeniu do odbiornika napięcia wielkiej częstotliwości, modulowanego częstotliwością 400 c do głębokości 50%, otrzymamy krzywą czułości, jeśli będziemy zmieniać częstotliwość nośną. Krzywą czułości, zdjętą w ten sposób dla odbiornika jednoobwodowego, pracującego na granicy powstawania drgań (detektor z reakcją + pentoda małej częstotliwości), podano na rys. 2.



Rys. 2.

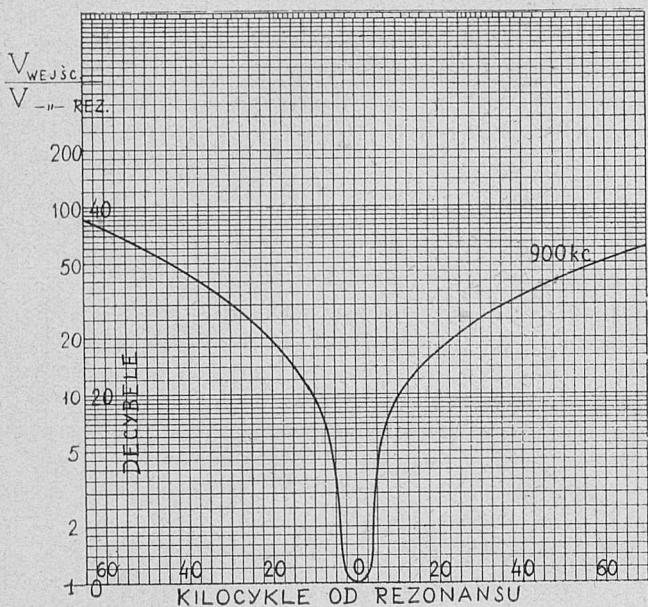
Na rys. 3 podano krzywą selektywności dla tegoż odbiornika, zdjętą w sposób następujący: dla danej częstotliwości nośnej, modulowanej częstotliwością 400 c do głębokości 50%, nastrojono odbiornik na wyżej określony efekt akustyczny, regulując jego wielkość napięciem wielkiej częstotliwości, doprowadzanym do odbiornika; następnie zmieniano w obie strony częstotliwość nośną w okolicy rezonansu i podwyższano napięcie wejściowe aż do otrzymania tego samego efektu akustycznego. Przyjmując efekt akustyczny przy rezonansie za jedność, określano wielkości otrzymane jako stosunek napięcia, wchodzącego do anteny odbiornika przy danym rozstrojeniu do napięcia wejściowego przy rezonansie w funkcji rozstrojenia.

Jeśli wreszcie dla danej częstotliwości nośnej, modulowanej częstotliwością 400 c, przyjmujemy wyżej określony efekt akustyczny jako równy jedności i przy stałej głębokości modulacji 50% oraz stałej wielkości napięcia wielkiej częstotliwości będziemy zmieniać częstotliwość modulującą, to otrzymamy krzywą wierności odtwarzania, jak na rys. 4.

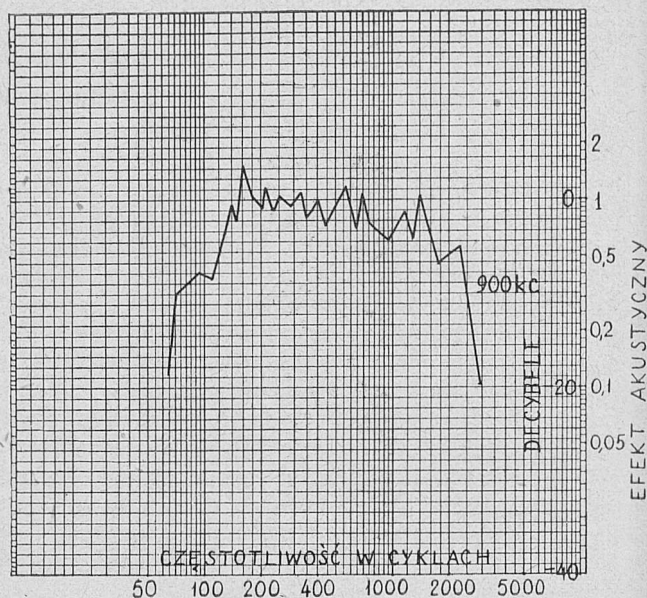
* Wiadomości i Prace Inst. Radjotechn., t. 3, str. 66.

Krzywa ta, przedstawiająca efekt akustyczny odbiornika w funkcji częstotliwości, modulującej częstotliwość wielką, mocno przypomina charakterystykę zwykłego głośnika, róż-

bioru w fonach i, przyjąwszy pewną wartość, uważać ją za normę dla badań wszelkiego rodzaju odbiorników. Można tu posunąć się jeszcze dalej i przyjąć dwie wartości—



Rys. 3.



Rys. 4.

ni się jednak od tej ostatniej tem, że obejmuje nie tylko własności samego głośnika, lecz odbiornika jako całości.

Na zakończenie należy wspomnieć, że najwygodniejsze byłoby przejście na określanie natężenia przeciętnego od-

jedną dla odbiorników małych (dwu i trzylampowych), które dają względnie cichy odbiór, i drugą odpowiednio większą dla odbiorników dużych, wielolampowych, dających parę watów mocy nieznieszczalnej i odbiór głośny.

POWSTAWIANIE DRGAŃ NIEGASNĄCYCH O BARDZO WIELKICH CZĘSTOTLIWOŚCIACH

Production d'oscillations entretenues de très hautes fréquences

Dr. Witold Majewski

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

WSTĘP.

Nazwą fale ultrakrótkie lub mikrofałe¹⁾ obejmujemy fale elektryczne o długościach od 10 m do kilku mm. Jest to obszar widma elektromagnetycznego, który dotychczas był najmniej zbadany, pomimo że pierwsze doświadczenia Hertz'a oraz próby Marconi'ego zastosowania fal elektrycznych do celów praktycznych były skuteczne przy pomocy fal należących do tego obszaru (kilkadziesiąt cm.). Dopiero w ostatnich czasach powstało duże zainteresowanie²⁾ mikrofalami tak ze strony techników, jak i naukowców, ze względu na bardzo swoiste własności tych fal, pozwalające stosować je do specjalnych celów praktycznych

oraz do niektórych metod pomiarowych. Liczne prace tak doświadczalne jak i teoretyczne z tej dziedziny pogłębiły i rozszerzyły znacznie nasze o nich wiadomości, a ostatnio i technika budowy generatorów dla tych częstotliwości posunęła się znacznie. Otwarcie w styczniu r. ub. linii radiokomunikacyjnej o charakterze publicznym pomiędzy Francją i Anglią (Lympe i St. Inglewert) na odległości 50 km przy użyciu fali o długości 18 cm, zdaje się, wskazywać jakby na początek rozwoju okresu praktycznych zastosowań tych fal. Uwzględniając to, w roku 1933 zostały i w Polsce zapoczątkowane badania na szerszą skalę z tej dziedziny, początkowo przez Instytut Radjotechniczny, a potem Państwowy Instytut Telekomunikacyjny. Część wyników tych badań została już ogłoszona³⁾. Poza tem na zeszłorocznym Zjeździe Elektryków Polskich w Krakowie referowano niektóre zagadnienia z tem związane⁴⁾.

¹⁾ A. Scheibe Über kurze und sehr kurze elektrische Wellen Phys. Zeitschr. 35. 206. 1934.

²⁾ Dowodem wzrastających zainteresowań na terenie między narodowym może służyć i to, iż sprawa mechanizmu powstawania drgań o bardzo dużych częstotliwościach i rozchodzenia się fal ultrakrótkich była rozpatrywana, między innymi, w specjalnej komisji, poświęconej fizyce zjawisk radiowych (Radio-Physics) pod przewodnictwem van der Pol'a na 5-ym Zjeździe Międzynarodowej Naukowej Unji Radjowej (U. R. S. I.) w Londynie dnia 11-19 września 1934 r.

³⁾ D. Sokolcow, W. Majewski i S. Ryżko. Wstępne doświadczenia z dziedziny fal decymetrowych. Przegl. Radjotechn. XI, 91, 1933, XII, 1, 9, 1934 oraz Wiad. i Prace Inst. Radj. 5. 67. 1934.

⁴⁾ D. Sokolcow, S. Ryżko i W. Majewski. Obecny stan techniki fal decymetrowych. Prz. Radj. XII. 35. 1934.

W. Majewski. Reflektory elektrycznych fal ultrakrótkich. Przegl. Radj. XII. 43. 1934.

Dla zobrazowania zainteresowań kół fachowych temi zagadnieniami zaznaczmy, że pierwsza praca Barkhausen'a i Kurz'a⁵⁾ o otrzymywaniu niegasnących fal ultrakrótkich została ogłoszona w 1920 r., a już w 1930 r. Kohl w swym artykule referatowym o tych falach przytacza 130 oryginalnych prac. Hollmann zaś w 1934 r., omawiając wyniki badań w tej dziedzinie z lat ostatnich, powołuje się na 84 prace, Ogólna ilość prac i artykułów o tych zagadnieniach przekracza znacznie przytoczone liczby. Zrozumiałem jest więc, że przy tak ogromnym materiale, nawet specjalista z trudem może zdać sobie sprawę z całokształtu zagadnienia, pracujący zaś w dziedzinie pokrewnej staje bezradnie przed tą mnogością nagromadzonych faktów.

Dlatego też w związku z pracami Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego nad falami ultrakrótkimi, wydaje się pożądanym krytyczne przedstawienie wyników prac, dotychczas ogłoszonych w pismach fachowych i pewne uporządkowanie znanych już faktów doświadczalnych oraz poglądów teoretycznych z tej dziedziny. Należy od razu jednak podkreślić, iż to jest możliwe w danej chwili tylko w bardzo ogólnych zarysach przy pominięciu wielu szczegółów.

Fale niegasnące o długościach fali rzędu kilku metrów lub poniżej jednego metra można otrzymać w układach lampowych z polem hamującym lub w układach magnetonowych.

W pierwszej części artykułu omawiam obecny stan badań nad powstawaniem drgań o bardzo wielkich częstotliwościach, wskazując jednocześnie na możliwość ujęcia tych zagadnień na gruncie mechaniki falowej. W drugiej części podaję zarys elementarnej teorii magnetronu, dotychczasowe wyniki prac doświadczalnych i teoretycznych z tej dziedziny, niektóre dane techniczne o lampach magnetonowych, wyrabianych dla celów praktycznych przez Zakłady Przemysłowe: Philipsa, Société Fr. Radio-Electricité, Marconi'ego, Telefunken'a oraz omawiam ważne dla zastosowań praktycznych zagadnienie modulacji drgań w tych układach.

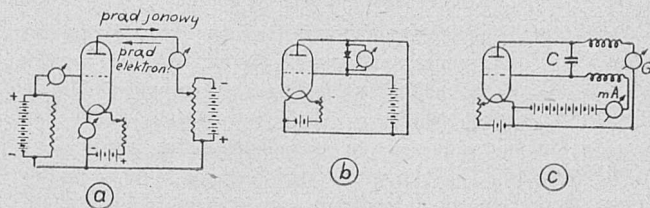
A. UKŁADY LAMPOWE Z POLEM HAMUJĄCEM.

1. Efekt Barkhausen'a — Kurz'a.

Barkhausen i Kurz zauważyli w 1919 roku przy badaniu próżni lamp katodowych napozór niezrozumiałe zjawisko powstawania w lampie trójelektrodowej prądu anodowego o kierunku wprost przeciwnym do spodziewanego i to nawet wtedy, gdy na anodzie istniał duży potencjał ujemny. Lampa katodowa była włączona do układu, którego schemat wskazuje rys. 1a. Jak wiemy z teorii lamp katodowych, gdy próżnia w lampie jest dobra, przyrząd mierniczy, umieszczony w obwodzie anodowym, nie powinien wskazywać prądu, gdyż elektrony wskutek hamującego działania pola elektrycznego w obszarze anoda-siatka nie dobiegają do anody. Inaczej przedstawia się sprawa, gdy w lampie mamy resztki gazów. Cząsteczki ich zostają zjonizowane przez zderzenia z elektronami, a powstające jony dodatnie wychwytywane są przez anodę. W jej obwodzie płynie wtedy prąd t , zw. prąd jonowy od anody przez przyrząd, potencjometr do punktu zerowego. Jego natężenie zależy od ilości cząstek gazowych w lampie. Barkhausen i Kurz zauważyli powstawanie prądu o kierunku wprost przeciwnym, co z powodu dużego ujemnego potencjału na anodzie (elektrony nie do-

biegają do niej) i stałych napięć na elektrodach nie daje się wytłumaczyć bez zrobienia dodatkowych założeń.

Zjawisko to poddali autorowie bliższemu badaniu, stawiając hipotezę, że w lampie powstają drgania, których mechanizm jest prawdopodobnie odmienny, niż w normalnych układach lampowych. Rzeczywiście udało im się doświadczalnie stwierdzić istnienie tych drgań oraz zmierzyć



Rys. 1.

długość ich fali, która zależnie od warunków była zawarta w granicach od 43 do 200 cm. Pomiar długości fali odbywał się zapomocą dwóch drutów Lechera, dołączonych odpowiednio do anody i siatki (rys. 1b). Stwierdzono, że długość fali nie zależy prawie od stałych obwodu zewnętrznego, a jedynie tylko od potencjału na elektrodach lampy i natężenia prądu żarzenia (tabl. I).

Tablica I.

Zmiany długości fali (λ)	Przy zmianie wielkości		
	od	do	
240 $\rightarrow$ 104 cm	V_a	+ 4 — 300 V	$I_z = 1,02$ A
214 $\rightarrow$ 131 „	I_z	0,8 1,15 A	$V_s = + 80$ V $V_a = - 32$ V
160 $\rightarrow$ 143 „	V_s	+ 120 + 200 V	$I_z = 1,02$ A

Jak widzimy z tych danych, długość fali maleje ze wzrostem potencjału ujemnego na anodzie, natężenia prądu żarzenia oraz potencjału na siatce. Zmiany długości fali dla niektórych wartości potencjałów zasilających zachodziły w sposób nieciągły (skokami). Zauważyli pozatem, że ze wzrostem natężenia prądu anodowego wzrasta również i natężenie drgań, co zdaje się wskazywać, że są one przyczyną powstawania prądu anodowego⁶⁾. Do doświadczeń używano lamp Schott-M o elektrodach cylindrycznych (średn. anody 3,1 cm, siatki — 0,7 cm). Siatka w tych lampach była gęsta i zrobiona z cienkiego drutu. *Oscylacyj nie otrzymano z lampami o elektrodach płaskich.*

Co się tyczy mechanizmu powstawania drgań w lampie, to Barkhausen i Kurz uważali, że jest on niezależny od stałych obwodu zewnętrznego i polega na oscylacjach elektronów dokoła siatki wewnątrz lampy: elektrony z dużą prędkością przelatują przez oczka siatki, dostają się do pola hamującego, gdzie prędkość ich maleje do zera, poczem pod wpływem działania potencjału siatki zwracają i część ich przechodzi z powrotem do obszaru siatka-katoda, gdzie znów są hamowane w swym ruchu i t. d. Przy pewnym uporządkowaniu ruchu oddzielnych elektronów mogą powstać wewnątrz lampy warunki sprzyjające wzbudzeniu się drgań. Zwiększenie częstotliwości drgań przy wzroście natężenia prądu żarzenia uważano za wpływ zwiększonego ładunku przestrzennego, oddziaływującego hamująco na ruch elektronów. Wprowadzając szereg założeń upraszczających (płaskie elektrody, nieuwzględnienie

⁵⁾ H. Barkhausen i K. Kurz, Die kürzesten mit Vakuumröhren herstellbare Wellen. Phys. Zeitschr. 21. 1. 1920.

⁶⁾ Porównaj rozdział III punkt f. Sprawa ta jest tam bliżej omówiona.

ładunku przestrzennego) wyprowadzili oni wzór na długość fali:

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{V_s}} \cdot \frac{d_a V_s - d_s V_a}{V_s - V_a} \quad (1)$$

Przy potencjale zero na anodzie wzór ten przyjmuje prostszą postać ($V_a = 0$):

$$\lambda^2 V_s = [1000 \cdot d_a]^2 = \text{const.} \quad (1a)$$

Wzory te z pewnem przybliżeniem sprawdzają się przez dane doświadczalne. Odchylenia od nich, wynoszące do 30%, Barkhausen i Kurz tłumaczą nieuwzględnieniem ładunku przestrzennego przy ich wyprowadzeniu.

Należy tu zaznaczyć, że niezależnie od wspomnianych wyżej badaczy Zilitinkiewicz podał taką samą metodę otrzymywania drgań o wielkich częstotliwościach, których mechanizm objaśnia również oscylacjami elektronów naokoło siatki. Przyjmuje on, że niektóre elektrony mogą przebiec trzykrotnie od katody do anody (lub do powierzchni izopotencjalnej zero, gdy $V_a \neq 0$), zanim zostaną wychwyteane przez siatkę. Podobnie jak Barkhausen i Kurz Zilitinkiewicz oblicza czas przebiegu elektronu i dochodzi do następującego wzoru na długość fali przy $V_a = 0$:

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{V_s}} \cdot \left(\frac{\delta_k}{a_1} + \frac{\delta_a}{a_2} \right)^2 \quad (2)$$

Gdy $V_a \neq 0$ to δ_a jest dane przez odległość powierzchni izopotencjalnej zero od siatki i jest określone przez wzór:

$$\delta_a = (r_a - r_s) \cdot \frac{V_s}{|V_a| + V_s} \quad (3)$$

Doświadczenia wskazują, iż dając na siatce lampy trójelektrodowej duże napięcie dodatnie, na anodzie zaś ujemne lub małe dodatnie, otrzymujemy układ oscylacyjny, zdolny do wytwarzania fal o długościach mniejszych lub rzędu 1 m. Układy takie w dalszym ciągu nazywać będziemy układami lampowymi z polem hamującym⁸⁾. Układy takie badane były przez wielu badaczy, przyczem okazało się, iż teoria Barkhausen'a nie we wszystkich przypadkach daje się utrzymać.

Nim przejdziemy jednak do dalszych rozważań zatrzymamy się pokrótce na rozpatrzeniu układów normalnych ze sprzężeniem zwrotnem w celu ustalenia dolnej granicy długości fal, które można zapomocą nich otrzymać oraz rozpatrzenia czynników, które tę granicę ustalają.

II. Układy ze sprzężeniem zwrotnem.

a) Dolna granica długości fal otrzymywanych w układach ze sprzężeniem zwrotnem. Obwody rezonansowe mogą być pobudzane do drgań zapomocą układów z opornością ujemną, t. j. takich, w których wzrostowi natężenia prądu odpowiada spadek napięcia i naodwrot. Jako takie układy używane są w radjotechnice: łuk Volty, generator lampowy ze sprzężeniem zwrotnem i dynatron. Doświadczenia wykazały, że zapomocą tych układów nie możemy otrzymać dowolnie krótkich fal. Z prac K. W. Wagnera, Stshodro, W. G. Cady, E. Zeppler'a i Schwarza wynika, że w układach z łukiem nie otrzymuje

się fal krótszych od 1 m. W układach generacyjnych z lampą katodową — dolna granica otrzymywanych fal wynosi również około 1 m i tylko w wyjątkowych przypadkach udało się otrzymać fale krótsze od 0,5 m (Kohl). Kroebl, używając lampy specjalnej konstrukcji, otrzymał fale o długości 31 cm, a Smirnoff, dając na anodzie 630 do 700 V — nawet 10 i 15 cm. Dla celów praktycznych układy ze sprzężeniem zwrotnem mogą być jednak brane pod uwagę tylko dla wytwarzania fal o długościach powyżej 2 m, a to ze względu na niestałość ich pracy dla fal krótszych i na bardzo szybki spadek energii drgań wraz z długością fali. Tak np. dla fali 3 m można otrzymać moce rzędu 1 kW, gdy dla 1 m nie przekraczają one już 1 W.

Trudności otrzymywania drgań o bardzo dużych częstotliwościach w układach ze sprzężeniem zwrotnem wynikają z następujących przyczyn:

1) Czas przebiegu elektronów od siatki do anody staje się rzędu okresu drgań, wskutek czego wpływa na przebiegi fazowe, zachodzące w lampie. Np. prędkość średnia elektronów, odpowiadająca napięciom dla małych lamp w normalnych układach jest rzędu 10^9 cm/sek. Czas przebiegu elektronu od siatki do anody, jeżeli odległość ich wynosi 0,5 cm, równa się $0,5 \cdot 10^{-9}$ sek, co wynosi $\frac{1}{4}$ okresu dla drgań o długości fali 60 cm (częstotliwość $0,5 \cdot 10^9$ cykl¹⁰⁾). Wskutek tego natężenie prądu anodowego jest opóźnione względem napięcia na siatce o 90° i moc pobierana przez obwód, rezonansowy równa się zeru, — a więc drgania o tej długości fali nie będą mogły być podtrzymane w tych warunkach.

2) Wpływ pojemności międzyelektrodowych oraz pojemności i samoindukcji drutów doprowadzających napięcia wewnątrz i zewnątrz lampy, staje się coraz większy, a nawet przeważający wobec coraz bardziej zmniejszających się pojemności i samoindukcji obwodu rezonansowego¹¹⁾.

3) Zmniejszenie długości fali w stosunku do geometrycznych wymiarów elektrod lampy oraz obwodów oscylacyjnych, co wywołuje, że nie mogą być one rozpatrywane, jako obwody o stałych skupionych. Należy uwzględnić wtedy rozkład węzłów oraz strzałek napięć i prądów, mogących się pojawiać na przewodnikach i wpływać na wielkości i fazy potencjałów na elektrodach lampy.

Wpływy powyższych czynników powinny dać się zauważyć i w obszarze fal dłuższych przed dojściem do dolnej granicy długości fal (wynoszącej około 60 cm) dla układów ze sprzężeniem zwrotnem. Potwierdzają to doświadczenia Smirnoff'a i Maslenikoff'a, wskazujące na pewne analogie, istniejące pomiędzy wynikami pomiarów, otrzymywanych z układami ze sprzężeniem zwrotnem w obszarze fal metrowych (1 do 20 m), a obserwowanymi zjawiskami w układach z polem hamującym. Uderzającym jest przesuwanie się w stronę wyższych napięć na anodzie maksymalnego natężenia prądu w obwodzie oscylacyjnym wraz ze zmniejszaniem się długości fali, przyczem spełniony jest wzór analogiczny do wzoru Barkhausen'a-Kurza: $\lambda^2 V_a = \text{const.}$, o ile tylko pomiary są wykonywane przy pracy lampy na prostolinowej części charakterystyki. Przy wysokich napięciach na anodzie od 600 do 700 V i $V_s = 0$ występowały w układach ze sprzężeniem zwrotnem fale o długościach rzędu 10 do 15 cm, przyczem prąd siatki

⁷⁾ V_s — potencjał siatki, V_a — anody w woltach; d_a , d_s — średnice anody ew. siatki w cm, λ — długość fali w cm.

⁸⁾ $\delta_k = r_s - r_k$ oraz $\delta_a = r_a - r_s$ — odległości katoda-siatka ew. anoda-siatka; a_1 i a_2 — współczynniki stałe zależne od kształtu elektrod.

⁹⁾ Układy te często nazywa się układami Barkhausen'a-Kurza.

¹⁰⁾ Okres $T = \frac{1}{0,5 \cdot 10^9}$; czas przebiegu elektr. = $\frac{0,5 \cdot 10^9}{1} = 0,25 = 1/4$.

¹¹⁾ Powstaje trudność dopasowania oporu pozornego obwodu anodowego, zmniejszającego się ze wzrostem częstotliwości, do oporu lampy.

zmieniał swój kierunek, jakgdyby siatka sama wysyłała elektrony lub wychwytywała ładunki dodatnie.

Przy dokładnym rozpatrzeniu podanych wyżej przyczyn, które ustalają dolną granicę długości fal w układach ze sprzężeniem zwrotnym, dochodzi Kroebel do wniosku o możliwości wzbudzenia się drgań, gdy czas przebiegu elektronów równa się okresowi oscylacji. W lampach handlowych nie jest zachowana zupełna symetria obwodu rezonansowego ze względu na różne pojemności anody i siatki w stosunku do katody i dlatego nie otrzymuje się sprzyjających warunków dla podtrzymania drgań o bardzo wielkich częstotliwościach. Budując specjalną lampę z zachowaniem zupełnej symetrii przy bardzo małych pojemnościach międzyelektrodowych Kroebel otrzymał falę 31 cm.

Zestawiając obliczane czasy przebiegu elektronów w lampie $|\delta|$ z okresami powstających drgań, okazało się, że drgania o określonej długości fali można otrzymać dla dwóch różnych czasów δ : jedna wartość trochę większa, niż pół okresu, druga nieco mniejsza niż $\frac{3}{4}$ okresu, powstających oscylacji. Teoretyczne rozważania przy uwzględnieniu indukowanych napięć na katodzie, wpływających na stosunki fazowe w lampie, potwierdzają zaobserwowaną dwufalowość.

Thomson zmniejszał nie tylko wymiary obwodów zewnętrznych, ale jednocześnie wymiary lampy prawie dziesięciokrotnie (elektrody płaskie — katoda pośrednio żarzona). Przy 115 V napięcia na anodzie i 3 mA prądu anodowego otrzymał falę o długości 30 cm, zaś przy $V_a = 45$ V i $J_a = 0,5$ mA — 40 cm. Sprawa wydajności takich układów pozostaje otwartą.

b) Inwersje ultradynamicznych charakterystyk lampy. Dla dokładnego zorientowania się w przebiegach, zachodzących w lampie trójelektrodowej, a głównie dla zdania sobie sprawy ze znaczenia czasu przebiegu elektronów w lampie, rozpatrzmy pobieżnie teorię inwersji ultradynamicznych charakterystyk, wprowadzonych przez Sahanka, a uogólnionych i doświadczalnie stwierdzonych przez Hollman'a. Teoria ta stara się ująć w sposób jednakowy powstawanie drgań w układach ze sprzężeniem zwrotnym i w układach z polem hamującym.

Przy bardzo wielkich częstotliwościach, wskutek skończonej wartości prędkości elektronów w lampie, powstaje pomiędzy napięciem sterującym, a prądem anodowym pewna różnica faz, określona przez wzór:

$$\varphi = \omega \delta.$$

(δ czas przebiegu elektronu od siatki do anody, ω pulsacja napięcia sterującego).

Jak widzimy, różnica ta może przybierać dowolnie duże wartości w zależności od pulsacji ω i czasu przebiegu δ . W związku z tem charakterystyki statyczne i dynamiczne (otrzymywane dla $\varphi = 0$)¹²⁾ tracą swe znaczenie. Stają się one, analogicznie do krzywych Lissajous, otrzymywanych w oscylografie, krzywymi zmiennej zespolonej, które Hollmann nazywa „ultradynamicznymi” charakterystykami:

$$J_a = f(e_{st}) \quad |e_{st} - \text{napięcie sterujące na siatce}|.$$

Charakterystyka statyczna lampy ze wzrostem φ stopniowo przechodzi w elipsę, która znów dla wartości $\varphi = \pi$ przybiera kształt prostej o nachyleniu spadającym (przeciwnie, niż charakterystyka statyczna), t. zn., że maksima

¹²⁾ To znaczy, że czas przebiegu elektronu od siatki do anody jest bardzo mały w stosunku do okresu drgań napięcia sterującego — odpowiada to warunkom pracy lampy w normalnych układach.

napięcia sterującego odpowiadają minimum natężenia prądu¹³⁾.

Zmiana kierunku nachylenia charakterystyki jest nazywana przez Sahanka „inwersją charakterystyki” (Kennlinieninversion). Przy dalszym wzroście φ otrzymujemy dalsze zmiany nachyleń, tylko teraz w odwrotnym kierunku. Ogólnie więc pisząc:

$$\varphi = n\pi \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

otrzymujemy dla wartości n równych zero oraz liczbom parzystym charakterystykę wznoszącą się, zaś dla wartości n — nieparzystych — charakterystykę spadającą.

Tak ujęta teoria inwersji ultradynamicznych charakterystyk uwzględnia tylko prąd konwekcyjny. W rzeczywistości na ten prąd nakłada się prąd przesunięć, wywołany przez przestrzenne przesuwanie się ładunków w elektrycznym polu elektrod. Wskutek tego powyższe przedstawienie powstawania charakterystyk ultradynamicznych nie jest ścisłe. Prąd przesunięć wywołuje przesunięcie się obszarów inwersji oraz spłaszczenie ultradynamicznych charakterystyk.

W celu ujęcia tych zjawisk w postaci matematycznej Hollmann robi cały szereg założeń, a mianowicie zakłada, że:

1) Elektrody są płaskie oraz siatka znajduje się tak blisko katody, że znika oddziaływanie napięcia na anodzie na przebiegi w obszarze katoda—siatka.

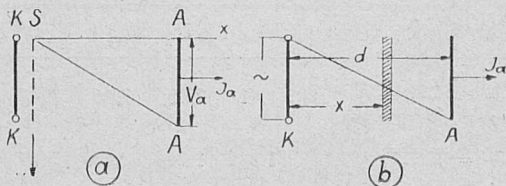
2) Przebieg potencjałów pomiędzy siatką i anodą jest linjowy, a więc nie uwzględnia się ładunku przestrzennego (rys. 2a).

3) Anoda posiada potencjał stały.

4) Potencjał na siatce posiada perjodycznie zmienną składową niedużą w stosunku do napięcia na anodzie.

5) Przy stałym potencjale siatki ($V_{so} = 0$) płynie prąd w obwodzie anodowym o skończonej wartości (I_{ao}), na który nakłada się prąd wywołany przez zmienną składową potencjału anody.

6) Prędkość elektronów, wchodzących do obszaru siatka—anoda równa się zeru.



Rys. 2.

Przy tych założeniach można lampę trójelektrodową zastąpić przez dwuelektrodową (djodę), w której katoda wysyła elektrony perjodycznie z pulsacją ω . W ten sposób napięcie sterujące siatki jest w djodzie zastąpione przez perjodyczną emisję elektronów z katody rys. 2b. Wartość ładunku (ρ), emitowanego przez katodę, liczona na jednostkę powierzchni, określona jest wtedy przez wzór:

$$\rho = \rho'_0 + \rho_0 \sin \omega t \quad (5)$$

ρ'_0 jest to stały ładunek, odpowiadający stałej składowej prądu anodowego, który jednak w dalszych rozważaniach zostaje opuszczony.

Przeprowadzając rachunki, Hollmann otrzymuje na wartość chwilowego prądu anodowego wzór:

¹³⁾ Odpowiada to przypadkowi, zachodzącemu w układach normalnych ze sprzężeniem zwrotnym ($\varphi = 0$) w których dla powstania drgań sprzężenie obwodu siatki z obwodem anodowym musi być ujemne.

$$i_t = \frac{2\rho_0}{\varphi^2} (A \sin \omega t - B \cos \omega t)$$

gdzie $A = \varphi \sin \varphi + \cos \varphi - 1$ a $B = \sin \varphi - \varphi \cos \varphi$.

Z równania tego widzimy, że chwilowa gęstość prądu w obwodzie zewnętrznym jest przesunięta w fazie o kąt ψ względem emisji ρ_0 . Otrzymujemy więc:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{B}{A} = \frac{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi}{\varphi \sin \varphi + \cos \varphi - 1} \quad (7)$$

Przesunięcie w fazie nie jest więc $\omega\theta$, jak przyjęto poprzednio, lecz jest określone przez pewną funkcję tej wartości. Interesuje nas jednak głównie przejście ultradynamicznych charakterystyk w charakterystyki linijowe spadające lub wznoszące się, które otrzymują się w przypadku, gdy

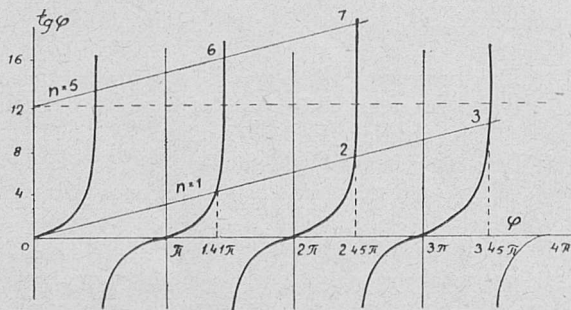
$$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} n \cdot \pi = 0,$$

a więc, uwzględniając (7)

$$\operatorname{tg} \varphi = \varphi. \quad (8)$$

Rozwiązanie tego równania można otrzymać graficznie, szukając przecięcia się dwóch następujących funkcji:

$$y_1 = \operatorname{tg} \varphi \text{ i } y_2 = \varphi. \quad (\text{rys. 3}).$$



Rys. 3.

Otrzymujemy w ten sposób, że maksima inwersji nie odpowiadają całkowitym wielokrotnościom π . Wartości $\varphi = \omega\theta$, odpowiadające różnym maksimum inwersji dane są w tabl. II.

Tablica II.

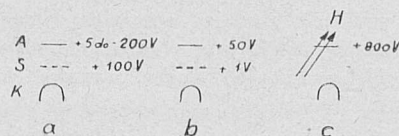
$n = 0$	1	2	3	4	5
$\frac{\varphi}{\pi} = \frac{\omega\theta}{\pi} = 0$	1,41	2,45	3,46	4,47	5,48
$\frac{\omega_n}{\omega_1} = 0$	1	1,74	2,45	3,17	3,89

Z danych tych widzimy, że ze wzrostem rzędu inwersji odległości pomiędzy poszczególnymi inwersjami zbliżają się do wartości π , oraz że stosunek pulsacji ω_n do pulsacji, określonej dla $n = 1$, nie jest dany przez liczby całkowite.

To są ogólne założenia Hollmann'a, który stara się je stosować do zjawisk, związanych z powstawaniem fal ultrakrótkich w lampach trójelektrodowych. W pracy swej przytacza on poza tym szereg danych doświadczalnych, potwierdzających jego teorię inwersji. Zaznacza on jednak w swej pracy, iż ze względu na szereg założeń upraszczających nie należy się spodziewać zupełnej zgodności z doświadczeniem i teorię tę uważać należy jako przybliżenie. Ścisłe ujęcie tej teorii natrafia na duże trudności matematyczne. Odnoszę jednak wrażenie, iż tą drogą, nawet przy przezwyciężeniu wszystkich trudności matematycznych nie udałooby się otrzymać rozwiązań zagadnienia powstawania drgań w rozpatrywanych układach. Teoria inwersji jest ciekawa, daje nowe punkty widzenia, lecz jest jednostronna i nie pozwala objąć całokształtu zjawisk oraz uwzględnić wszystkich czynników, mogących na nie wpływać.

III. Mechanizm powstawania drgań w układach lampowych z polem hamującym.

Dotychczas nie zwrócono dostatecznej uwagi na to, że wzór B—K ($\lambda^2 V_s = \text{const}$), charakterystyczny dla drgań, otrzymywanych przez tych badaczy, stosuje się również i przy zupełnie odmiennych rodzajach pobudzeń do drgań. Te pokrewne zjawiska, jak to zaznacza Orgel, należy uwzględnić przy badaniu mechanizmu powstawania drgań o tak wielkich częstotliwościach. Wzór B-K stosuje się mianowicie w następujących przypadkach:



Rys. 4.

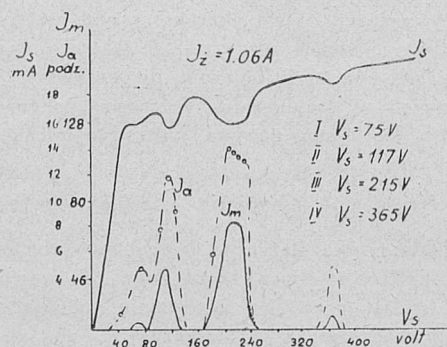
1. Dla układów z lampą z polem hamującym (rys. 4a). Były one omówione przy rozpatrywaniu efektu B-K. Długość otrzymywanych fal waha się od 20 do 300 cm. Stwierdzone zostało doświadczalnie, iż drgania występują i w przypadku, gdy anoda jest odizolowana od reszty obwodu, a nawet gdy jej wogóle nie ma. Przyjąć wtedy można, iż ścianki samej lampy w pewnej mierze odgrywają rolę brakującej anody.

2. Dla układów z lampą, posiadającą mały potencjał na siatce, a duży dodatni na anodzie (rys. 4b). Występujące tu drgania posiadają długość fali rzędu kilkuset metrów. Były one obserwowane przez Whiddingtona. Drgania te nie mają nic wspólnego z drganiami, powstającymi w obwodach ze sprzężeniem zwrotnym.

3. Dla układów z lampą dwuelektrodową, umieszczoną w polu magnetycznym (rys. 4c), którego natężenie zazwyczaj tworzy niewielki kąt z osią elektrod; anoda posiada duży potencjał dodatni. Są to tak zwane *układy magnetrone*, zapomocą których otrzymuje się fale od 2,6 cm do 200 cm. Wzór B-K ($\lambda^2 V_a = \text{const}$) sprawdza się tu w przybliżeniu (Slutzkin i Steinberg).

Mechanizm powstawania drgań w tych układach prawdopodobnie jest taki sam.

Prawo B-K nie jest jednak ogólnem i nie zdaje sprawy ze wszystkich znanych faktów doświadczalnych. Cały szereg badaczy (Scheibe, Kapzow, Sahaneck, Tank i Schiltknecht, Heim, Wechsung, Hollmann) otrzymywali drgania, których długość fali była mniejsza od danej przez wzór B-K. Kalinin zauważył, że jedna i ta sama lampa może być pobudzona do drgań tylko w pewnych obszarach napięć na siatce (rys. 5)¹⁴⁾ oraz ustalił, iż napięcia na siatce



Rys. 5.

¹⁴⁾ I_s — prąd siatki, I_a — prąd anodowy, I_m — prąd oscylacyjny w obwodzie mierniczym.

(V_n — n rząd obszaru), odpowiadające maksymalnej energii drgań w każdym obszarze, stanowią postęp geometryczny:

$$\frac{V_{n-1}}{V_n} = \frac{V_n}{V_{n+1}} \dots \dots \dots (9)$$

Strutt naprzykład dla lampy Philipsa TAO8/10 otrzymał, iż maksimum natężenia drgań występuje

dla fali 120 cm przy	$V_s = 90$ V
„ „ 45 „ „	$V_s = 120$ V
„ „ 17 „ „	$V_s = 360$ V
„ „ 17 „ „	$V_s = 720$ V

Z danych tych widać, że jedna i ta sama fala otrzymuje się przy różnych napięciach na siatce. Doświadczalnie zauważono również, iż przy zmianie napięć zasilających otrzymujemy dla pewnych ich wartości zmiany długości fali, zachodzące w sposób nieciągły — skokami, czego wzór B-K zupełnie nie uwzględnia. Doświadczenia Gill i Morrell'i wykazały dalej, że można otrzymać drgania o bardzo wielkich częstotliwościach, których wartość zależy wyłącznie od stałych obwodu. Często też spotyka się w literaturze odróżnianie dwóch „typów” drgań: Barkhausen'a — Kurz'a (niezależnych od stałych obwodu) i Gill—Morell'i (zależnych od stałych obwodu). Podział ten wydaje mi się jednak niesłuszny i nieistotny, oba „typy” drgań są to tylko szczególne przypadki ogólnego zjawiska, obejmującego procesy, zachodzące w lampie katodowej. Sprawa ta będzie szczegółowiej omówiona niżej.

Przechodząc teraz do pobieżnego rozpatrzenia poglądów różnych badaczy na mechanizm powstawania drgań w omawianych układach dla ułatwienia sobie przedstawienia całokształtu zagadnienia, dzielę istniejące tu teorie na pewne grupy, zastrzegając się jednak, iż podział ten nie jest ani istotny, ani też wyczerpujący, gdyż wiele szczegółów zmuszony byłem pominąć. Do tej sprawy powrócę jeszcze w ostatnim rozdziale.

a) *Drgania elektronów.* Początkowa teoria Barkhausen'a przypisuje powstawanie drgań — oscylacjom elektronów pomiędzy elektrodami. Długość fali zależy wyłącznie od napięć na elektrodach, a nie od stałych obwodu. Hipoteza ta nie zdaje sprawy ze wszystkich znanych faktów doświadczalnych, chociaż można przytoczyć niektóre doświadczenia, które niejako potwierdzają ją. Wymienimy tu prace najnowsze.

Morita obserwuje powstawanie drgań w lampach o specjalnie dobranych wymiarach bez współdziałania obwodów zewnętrznych. Wskazuje on, że korzystniej jest używać gęstej siatki z cienkiego drutu, niż z grubego, zaś stosunek promieni anody $|r_a|$ do siatki $|r_s|$ powinien wynosić

$$\frac{r_a}{r_s} = 2,5 \dots \dots \dots (10)$$

Gdy stosunek ten znacznie różni się od powyższej wartości, drgania są niestałe, a przy stosunku $\frac{r_a}{r_s} > 3$ fala staje się dłuższą od przewidzianej przez prawo B-K. Drgania te otrzymują się w lampach również i w tym przypadku, gdy przez zastosowanie odpowiednich urządzeń wewnątrz lampy usuwamy możliwość współdrzania obwodów zewnętrznych. Można to uczynić np. przez odpowiednie umieszczenie wewnątrz lampy pojemności lub, jak Kalinin, zbudowanie siatki w postaci drgającego swobodnie dipola o fali własnej 4—6 cm, znacznie oddalony od badanego obszaru fal. Otrzymuje on przy małym potencjale dodatnim na anodzie drgania, których długość fali zależy tylko od potencjału siatki. Moc tych drgań wynosiła 0,1 W.

Orgel porównuje drgania, otrzymane przez Whiddington'a, z falami otrzymanymi przez Barkhausen'a i zakładając, że mechanizmy powstawania drgań w obu przypadkach są jednakowe, dochodzi do wniosku, iż wobec tego, przy długości fali 500 m (drgania Whiddington'a) doprowadzenia napewno żadnej roli nie mogły odgrywać, drgania „typu” B-K mogą powstawać bez udziału obwodów zewnętrznych.

W doświadczeniach Whiddington'a niema jednak pola hamującego, a więc przeczyłyby one teorii Barkhausen'a, iż przyczyną powstających oscylacji są drgania elektronów naokoło siatki. Objaśnieniu, podanemu przez Whiddington'a, że w lampie powstają jony, przeczą doświadczenia Rindfleisch'a, który wykazał, że dla powstawania drgań o bardzo wielkich częstotliwościach nie są konieczne resztki gazowe w lampie. Doświadczenia Moore'a potwierdzają również możliwość otrzymywania drgań bez współdziałania obwodu zewnętrznego. Moore zaobserwował trzy obszary dla napięć na siatce, w których powstają drgania: Pierwszy obszar rozpoczyna się przy napięciu na siatce około 45 Volt. Powstające oscylacje są, według Moore'a, wywołane przez drgania elektronów w obszarze katoda-anoda. Drugi obszar — odpowiada również drganiom elektronów pomiędzy katodą i anodą, lecz o częstotliwości dwa razy większej. Przy podstawieniu do wzoru B-K (wzór 1) połowy średnicy anody otrzymujemy w przybliżeniu wartości, dane przez doświadczenie. Drgania te można w przybliżeniu rozpatrywać jako pierwszą harmoniczną drgań obszaru 1-go. Trzeci obszar — występują tu drgania, których długość fali jest prawie stała, zmniejszając się bardzo mało wraz ze wzrostem potencjału siatki. Moore podaje, że są to drgania własne obwodu, utworzonego przez siatkę i anodę bez udziału drutów doprowadzających napięcia. Drgania dwóch pierwszych obszarów odpowiadają falom, nazwanym przez Potapienkę normalnymi i karzełkowatymi 1-go rzędu. Potapienko mówi o drganiach typu Gill-Morell'i, gdyż u niego w układzie znajdował się obwód zewnętrzny w postaci drutów Lechera. Przy wartościach potencjału siatki, przy których drgania przechodzą z jednego obszaru do drugiego warunki pracy są niestałe.

b) *Generator lampowy jako układ obwodów sprzężonych.* Teoria Barkhausen'a rozpatruje każdy elektron oddzielnie, co nie jest zupełnie ściśle. W rzeczywistości bowiem drgania oddzielnych elektronów, wysyłanych przez katodę w różnych czasach, muszą się w ten sposób uporządkować, aby utworzyć jakby drgającą chmurę ładunku przestrzennego. Van der Pol w swej pracy z 1925 r. wyraża przypuszczenie, że przyczyną powstawania drgań w rozpatrywanych układach są periodyczne zmiany ładunku przestrzennego. Według niego istnieje zazwyczaj następująca zależność

$$I_a + I_s = f(V_a + KV_s)^{15}) \dots \dots \dots (11)$$

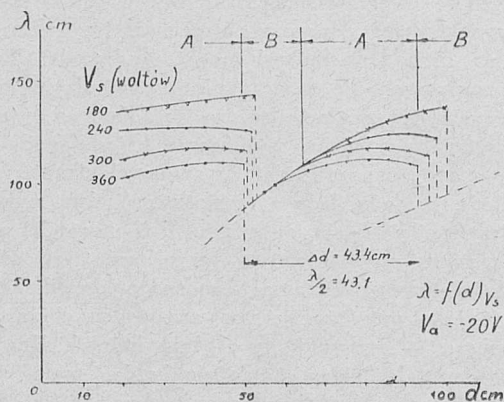
która jest spełniona tylko dla pewnych stosunków $\frac{V_a}{V_s}$ np.

okazało się, iż stosuje się ona dla lampy Philips'a typu F, o ile spełniona jest nierówność: — $4,6 V_s < V_a < V_s$. Według van der Pol'a, gdy napięcie ujemne na anodzie jest zbyt duże, zerowa powierzchnia izopotencjalna znajduje się zbyt blisko siatki, wobec czego wszystkie elektrony są przez nią wychwytywane.

Dla wytłumaczenia synchronizacji drgań oddzielnych elektronów większość badaczy przyjmuje, iż na napięcia stałe na elektrodach nakładają się zmienne napięcia indukowane, które mogą być dowolnie małe w momencie pow-

¹⁵⁾ I_a — składowa stała prądu anodowego, I_s — składowa stała prądu siatki, V_a i V_s — potencjały anody i siatki, K — współczynnik amplifikacji.

stawiania drgań w lampie. W przypadku, gdy same elektrody lub wraz z dołączonym układem Lechera (obwód zewnętrzny) są w rezonansie z drganiami elektronów w lampie napięcie zmienne na elektrodach przyjmuje stosunkowo duże wartości. Hollmann stwierdził doświadczalnie, że przy zwiększeniu odległości $|d|$ mostu na drutach w układzie Lechera (dołączonego do elektrod lampy) długość fali drgań początkowo zmienia się bardzo nieznacznie, potem szybciej, aż wreszcie dla pewnego położenia mostu spada gwałtownie o circa 20%, wzrastając później linjowo wraz z $\sqrt{LC}$, co dowodziłoby powstawania drgań typu G-M, których natężenie jest znacznie większe. Wyniki doświadczenia są przedstawione na rys. 6. Obszary odpowiadające ciągłej zmianie długości fali dzieli Hollmann na dwie czę-



Rys. 6.

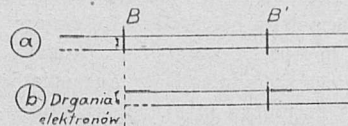
ści, odpowiadające obu typom drgań: część A — odpowiada drganiom B-K, a część B — drganiom G-M. W niewielkim obszarze oba te drgania mogą współistnieć. Przejście drgań jednego typu w drugi odbywa się w sposób ciągły. Długości fal są określone przy stałych napięciach. Dostrajając obwód zewnętrzny do rezonansu z drganiami B-K, obserwujemy wzrastanie ich częstotliwości, aż do chwili powstania drgań typu G-M, całkowicie zależnych od stałych obwodu zewnętrznego. Mamy tu zjawisko analogiczne do przeciągania w dwu obwodach sprzężonych. Hollmann uważa, że wskutek oddziaływania występujących napięć zmiennych na elektrodach zachodzi wsteczne sprzężenie częstotliwości (Frequenzrückkopplung), które powoduje zwiększenie częstotliwości drgań. Obserwowane skoki długości fali przy zmianie położenia mostu na drutach Lechera należy uważać jako przejście z jednego obszaru częstotliwości do drugiego, w którym istnieją lepsze warunki dla podtrzymywania drgań, podobnie jak to ma miejsce w zjawisku przeciągania dwóch ze sobą sprzężonych obwodów. Ten punkt widzenia dzielają również Tank i Schiltknecht. Uważają oni, że ruch elektronów powstaje pod wpływem zmian periodycznych ładunku przestrzennego, wywołanego przez zmienne składowe potencjałów na elektrodach. Ich teoria prowadzi do wyrażenia ładunku przestrzennego ρ w funkcji stałego ładunku statycznego ρ_0 i zmiennej składowej $\Delta\rho$, która ma *kształt fali stojącej*, mogącej wywoływać zmienną siłę elektromotoryczną, pomimo stałego strumienia emisji elektronów. Dla objaśnienia zależności częstotliwości od stałych napięć na elektrodach oraz stałych obwodu zewnętrznego przyjmują oni, iż obwód drgający i zmienny ładunek przestrzenny tworzą układ sprzężony. Oscylacje powstają wtedy, gdy zostanie osiągnięty prąd nasycenia. Istnieją granice górna i dolna dla napięć na siatce, poza którymi drgania nie są podtrzymywane. Dłu-

gość fali jest związana z natężeniem prądu emisyjnego (I_e) przez wzór:

$$I_e \lambda^3 = \text{const.} \quad (12)$$

Drogą doświadczalną znajdują autorzy, iż dla pewnych obszarów długości drutów Lechera istnieje linjowa zależność między długością fali, a długością drutów. Uważają oni, że dla wzbudzenia drgań konieczne jest współdziałanie obwodu zewnętrznego.

Zjawiska przeciągania obserwował również i Strutt, badając pobudzenie do drgań układu Lecherowskiego. Dochodzi on do wniosku, iż obserwowane skoki długości fali można rozpatrywać, jako zjawiska przeciągania, które występują jednak tylko przy słabym — znikają zaś przy silnym pobudzeniu do drgań lampy w badanym układzie.



Rys. 7.

W ten sposób można uważać, że drgający ładunek przestrzenny tworzy obwód pierwotny, zaś zewnętrzne druty Lechera — sprzężony obwód wtórny, tak jak to przedstawiono według King'a na rys. 7b. W swoich doświadczeniach zastępował on drgający ładunek przestrzenny przez normalny generator ze sprzężeniem zwrotnym, do którego przyłączał druty Lechera BB', jako obwód wtórny (rys. 7a). W tym przypadku sprzężenie jest skuteczniejsze, poza promieniowaniem, przez wspólny opór pozorny mostu B, zaś w przypadku generatora elektronowego przez wspólne zmienne pola pomiędzy siatką i anodą. Autor otrzymuje dla generatora ze sprzężeniem zwrotnym przy przesuwaniu mostu B krzywe, podobne do otrzymywanych z generatorem elektronowym. Należy jednak zwrócić uwagę, iż analogii pomiędzy obu przypadkami *nie należy posuwać zbyt daleko*, gdyż rodzaj sprzężenia w każdym z nich jest różny.

Zależność długości fali badanych drgań od napięć zasilających oraz od stałych obwodu zewnętrznego objaśnia również i Wundt zjawiskami, zachodzącymi w obwodach sprzężonych. Przyjmuje on, że układ drutów Lechera jest poprzez elektrody pojemnościowo sprzężony z drganiami elektronów. Teoretyczne obliczenia przeprowadza on przy założeniu, że elektrody są płaskie. Niemożność otrzymywania drgań w normalnych lampach z płaskimi elektrodami objaśnia Wundt istnieniem asymetrii w budowie lampy. Dla jej uniknięcia buduje specjalną lampę, w której katoda składa się z 14 drucików, połączonych równolegle i umieszczonych w jednej płaszczyźnie naprzeciwko płaskiej siatki. Powierzchnia katody jest równa powierzchni siatki i anody. Zaobserwował on, iż w lampie tej podczas pracy występuje wyraźny wpływ *wtórnej emisji elektronów*. Poza tym z jego doświadczeń, wydaje się wynikać, iż *całkowite* usunięcie wpływu obwodów doprowadzających napięcia elektryczne nie daje się przeprowadzić.

Dla drgającego ładunku Wundt pisze równanie różniczkowe, z którego przy użyciu znanych wzorów dla przewodów nakrótko spiętych na jednym końcu, a na drugim obciążonych pojemnością, otrzymuje wzór na powstające fale sprzężenia i porównuje je z długościami utrzymanymi doświadczalnie. Zgodność z doświadczeniem jest wystarczająca.

b. *Drgania obwodów wewnątrz lampy.* Doświadczalnie zostało stwierdzone, że w układach lampowych z polem hamującym można otrzymać drgania, których długość fali jest niezależna od zmian obwodu zewnętrznego. Nasuwa to przy-

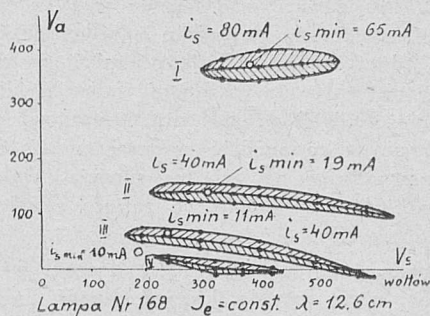
puszczenie, że długość fali jest w tym przypadku określona przez pewien układ, zdolny do oscylacji i znajdujący się wewnątrz samej lampy. Byłby on utworzony przez pojemności międzyelektrodowe, druty doprowadzające napięcia zasilające oraz ich pojemności. Długość fali drgań, powstających wewnątrz tego układu, mogłaby się okazać w pewnych warunkach niezależną od doprowadzeń zewnętrznych. Kierując się tą myślą udało się Kohl'owi ustalić, że można przez włączenie do układu z polem hamującym małego obwodu thomsonowskiego pomiędzy anodę i siatkę otrzymać drgania o długości fali do 30 cm, zależnej od wielkości stałych obwodu. Okazało się również, iż zmniejszenie długości fali można było otrzymać przy tym samym obwodzie przez zwiększenie napięcia na siatce, natężenia prądu emisyjnego lub ujemnego napięcia na anodzie. Zależność długości fali od stałych obwodu zewnętrznego i od wielkości potencjałów na elektrodach wydają się nawzajem wykluczać. Zwrócić jednak należy uwagę, że decydującą rolę dla określania długości fali odgrywa tu pojemność anoda—siatka o zmiennej wielkości. Elektrony, znajdujące się tam, odgrywają rolę jakby gazowego dielektryka, któremu w zależności od gęstości elektronów i długości fali drgań należy przypisać pewną stałą dielektryczną $|x|$, mniejszą od jedności i określoną wzorem:

$$x = 1 - \text{const} \cdot n \lambda^2. \quad (13)$$

do którego wchodzi gęstość elektronów (n) w obszarze siatka—anoda. Wzrost ilości elektronów w tym obszarze może być wywołany przez zwiększenie napięcia na siatce, natężenia prądu emisyjnego lub ujemnego napięcia na anodzie, co, jak to widać ze wzoru 13, pociąga za sobą zmniejszenie stałej dielektrycznej, a więc i pojemności siatka—anoda, wywołując w końcowym wyniku zmniejszenie długości fali, rozpatrywanego układu. W ten sposób całe zagadnienie, związane z powstawaniem drgań w tych układach, sprowadza się do pobudzania do drgań pewnego specjalnego obwodu. Zależność zaś długości fali od napięć zasilających związana jest bezpośrednio ze zmianą gęstości elektronów w pojemności siatka—anoda. Wychodząc z tych założeń można wytłumaczyć rezultaty pomiarów Hornunga, który stwierdził, że przy danym obwodzie oscylacyjnym długość fali: 1) maleje wraz ze wzrostem natężenia prądu emisji $|I_e|$ — przy $V_a = \text{const}$ i $V_s = \text{const}$, 2) maleje prawie linijowo wraz ze wzrostem napięcia na siatce $|V_s|$ przy $I_e = \text{const}$ i $V_a = \text{const}$, 3) maleje prawie linijowo wraz ze wzrostem napięcia ujemnego na anodzie $|V_a|$ przy $I_e = \text{const}$ i $V_s = \text{const}$. Dochodzi więc Kohl do ostatecznego wniosku, że wszystkie obserwowane fakty można objaśnić, biorąc za podstawę znane zjawisko przeciągania w układach sprzężonych przy jednoczesnym uwzględnieniu zmiany pojemności obszaru lampy anoda—siatka w zależności od gęstości elektronów.

W związku z tem Kohl oraz współpracujący z nim Collenbusch biorą za podstawę swych rozważań pewien układ o określonej częstotliwości drgań własnych i szukają, w jakich obszarach napięć zasilających lampy powstają te drgania z maksymalną energią. To określanie różnych obszarów napięć zasilających lampę, dla których powstają drgania z tą samą częstotliwością, okazuje się celowym, dlatego, że, jak wykazują doświadczenia — przy podporządkowywaniu jednemu obszarowi napięć — drgań o różnych częstotliwościach nie wszystkie drgania w danym obszarze występują z maksymalną energią. Doświadczalnie wyznaczają więc oni przy stałym natężeniu prądu emisyjnego wartości V_s i V_a , dla których powstają drgania o określonej długości fali oraz przy stałym V_s — wartości V_a , odpowiadające maksymalnej energii drgań. W ten sposób otrzymują szeregi obszarów wartości V_s i V_a (dla niektórych

lamp otrzymano ich aż siedem), ograniczonych krzywą zamkniętą, odpowiadającą energii drgań równej zero, dla których lampa może być wzbudzona do drgań określonej częstotliwości. Wewnątrz tego obszaru znajduje się krzywa, określająca wartości napięć na elektrodach, dające maksimum energii drgań (rys. 8). Przy zmniejszeniu natężenia



Rys. 8.

prądu emisyjnego maleją również i obszary napięć, a mianowicie stają się coraz to węższe, aż wreszcie dla ściśle określonego natężenia prądu emisyjnego przechodzą w jeden punkt, przyczem energia drgań staje się coraz mniejsza, dążąc do zera. Ze wzrostem prądu emisyjnego obszary napięć anody i siatki stale wzrastają, co wskazuje, że przy dostatecznie silnej emisji mogą się one rozciągnąć, aż do zerowego potencjału na anodzie. Obszary drgań lampy zależą więc nie tylko od potencjału siatki, ale i od potencjału anody. W niektórych lampach oddzielne obszary drgań dla różnych potencjałów anody otrzymano dla prawie tego samego obszaru potencjałów na siatce. Bliższe badania doświadczalne oddzielnych obszarów przy zmianie V_s wykazały, że drganiom o maksymalnej energii odpowiadają praktycznie równe czasy przebiegu elektronów od siatki do anody. Dla pozostałych napięć zasilających okazało się, że czasy te były większe lub mniejsze.

Dytrt *) podaje, że zaobserwował dwa zakresy długości fal przy zmianie dodatniego potencjału na anodzie (mniejszego znacznie od potencjału siatki). Oba te zakresy są oddzielone obszarem napięć na anodzie, dla których praca oscylatora jest bardzo niestała.

Pierret, Hollmann, Beauvais otrzymali w układach z polem hamującym drgania, których długość fali nie zależy od napięć na elektrodach. Są to fale rzędu 14—18 cm. Powstawanie takich drgań może być wyjaśnione przez przyjęcie poglądu Kohl'a, iż wewnątrz lampy istnieje pewien stały układ zdolny do drgań. Zgodnie z tym poglądem podaje Rożanski, że pętle z drutu, istniejące wewnątrz lampy, mogą działać jak obwody oscylacyjne. Tem się tłumaczy, iż używając zwykłych lamp, możemy otrzymać przy odpowiednim doborze napięć zasilających drgania o długości fali znacznie krótszej od danej przez wzór B-K. Powstawanie drgań jest według Rożanskiego uzależnione od warunków fazowych między prądem elektronowym i zmiennym napięciem na siatce lub, inaczej mówiąc, obszar katoda—siatka (elektroda o dużym potencjale dodatnim) musi posiadać własności oporu ujemnego. Opierając się na tych poglądach Grechova i, niezależnie od niej, Kohl zbudowali szeregi lamp specjalnych, w których siatka jest wolno zawieszoną spiralą, posiadającą końce krótko spięte strzemionkiem. Doświadczenia wykazały, że obwód taki może być pobudzony do drgań własnych, przyczem długość fali równa się w przybliżeniu długości drutu obwodu spiralki.

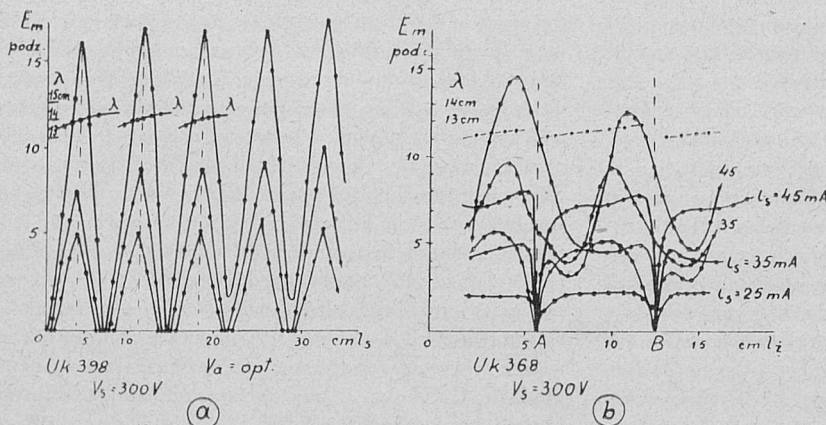
*) Proc. I. R. E. 23. 241. 1935.

Kohl badał specjalnie drgania takich obwodów. Otrzymane przez niego fale były rzędu 14 cm. Wykazał on, że na poziomie długości spirali i strzemionka powstaje węzeł drgań, tak iż cały obwód spirali zostaje pobudzony i drga przeciwobnie. Badając stan polaryzacji wypromieniowanej fali autor ustalił, iż *drga obwód spiralki*, a nie *doprowadzenia* napięć. Z doświadczeń jego wynika również, że długość strzemionka, spinającego na krótko spiralkę, musi być z nią dostrojona do rezonansu. Zmiany napięć na elektrodach praktycznie nie wpływają na długość fali, zmieniają jednak jej natężenie. Największą moc drgań otrzymał Kohl przy ujemnym napięciu na anodzie, wynoszącym 10—30 V. Dobranie odpowiedniego napięcia na anodzie ustala warunki fazowe przebiegów w lampie, co zostało również podniesione i w pracy Kroebel'a.

Hollmann, badając lampę TMC, doszedł też do wniosku, że powstające drgania, których długość fali jest niezależna od napięć zasilających, są drganiami własnymi obwodu oscylacyjnego wewnątrz lampy: obwodu spirali spiętej krótko przez strzemionko. Potapienko podaje opis lampy, w której obwód spiralki mógł być dostrajany przez ruchomą płytkę, umieszczoną wewnątrz lampy. Okazało się, iż długość otrzymywanych drgań zmieniała się w sposób ciągły.

W zbiorowej pracy Ogólnozwiązkowego Instytutu Elektrotechnicznego (dział fal decymetrowych) w Rosji podane są rezultaty badań generatorów dla fal decymetrowych od 15 do 50 cm. Celem tych badań było opracowanie odpowiedniej lampy o możliwie dużej mocy, przy wykorzystaniu drgań własnych siatki¹⁶⁾. Spiralka, tworząca siatkę, musi być w przypadku powstawania bardzo krótkich fal rozpatrywana, jak układ z rozłożonymi stałymi, wzdłuż którego powstają fale stojące. Układ taki posiada nieskończenie wiele drgań własnych. Znajdujemy tu opis metody, pozwalającej określić widmo drgań własnych spiralki. Przy pobudzeniu spiralki do drgań powstaje wzdłuż niej fala stojąca, składająca się z całkowitej ilości połówek fal, przy czym na jej końcach mogą powstać strzałki napięcia i węzły prądu lub węzły napięcia i strzałki prądu. Przy włączeniu spiralki do układu drutów Lechera zająć może jeden lub drugi przypadek. A więc otrzymujemy dla układu Lecherowskiego następujące warunki graniczne:

$$\begin{aligned} \hat{V}_L(0) \neq 0 & \quad \text{lub} \quad \hat{V}_L(0) = 0 \\ \hat{I}_L(0) = 0 & \quad \text{lub} \quad \hat{I}_L(0) \neq 0 \end{aligned}$$



Rys. 9.

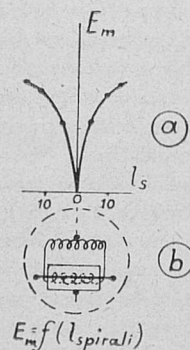
Z porównania fal otrzymywanych w oscylatorze z falami własnymi spiralek okazuje się, że wszystkie drgania powstałe samowzбудnie są to *drgania o długościach fal, wchodzących w skład widma fal własnych spiralki*. Drgania powstają wtedy, gdy warunki pracy lampy są tak dobrane, że stosunki fazowe między położeniami powierzchni odbijającej elektrony, ich gęstością oraz prędkościami, a falą stojącą potencjału wzdłuż spiralki spełniają pewien warunek wzbudzenia. Tem się tłumaczy, że drgania mogą powstawać przy różnych napięciach na siatce, choć odpowiadają temu samemu czasowi przebiegu elektronów. W pracy wspomnianej ustalono, że dla wytworzenia drgań muszą być spełnione następujące nierówności, określające wielkości promieni anody (r_a) i siatki (r_s):

$$\begin{aligned} 2,5 r_s > r_0 > r_a \\ r_a > r_0 > 2,5 r_s \end{aligned}$$

gdzie r_0 jest promieniem powierzchni izopotencjalnej zero. Gdy promienie elektrod i powierzchni izopotencjalnej zero spełniały nierówności $r_0 < 2,5 r_s$, drgania posiadały największą moc. Kroebel pracował prawdopodobnie z lampami, spełniającymi ten warunek.

Bardzo szczegółowe pomiary przeprowadził Gossel. Opierając się na pracach Kohl'a, Hornung'a i Collenbusch'a przyjmuje on, że powstawanie drgań w układach z polem hamującym związane jest z pobudzaniem do drgań jednego z obwodów rezonansowych, jakie możemy sobie przedstawić wewnątrz lampy, utworzonego tam przez elektrody, pojemności międzyelektrodowe oraz doprowadzenia wewnątrz lampy. Pobudzenie to jest wywołane przez ruch elektronów i związane z tem zmiany ładunku przestrzennego, przyczem dla pobudzenia jednego z tych obwodów wewnątrz lampy muszą być spełnione określone warunki.

Dla przeprowadzenia dokładnych badań buduje on specjalne lampy, których dane są zebrane w tabl. III. W lampie UK 398 zostały wyprowadzone nazewnątrz końce spirali siatkowej, jak również i doprowadzenia do katody — w ten sposób, aby można było do nich dołączyć układ drutów Lechera. Zmieniając długości drutów (l_s), dołączonych do spirali (przy zachowaniu stałości innych czynników) otrzymano krzywe, wskazane na rys. 9a, zaś przy zmianie długości (l_z) drutów, dołączonych do katody — krzywe na rys. 9b. Na osi y odłożono energię drgań (E_m). Maksyma energii drgań występują w odległościach stałych, równych połowie długości fali wypromieniowanej.



Rys. 10.

¹⁶⁾ Siatkę można rozpatrywać jako pewien układ oscylacyjny, składający się z samoindukcji z równoległe do niej włączoną pojemnością.

¹⁷⁾ $\hat{V}, \hat{I}$ — wartości zespolone.

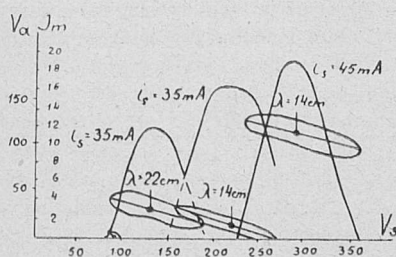
Badano również lampę, mającą obwód siatki zbudowany z dwóch spirali (UK 408 — rys. 10b). Zdawało się, że lampa ta pozwoli otrzymać drgania o dwóch długościach fali: powstających raz przy pobudzeniu układu obu spirali

Tablica III.

Lampa	d_s	d_a	l_s	l_a	Ilość zwoi siatki	I_z	λ cm	U w a g i
UK 306	1,2	6	4	4	10	2	5	obwód drgań
UK 371	3	8	15	15	14	2	14	
UK 379	3	8	15	15	14	2	14	dostrajany obwód żarzenia obwód drgań
UK 382	3	8	15	15	14	2	14	
UK 397	3	8	15	15	14	0,5	14	
UK 398	3	8	15	15	14	2	14	
UK 403	2,8	8	15	15	14	2	14	podwójna spirala podwójny układ
UK 408	3	8	15	15	14	2	14	
UK 416	3	8	15	15	14	2,2	22,5	
UK 441	2	7,5	16	16	30	2		
UK 445	1	7	15	15	60	2		
UK 447	1	7	15	15	50	2		
UK 450	1	7	15	15	40	2		
UK 452	1	7	15	15	30	2		

[d_s , d_a - średnica siatki anody w mm; l_s , l_a - długość siatki anody w mm; I_z - nat. prądu żarz. w A].

w zasadniczej własnej jego fali oraz każdej spirali w 1-ej harmonicznej fali zasadniczej. Wtedy stosunek długości tych fal powinien wynosić 1:2, tymczasem doświadczenie daje drgania o długościach fal 22,5 oraz 14 cm, jak to widać z rys. 11. Gossel ustalił doświadczalnie, iż węzły na-



Rys. 11.

pięcia powstają w środkach każdej spirali (rys. 10a). Zwraca on pozatem uwagę, że płaszczyzna wektora elektrycznego (polaryzacji)¹⁸⁾ fali wypromieniowanej jest równoległa do katody i strzemińska, zaś w przypadku lampy z siatką, składającą się z dwóch spirali jest ona prostopadła do katody (równoległa do płaszczyzny zwoi spirali).

Gossel stwierdził doświadczalnie, że elektrody w lampie wraz z doprowadzeniami napięć zasilających tworzą różne obwody rezonansowe, które zależnie od dostrojenia mogą pochłaniać energię z obwodu drgań. Głównie wchodzi tu w grę dwa takie obwody: jeden utworzony przez siatkę i doprowadzenia do anody, drugi utworzony przez doprowadzenia do katody. Zależność energii drgań od prądu emisyjnego wykazuje własności rezonansowe, które ulegają zmianom wraz z napięciem na siatce. Ze wzrostem prądu emisyjnego zmniejsza się zależność energii drgań od napięcia anodowego.

O. Pfetscher i K. Müller starają się zbudować lampę, która jako układ oscylacyjny posiadałaby możliwie mało stopni swobody. Zwracają oni uwagę na to, że choć w niektórych przypadkach otrzymuje się proste zależności pomiędzy długością fali, powstających drgań, a długością ob-

wodu siatkowego, to jednak w ogólnym przypadku mamy tu do czynienia ze zjawiskami bardzo skomplikowanymi i nieprzejrzystymi. Nawet przy niezmiennym obwodzie zewnętrznym układ posiada naogół wiele jeszcze możliwości wzbudzania się drgań, które mogą zależeć od przypadkowych zmian w konstrukcji lampy. Dużą rolę naprzykład odgrywa rozmieszczenie wewnątrz lampy tych miejsc, w których może zachodzić odbicie fali (np. miejsca wlutowania drutów, ich zagięcia i t. p.). Oddziaływanie obwodów anodowego i żarzenia na obwód drgań jeszcze bardziej zaciemnia obserwowane zjawiska. Występujące w lampie odkształcenia elektrod, wskutek jej dużego obciążenia mogą również wywoływać niepożądane zmiany długości fali powstających drgań.

d. *Teorie ładunku przestrzennego.* Drgania elektronów naokoło siatki (teoria B-K) nie wystarczają do objaśnienia powstawania zmiennych potencjałów na elektrodach. W tym bowiem przypadku natężenie prądu i prędkości elektronów są stałe w czasie w każdym punkcie przestrzeni, a więc i gęstość ładunku również jest stała.

Dotychczas nie poruszaliśmy sprawy, w jaki sposób następuje uporządkowanie ruchu oddzielnych elektronów, aby w ostatecznym wyniku wzbudzić i podtrzymywać drgania ładunku przestrzennego, które znów podtrzymują oscylacje, powstające w obwodzie zewnętrznym lampy. Występuje tu jakby podział elektronów, wyemitowanych przez katodę na wychwytywane przez elektrody i drgające wewnątrz lampy. Sprawa ta pomimo licznych prac doświadczalnych i teoretycznych jest jeszcze wciąż otwarta. Möller na podstawie równań ruchu elektronów, podanych przez Hollmann'a, oblicza odległości (liczone od siatki) przebiegane przez elektrony zależnie od chwili ich wyemitowania przez katodę. Gdy ta odległość równa się lub jest większa od odległości siatka-anoda, elektrony są wychwytywane przez anodę, powodując powstanie prądu anodowego, pozostałe elektrony powracają z powrotem ku siatce. W ten sposób następuje selekcja elektronów, nazwana przez Möller'a selekcją anodową (Anodenausorierung). Obliczenia matematyczne wskazują, że istotnie w tym przypadku warunki fazowe pomiędzy napięciem na siatce, a prądem siatkowym i anodowym są takie, iż energia jest doprowadzana do układu drutów Lechera. Möller wskazuje jednocześnie, że oscylator elektronowy może być przedstawiony, jako kondensator, pomiędzy jego okładkami istnieje drgający ładunek przestrzenny, zachowujący się tak, jak cewka dostrojona do tej samej częstotliwości. Według Möler'a układ Lechera odgrywa rolę obwodu wtórnego, nie wpływając znacznie na częstotliwość drgań.

To objaśnienie nie jest jednak zawsze wystarczające, gdyż drgania powstają również, gdy na anodzie istnieje potencjał ujemny, a wtedy elektrony wogóle nie dobiegają do anody. Można przedstawić sobie w tym przypadku następujący mechanizm: W obwodzie zewnętrznym z jakiegokolwiek przyczyny powstaje niewielkie zakłócenie, wskutek czego zostają tam wzbudzone oscylacje o malejącej amplitudzie, wywołując na elektrodach zmienne potencjały. Wywołuje to powstanie periodycznych zmian natężenia pola elektrycznego w lampie. O ile napięcie na siatce jest wyższe od wywołującego występowanie prądu nasycenia, to ilość elektronów emitowanych przez katodę nie ulegnie zmianie. W każdej chwili jednak zmieniać się będzie prędkość elektronów pod wpływem zmiennego pola elektrycznego. Gdyby czas przebiegu elektronów od katody do anody był tak mały w stosunku do okresu zmian potencjału na elektrodach, iż można by go było nie brać pod uwagę, to natężenie prądu siatki pozostałoby bez zmiany. W

¹⁸⁾ W optyce za płaszczyznę polaryzacji przyjmuje się płaszczyznę wektora magnetycznego.

rozpatrywanym przypadku jest jednak przeciwnie. Emitowane przez katodę elektrony nabywają w jej bezpośrednim sąsiedztwie prędkości periodycznie zmiennych. Wskutek tego powstaje grupa elektronów o prędkościach maksymalnych, posiadając za sobą i przed sobą grupy elektronów o prędkościach mniejszych. A więc elektrony będą się zbliżać do jednych, a oddalać od drugich, wywołując przez to niejednorodny rozkład natężenia pola oraz periodyczne zmiany prądu, dostarczanego przez baterję siatki. Prąd ten wywoła SEM indukcji w obwodzie zewnętrznym, która, o ile posiada odpowiednią fazę i amplitudę, skompensuje stały spadek napięcia w obwodzie zewnętrznym. Zaburzenie początkowe zostanie wzmocnione, gdyż lampa dostarcza mu energii i jego amplituda wzrasta, aż do chwili osiągnięcia stanu statecznego. Aby energia była dostarczana obwodowi zewnętrznemu koniecznym jest istnienie w ciągu większej części okresu drgań zmian prądu wprost przeciwnych zmianom napięcia na siatce. Warunek ten może być spełniony wtedy, gdy elektrony, które nabyły w pobliżu katody maksymalną prędkość w chwili, gdy potencjał na siatce był największy, dobiegały do niej w momencie, gdy jej potencjał posiadał wartość najmniejszą, t. j. czas przebiegu katoda—siatka musi wynosić $\frac{1}{2}$ okresu drgań. Stąd wynika, że maksimum natężenia prądu siatki musi odpowiadać najmniejszej wartości potencjału na siatce. Mechanizm ten nazywa Möller „selekcją fazową” (Phasenausortierung).

Doświadczenia przeprowadzone przez F. Herriger'a¹⁹⁾ (w laboratorium Telefunken'a) wskazują, że zagadnienie mocy oscylatorów z lampą z polem hamującym daje się ująć z wystarczającą dokładnością dla celów praktycznych na podstawie teorii Möller'a (selekcja elektronów anodowa i fazowa). Otrzymane wyniki pomiarów energetycznych w lampie tłumaczy on na gruncie tej teorii. W związku z temi badaniami została u Telefunken'a zbudowana lampa typu Hollmann'owskiego (porównaj rys. 16c. str. 64), za pomocą której można było uzyskać moc drgań 4—5 watów dla fali o długości 50 cm.

Kapzow na zasadzie swych rozważań nad ruchem elektronów w lampie pod wpływem stałych i zmiennych napięć na elektrodach dochodzi do wniosku, że elektrony w zależności od momentu, w którym opuszczają katodę, mogą dobiec do anody, wytwarzając prąd anodowy, powrócić do katody, lub oscylować naokoło siatki.

Gill, badając działanie ładunków przestrzennych, wykazuje, że mogą one wywoływać powstawanie oporów ujemnych, które są niezależne od stałych obwodu zewnętrznego i mających być przyczyną podtrzymywania drgań. W pracy ogłoszonej w 1931 r. poddaje on sprawdzeniu wniosek końcowy swych poprzednich prac z Morrell'im, a mianowicie, że najsilniejsze drgania otrzymują się wtedy, gdy przy danym potencjale na siatce V_s obwód zewnętrzny jest dostrojony do takiej fali, której długość spełnia wzór:

$$\lambda^2 V_s = \text{const} \quad (15)$$

Prawa strona równania zależy tylko od rozmiarów lampy. Z doświadczeń opisanych przez niego wynika, iż wniosek ten jest słuszny tylko w szczególnych przypadkach. Schemat połączeń wskazuje rys. 1c. Długość drutów Lechera wynosiła 616 cm. Do obwodu siatki był włączony miliamperomierz, do obwodu anody mikroamperomierz G. Obwód oscylacyjny stanowiły pojemność siatka—anoda, rozłożona pojemność i indukcyjność przewodników poza lampą oraz drutów Lechera. Pojemność C była tak duża, że można było uważać, iż stanowi ona krótkie spięcie dla tych drgań. Dłu-

gość fali własnej obwodu zewnętrznego była rzędu 30 m. Pomimo to maksimum energii drgań otrzymano dla fal: 576 cm, 400 cm, 304 cm i 248 cm. Na pojemności C i wzdłuż drutów Lechera powstawały w odległościach $\lambda/2$ węzły napięcia. Dla fali 576 były dwa węzły, dla 400 — trzy i t. d. Badano warunki powstawania tylko tych czterech fal. Długość fali mierzono doświadczalnie. Istnienie drgań wskazywane było przez duże odchylenia mikroamperomierza G, przy czem autor uważał, że wychylenia te są proporcjonalne do amplitudy drgań²⁰⁾. Drugim wskaźnikiem drgań było to, iż zazwyczaj przy dotknięciu ręką jednego z drutów Lecher'a prąd w mikroamperomierzu spadał. Tylko dla kilku punktów nie obserwowano tego spadku natężenia prądu — były to węzły napięć. Odległość dwu takich najbliższych punktów dawała $\lambda/2$. Użyta tu lampa miała elektrody cylindryczne. Średnica siatki wynosiła 5 mm, anody — 25 mm. Próżnia nie była tak wysoka, jak w lampach nowoczesnych. W pierwszej serii badań katoda była grzana znacznie poniżej swej maksymalnej dopuszczalnej temperatury. Potencjał siatki był zmieniany od zera co dwa wolt. Okazało się, że maksimum natężenia prądu w mikroamperomierzu G, otrzymywało się dla 24 wolt, długość fali wynosiła 576 cm. Przy dalszem powiększaniu napięcia na siatce nie otrzymywano drgań. Natomiast podwyższając temperaturę katody, otrzymywano kolejno drgania o długościach fali: 400 cm dla $V_s = 50$, dalej 304 cm dla $V_s = 91$ woltów i ostatecznie 248 cm dla $V_s = 157$ V. Doświadczenia te wykazały, że temperatura katody, a więc natężenie prądu emisyjnego, posiada duży wpływ na powstawanie oscylacji. Powtórzone więc jeszcze raz te doświadczenia, dobierając każdorazowo żarzenie w ten sposób, aby otrzymać maksimum energii drgań. Rezultaty pomiarów zebrane są w tablicach IV i V.

Tablica IV.

V_s	λ_m	i_s	$\lambda^2 V_s$	$\frac{V_s^{3/2}}{i_s}$	U w a g i
24	5,76	0,66	799	178	prąd emisyjny wzrasta
50	4,00	2,11	800	167	
91	3,04	5,04	841	170	
127	2,48	12,5	965	154	

Tablica V.

V_s	i_s	λ_m	$\lambda^2 i_s$	U w a g i
24	0,66	5,76	21,8	prąd emisyjny wzrasta
	1,3	4,00	20,8	
	2,06	3,04	19,2	
50	2,25	4,00	36	prąd emisyjny wzrasta
	4	3,04	37,2	
	6,4	2,48	38,6	

Z danych tych wynika: 1) przy tem samym napięciu na siatce można otrzymać drgania o różnych długościach fali. 2) Długość fali o największej energii jest zależna od V_s i natężenia prądu siatki. 3) Przy $V_s = 24$ V otrzymano fale o długościach: 576, 400, 304 cm. Dla odpowiednio dobranego obwodu zewnętrznego możnaby było znaleźć prąd siatki, przy którym byłyby podtrzymywane drgania o dowolnej długości fali pomiędzy 576 i 304 cm. 4) Długości fal, odpowiadające możliwym drganiom w danej lampie, stanowią pewne pasmo widma elektromagnetycznego. Oscy-

¹⁹⁾ Telefunken Zeitung, Oktober 1934, str. 5.

²⁰⁾ Porównaj rozdz. III punkt f.

lacje, odpowiadające długołalowej jego krawędzi, spełniają wzór:

$$\lambda^2 V_s = \text{const} \quad (16)$$

przyczem odpowiednie natężenie prądu siatki jest dane przez równanie:

$$\frac{V_s^{3/2}}{i_s} = \text{const} \quad (17)$$

Z obu tych równań (16 i 17) otrzymuje się wzór ogólny:

$$\frac{\lambda^2 i_s}{\sqrt{V_s}} = \text{const} \quad (18)$$

Z niego wynika, że wszystkie fale w danym pasmie, odpowiadające jednemu napięciu na siatce V_s spełniają równanie:

$$\lambda^2 i_s = \text{const} \quad [V_s = \text{const}]$$

Z przeprowadzonych rozważań dochodzi autor do wniosku, że oscylacje powstają dopiero wtedy, gdy strumień elektronów, wybiegających z katody i przechodzących przez siatkę jest dostateczny, ażeby nasycić obszar siatka-anoda. Oscylacje te spełniają wzór 16 i stanowią długołalowy kraniec pasma. Gdy prąd emisyjny wzrasta, długość fali oscylacji zmniejsza się i spełnia wzór 18. Dolna granica pasma jest dana przez wartość natężenia prądu emisyjnego, przy którym obszar katoda—siatka staje się nasyconym. W lampach zazwyczaj używanych prąd potrzebny do nasycenia obszaru katoda—siatka jest nieznacznie większy, niż dla obszaru siatka—anoda, skutkiem czego pasmo to jest bardzo wąskie, sprowadzając się praktycznie do jednej fali²¹⁾. O ile w lampie siatka jest położona bliżej anody niż katody oscylacje powstawać nie mogą, co było sprawdzone doświadczalnie. Resztki gazów w lampie utrudniają w dużym stopniu nasycenie obszaru siatka—anoda, co tłumaczy się neutralizującym ładunkiem przestrzennym dodatnich jonów, powstających przy zderzeniach atomów, czy też cząsteczek gazu z elektronami. Otrzymuje się wtedy duże odchylenia od wyżej podanych zależności. Gill podaje dalej, że drgania są możliwe tylko wtedy, gdy okres drgań własnych obwodu zewnętrznego (T) spełnia zależność:

$$T = 2\vartheta \quad (19)$$

gdzie ϑ jest czasem przebiegu elektronu od siatki do punktu zwrotnego (zerowej powierzchni izopotencjalnej), co wynika z periodycznych zgęszczeń i rozrzedzeń ładunku przestrzennego przed anodą i wynikających stąd (Schwankungen) fluktuacji potencjału.

Morita uważa, że źródłem drgań elektronów są wahania gęstości ładunku przestrzennego w pobliżu siatki, gdy wartość jej potencjału jest bliska wartości potencjału nasycenia. Oznaczając przez Q całkowity ładunek przestrzenny w obszarze siatka—anoda, a przez q_1 ładunek, liczony na jednostkę powierzchni elektrod, wyprowadza on równanie:

$$\left[2,7 \pi \left(\frac{m}{\varepsilon} \right) \frac{l^3}{V_s} \right] \left(\frac{2}{\pi} \right) \cdot \frac{d^2 q_1}{dt^2} + \left[2,7 \pi \left(\frac{m}{\varepsilon} \right) \frac{l^3}{V_s} \right] \frac{dI_s}{dQ} \cdot \frac{dq_1}{dt} + 8 \cdot l \cdot q_1 = 0 \quad (20)$$

z którego wynika, że oscylacje w lampie mogą powstać tylko wtedy, gdy

$$\frac{dI_s}{dQ} < 0 \quad (21)$$

²¹⁾ Jak to poprzednio otrzymano w doświadczeniach Gill i Morrell'i.

²²⁾ m , ε — masa i ładunek elektronu, l — odległość siatka—anoda, t — czas.

Ich częstotliwość i długość fali jest wtedy określona przez wzory:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{8}{5,4 \left(\frac{m}{\varepsilon} \right) \frac{l^2}{V_s}}} \quad \text{lub} \quad \lambda = \frac{2 \pi \cdot 3 \cdot 10^{10}}{\omega_1} = \frac{895}{\sqrt{V_s}} \cdot 4 \cdot l \quad (22)$$

Przy dołączeniu układu Lechera do lampy (samoindukcja L , pojemność C , pojemność siatka—anoda C_0) zjawiska znacznie się komplikują i równanie 20-te przybiera kształt:

$$\frac{d^4 q_1}{dt^4} + (\omega_1^2 + \omega_2^2) \cdot \frac{d^2 q_1}{dt^2} + \omega_1 \omega_2 \left(1 - \frac{C'}{2 C_0} \right) q_1 = 0 \quad (23)$$

gdzie

$$C' = \frac{C \cdot C_0}{C + C_0} \quad \text{i} \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L C}}$$

Jest ono analogiczne do otrzymywanego w teorii 2-ch sprzężonych obwodów. Przy rezonansie ($\omega_1 = \omega_2$) przedstawia zmiany długości fali w funkcji sprzężenia $\frac{C'}{2 C_0}$. O ile skoki częstotliwości dają się wytłumaczyć zapomocą teorii obwodów sprzężonych, to jednak wahania natężenia w pobliżu punktu rezonansu nie wchodzą w te ramy. Przyczyną tego będą specjalne warunki sprzężenia, przy których obwód indukcyjny zewnętrzny podtrzymuje drgania ładunku przestrzennego, pojemnościowy zaś je utrudnia.

Rostagni dla objaśnienia mechanizmu drgań w rozpatrywanych układach opiera się na analogii między ładunkiem N drgających jonów, znajdujących się pomiędzy okładkami kondensatora a układem drgań, składającym się z samoindukcji i pojemności, połączonych równolegle. Natężenie prądu przepływającego pod wpływem zmiennego napięcia $V = V_0 E j \omega t$ przez kondensator, zawierający n jonów w jednostce objętości jest dany przez wzór:

$$I = j \cdot \frac{n \cdot e^2 S}{m s \omega} V = j \cdot \frac{1}{L \omega} \cdot V \quad (24)$$

gdzie

$$L = \frac{m s}{n e^2 S} \quad (25)$$

Prąd przesunięć w kondensatorze zależy od jego pojemności, określonej przez wzór $C = \frac{\kappa \cdot S}{4 \pi \cdot s}$ ²⁴⁾. Przedstawiając sobie układ zastępczy, składający się z samoindukcji i pojemności, połączonych równolegle, możemy ze wzoru Thomson'a określić częstotliwość drgań:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L C}} = \sqrt{\frac{4 \pi n e^2}{\kappa m}}$$

Jak widzimy, częstotliwość drgań jest niezależna od geometrycznych rozmiarów kondensatora, zależy zaś od gęstości jonów, stałej dielektrycznej obszaru drgań i masy jonu. Rostagni przenosi te rozważania na zjawiska, zachodzące w obszarze siatka-anoda lampy elektronowej w układzie z polem hamującym. Zastępując jony elektronami otrzymuje wzór na długość fali powstających tam drgań

$$\lambda = \frac{2 \pi c}{\omega} = \frac{3,35}{\sqrt{n}} \cdot 10^6 \quad (27)$$

Przy dołączeniu obwodu zewnętrznego, który zostaje pobudzony do drgań przez oscylacje ładunku przestrzennego, odróżnia on trzy obwody oscylacyjne: 1. Zespół elektronów oscylujących, zależny od statycznych napięć na elektrodach. 2. Pojemność siatka—anoda przy uwzględnieniu składowej indukcyjnej prądu, zależnej od gęstości

²³⁾ S — powierzchnia okładki kondensatora, s — odległość pomiędzy płytkami, ε i m — ładunek i masa jonu.
²⁴⁾ κ — stała dielektryczna.

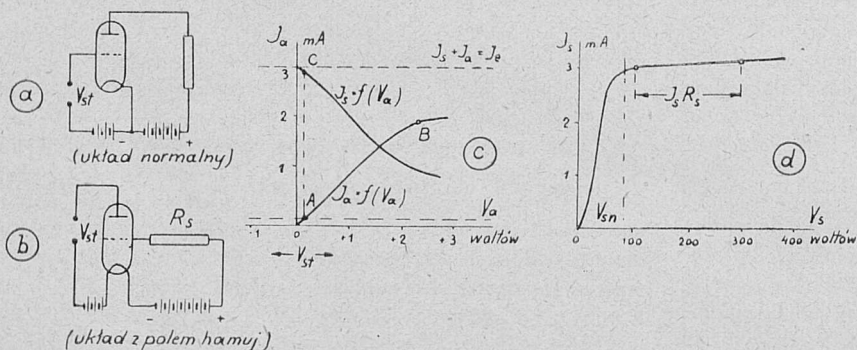
elektronów i ostatecznie 3. obwód zewnętrzny. Okazuje się, że w przypadku rezonansu czas przebiegu elektronów Φ pomiędzy siatką i anodą równa się okresowi drgań (T) lub jej wielokrotności $\Phi = k \cdot T$ ($k = 1, 2, \dots$). Wobec tego, że Φ jest odwrotnie proporcjonalne do $\sqrt{V_s}$ otrzymuje się następującą zależność:

$$\lambda^2 V_s = \frac{\text{const}}{k^2} \dots \dots \dots (28)$$

Wzór ten jest analogiczny do wzoru, podanego przez Potapienkę, który odróżnia fale normalne ($k = 1$) i karzełkowe ($k = 2, 3, \dots$).

Moore obserwował obszary drgań, odpowiadające różnym długościom fali, oddzielone od siebie przez wyraźne skoki prądu anodowego. Wobec tego, że drgania powstawały bez obwodu zewnętrznego oraz ich częstotliwości nie ulegały zmianom przy dołączeniu obwodu zewnętrznego, uważa on, że chodzi tu o drgania własne elektrod w związku z pojemnością pomiędzy elektrodami, zależną od gęstości gazu elektronowego. Ze wzrostem prądu emisyjnego zmienia się tak dostrojenie tego układu rezonansowego, jak również i częstotliwość drgań elektronów, co sprzeczne jest z dawniejszymi pomiarami.

e. *Drgania inwersyjne.* Zjawiska powstawania drgań w układach lampowych z polem hamującym, ujmując Hollmann inaczej. Stosuje on do procesów, zachodzących w lampie, teorię inwersji (rozdz. II p. b), której podstawy zostały wyżej omówione. Porównując układy lampowe z polem hamującym z układami normalnymi, zaznacza on, że rola elektrod w tych pierwszych jest odwrócona: anoda odgrywa rolę siatki (napięciem sterującym jest potencjał anody), siatka-anody (rys. 12 a i b). Rozpatrując natężenie prądu I_a w funkcji V_a , otrzymujemy charakterystykę, wskazaną na rys. 12 c.



Rys. 12.

Przy dużych wartościach ujemnych V_a elektrony nie dobiegają do anody — prąd anodowy $I_a = 0$. Przy napięciach dodatnich część elektronów dobiega do anody ($I_a \neq 0$), powstaje prąd anodowy, który dla pewnej wartości napięcia osiąga wartość nasycenia. Prąd siatki maleje wraz ze wzrostem napięcia V_a . Zakładając, że natężenie prądu emisyjnego $|J_e| = \text{const}$ jest stałe, a więc napięcie na siatce większe od napięcia nasycenia od V_{sn} — rys. 12 d) mamy

$$I_s + I_a = \text{const},$$

a stąd

$$dI_s = -dI_a \dots \dots \dots (29)$$

to znaczy: prąd siatki maleje o tyle, o ile wzrasta prąd anodowy. Obie krzywe (rys. 12 c) są odbiciem zwierciadłem względem siebie. Przy spełnieniu pewnych warunków (elektrody cylindryczne, duże odległości pomiędzy elektrodami przy wykluczeniu możliwości wtórnej emisji elektronów) można uzyskać to, że obie charakterystyki stają się

niezależne od napięć na siatce, to znaczy, że przechwyty siatki (Durchgriff) praktycznie równa się zero. Stąd wynika, że lampa w układzie z polem hamującym może pracować jako generator, posiadając na wyjściu dowolnie duży opór R_s (rys. 12 b). Oznaczając jak w układach normalnych współczynnik wzmocnienia przez stosunek napięcia wyjściowego do wejściowego $\frac{V_s}{V_a}$ otrzymujemy przy

uwzględnieniu równania 29

$$W = \frac{dV_s}{dV_a} = \frac{-dI_s \cdot R_s}{dI_a \cdot R_a} = \frac{R_s}{R_a} \dots \dots \dots (30)$$

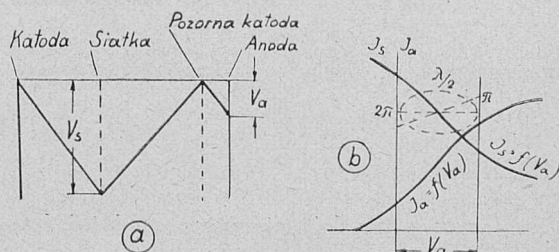
gdzie R_a oznacza opór wewnętrzny lampy, t. j. $R_a = \frac{dV_a}{dI_a}$

W ten sposób układ z polem hamującym przedstawia się jakby transformator oporowy, który dowolnie duży opór zewnętrzny R_s przetwarza na opór R_a . Wynika stąd, że lampa dla napięcia sterującego przedstawia stosunkowo znaczne obciążenie, a więc sterowanie nie odbywa się tak, jak w układach normalnych bez strat (leistunglos). Można je jednak w układzie samowzbudnym znacznie zredukować, gdy moc użyteczna $I^2 R_s$ jest dużo większa, niż moc sterowania $I_a^2 R_a$ lub gdy $R_s \gg R_a$.

Przy bardzo dużych częstotliwościach występuje w lampie przesunięcie faz pomiędzy prądem anodowym a siatkowym, które zależą od czasu przebiegu elektronów, powracających od anody ku siatce. Wskutek dużego ładunku przestrzennego pomiędzy anodą a siatką, wywołanego przez strumień elektronów, biegnących ku i od anody, powstaje w bezpośredniej bliskości do tej ostatniej powierzchnia izopotencjalna zero, która odgrywa rolę katody pozornej (virtuelle) — rys. 13 a. Jej położenie przesuwa się w zależności od wielkości potencjału na anodzie i jednocześnie zmienia się wartość natężenia strumienia elektronów, dobiegających do anody (I_a), a więc i powracających do siatki (I'_a), gdyż ilość elektronów, przechodzących do obszaru siatka-anoda jest stała:

$$I_a + I'_a = \text{const} \dots \dots (31)$$

Wobec małej odległości pomiędzy katodą pozorną a anodą, możemy przyjąć, iż różnica faz pomiędzy I_a i V_a równa się zero. Potencjał na anodzie, wpływający na prąd, dobiegający do niej, tem samem wpływa i na prąd powrotny, zmieniający w sposób wolny od bezwładności emisję katody pozornej. Lampa w układzie z polem hamującym może więc z pewnym przybliżeniem być rozpatrywana jako djoda, w której zmianom ulega natężenie prądu emisyjnego (sterowanie emisji katody). Odległość d pomiędzy siatką i anodą odgrywa tu zasadniczą rolę na wielkość przesunięcia faz. Charakterystyki ultradynamiczne przyjmują charakter wskazany na rys. 13b. Wskutek spadającej charakterystyki $I_s = f(V_a)$ napięcia wejściowego i wyjściowego są zgodne w fazie (przeciw-



Rys. 13.

nie, niż w układach normalnych), więc i sprzężenie zwrotne musi tu być dodatnie, gdy drgania są pobudzane.

Hollmann zaznacza, iż rozpatrywane generatory nie przedstawiają *jednoznacznie* jednego układu drgającego. Układy rezonansowe w tych generatorach mogą być wielorakie, mogą nimi być: same elektrody lub elektrody w połączeniu z doprowadzeniami napięć albo wraz z zewnętrznym obwodem.

f. *Prąd anodowy.* Zazwyczaj powstawaniu drgań w układzie lampowym z polem hamującym towarzyszy pojawianie się prądu anodowego, odpowiadającego ruchowi elektronów od siatki do anody. Do obecnej chwili nie jest jeszcze wyjaśnione, czy oba te zjawiska są ze sobą *nie-rozłącznie związane*. Nie wchodząc tutaj w bliższe rozważania tego zagadnienia, ograniczę się do podania wyników, otrzymanych przez różnych badaczy.

Barkhausenowi i Kurzowi nie udało się, pomimo używania b. czułego galvanometru, ustalić jednoznacznie zera prądu anodowego przed zniknięciem drgań w układzie. Tank i Schiltknecht stwierdzili, że przy stałym potencjale na siatce i zerze na anodzie oraz stałym natężeniu prądu żarzenia, zmiany prądu anodowego w funkcji zmian długości drutów Lechera są miarą natężenia drgań. Kalinin wykazuje zapomocą krzywych, otrzymanych doświadczalnie i przedstawiających prąd anodowy oraz natężenie drgań w funkcji natężenia prądu żarzenia lub napięcia na siatce, że ich przebiegi są podobne. Z pomiarów Kroebel'a wynika zaś, że niema zgodności między natężeniem prądu anodowego i natężeniem drgań, gdyż przy powiększaniu ujemnego potencjału na anodzie natężenie prądu anodowego dąży do zera, gdy tymczasem drgania mogą być jeszcze dość silne. Z tem zagadnieniem wiąże się zjawisko, zaobserwowane przez Nettleton'a: woltomierz o dużym oporze, włączony do obwodu anody, z którego usunięto baterję, wskazywał bardzo duże napięcie ujemne (-150 V). Fakt ten nasuwałby przypuszczenie, że przez opór woltomierza płynie prąd, oraz że napięcie ujemne w obwodzie anodowym może być w pewnej mierze rozpatrywane, jako równoważne oporowi zewnętrznemu. Hollmann stwierdził zapomocą pomiarów elektrometrycznych, że anoda, odłączona od reszty obwodu, w przypadku powstawania drgań, ładuje się do dużego potencjału ujemnego. Z jego doświadczeń okazuje się również, że przebiegi natężenia drgań, w zależności od położenia mostu na drutach Lechera, są jednakowe przy potencjale anody -100 V i przy anodzie, odłączonej od reszty obwodu. Podobnie i Breit otrzymywał drgania o długości fali $50-150$ cm w układzie z polem hamującym przy zupełnie odłączonej anodzie. Drgania te powstawały dla ściśle określonego prądu żarzenia. Potapienko zaznacza zaś w swej pracy, że prąd anodowy może być przy stałym potencjale na anodzie, rozpatrywany w przybliżeniu jako proporcjonalny do amplitudy drgań, a przy potencjale zero na anodzie—jako miara energii oscylacji lub dokładniej jako miara amplitudy zmiennego potencjału na anodzie. Orgel, rozpatrując krytycznie posiadany w tej sprawie materiał doświadczalny, dochodzi do wniosku, że drgania i prąd anodowy występują zawsze jednocześnie. Zmieniając napięcie na anodzie, otrzymujemy różne przebiegi natężenia drgań i natężenia prądu anodowego. Prąd anodowy podlega najrozmaitszym zmianom w zależności od rozmaitych czynników. Orgel podaje, iż obserwowano duże zmiany prądu anodowego od kilku mA do 10^{-10} A bez widocznego wpływu na natężenie drgań. Dochodzi on do wniosku, że prąd anodowy i siatkowy nie wpływają na mechanizm drgań. Według niego zjawisko drgań rozkłada się na dwa elementarne zjawiska, połączone ze sobą nierozdzielnie: 1) powstawanie

na powierzchni siatki fali elektromagnetycznej, rozchodzącej się we wszystkie strony (promieniowanie powierzchniowe siatki) i 2) powstawanie prądu anodowego, wywołanego przez strumień elektronów, biegnących od siatki do anody poprzez katodę i obwody zewnętrzne.

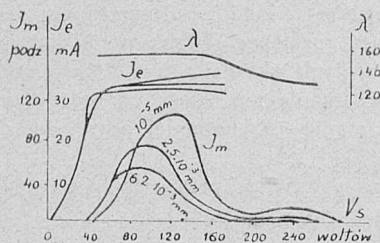
g. *Próżnia.* Rozpatrując zjawiska, zachodzące w lampie elektronowej w układzie z polem hamującym, należy sobie zadać pytanie, jaki wpływ na te zjawiska mają resztki gazowe, zawarte w lampie. Otrzymane tu dane doświadczalne są dosyć rozbieżne. Większość badaczy zakłada, że istota drgań w tych układach jest natury czysto *elektro- nowej*, a więc drgania nie zależą od rodzaju i ilości gazu, zawartego w lampie, przynajmniej przy ciśnieniach niezbyt dużych.

E. Pierret podaje, że przy ciśnieniu resztek gazowych mniejszem od $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg jony dodatnie, powstałe przy zderzeniach elektronów z atomami gazu, nie mają dostrzegalnego wpływu na pracę lampy w obszarze powstawania drgań typu „Barkhausen'a - Kurz'a” oraz „Gill - Morell'i”. Wpływ jonów uwidacznia się dopiero (przy mniejszych nawet ciśnieniach) w obszarze fal o długościach $10-20$ cm. O rodzaju wpływu nie można w danej chwili nic powiedzieć. Zależnie od warunków mogą jony wywoływać tak wzmocnienie, jak i osłabienie drgań. Otrzymanie warunków *powtarzalnych* jest możliwe tylko przy bardzo daleko posuniętej próżni, co wymaga b. starannego opróżnienia lampy. Rozmiary siatki i anody muszą być dobrze dobrane.

Nettleton stwierdził doświadczalnie, że drgania powstają, gdy ciśnienie resztek gazowych przekracza $5 \cdot 10^{-3}$ mm słupa rtęci, zaś maksima natężenia drgań otrzymują się dla ciśnienia $1 \cdot 10^{-3}$ mm. Hg. Przy ciśnieniach powyżej $2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg drgania nie wzbudzają się. Scheibe twierdzi znów, że drgania powstają przy ciśnieniach gazu w lampie mniejszych od $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg. Pierret zaobserwował, iż w pewnych przypadkach drgania powstawały dopiero po upływie pewnego czasu od chwili włączenia napięć. Tłumaczy on to tem, że przy rozgrzewaniu się elektrod wydzielają się z nich gazy zaabsorbowane i dopiero po ustaleniu się określonego ciśnienia wewnątrz lampy drgania zostają pobudzone. Stąd wynikałoby konieczność obecności resztek gazowych dla podtrzymywania drgań. Grechowa stwierdziła doświadczalnie, że zmiana ciśnień w granicach od $5 \cdot 10^{-8}$ do $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg nie wpływa na zmianę długości fali oraz natężenie drgań. Przy wyższych dopiero ciśnieniach daje się zauważyć spadek energii drgań. Kapzow zaobserwował dla fali rzędu 2 m zmianę długości fali rzędu 10% wraz ze zmianą ciśnienia wewnątrz lampy. Goutton zauważył, że w zależności od ciśnienia gazu (do lampy wprowadzał wodór) otrzymują się dwa rodzaje drgań, dla których długość fali jest zależna lub niezależna od stałych obwodu zewnętrznego. Pierwsze powstają, gdy ciśnienie wodoru wewnątrz lampy jest mniejsze od $1 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. Prąd anodowy posiada wtedy kierunek prądu elektronowego. Drugie — można otrzymać, zmieniając napięcie na anodzie, gdy ciśnienie wodoru wewnątrz lampy wynosi 10^{-3} mm Hg. Prąd anodowy posiada wtedy kierunek prądu jonowego. Od stałych obwodu zewnętrznego zależy nie długość fali, a tylko ich energia. Drgania te nie powstają w lampach dobrze opróżnionych.

Rinfleisch, badając natężenie prądu oscylacyjnego (I_m) i emisyjnego (I_e) w funkcji napięcia na siatce przy różnych ciśnieniach gazu w lampie, otrzymał krzywe, wskazane na rys. 14. Widzimy z nich, że ze wzrostem ciśnienia: 1) maleje wartość maksymalna energii drgań oraz 2) następuje przesunięcie się krzywych ku mniejszym napięciom

na siatce. Rinfleisch zauważył poza tym, że zawartość gazu w lampie, zależnie od wartości potencjałów zasilających, powoduje w pewnych obszarach drgań wzmocnienie ich energii, w innych zaś osłabienie. Wskazuje to, jak łatwo można z danych doświadczalnych wyciągnąć fałszywy wniosek o roli gazu w lampie, o ile nie zbadano uprzednio w lampie dobrze opróżnionej warunków powstawania drgań w różnych obszarach napięć.



Rys. 14.

Z badań Kalinina wynika, że stała we wzorze B-K zależy linijowo od V_s , tak, iż wzór ten posiadać będzie postać:

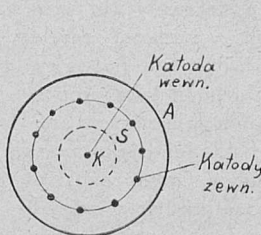
$$\lambda^2 V_s = a V_s + b \quad (32)$$

gdzie a i b są stałe, różne dla poszczególnych obszarów drgań. Wzór ten przedstawia niejako rozszerzenie wzoru B-K: dla $a = 0$ otrzymujemy wzór B-K, zaś dla $b = 0$ otrzymujemy zależność spełnioną przez długość fali drgań, niezależnych od napięcia na siatce. Kalinin stwierdził, że resztki gazowe w lampie w znacznym stopniu wpływają na powstające drgania (wartości a i b ulegają zmianom).

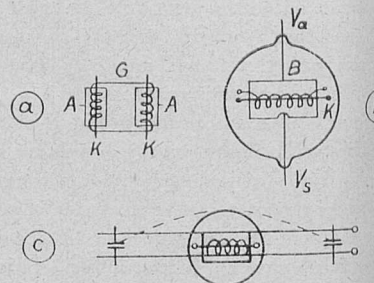
Morita ustalił również znaczne zmiany w obszarach drgań przy wzroście ciśnienia gazu w lampie do $10^{-3} - 10^{-4}$ mm Hg. Przy wyższych ciśnieniach drgania zanikają. Gill wskazuje na wpływ na rozpatrywane zjawiska jonów dodatnich neutralizujących ładunek przestrzenny. Jonescu próbuje tłumaczyć powstawanie drgań w układach powyższych drganiemi jonów, jednak Rostański wskazuje, iż wtedy musiałyby wewnątrz lampy istnieć znacznie większa ilość jonów gazowych, niż to wynika z danych doświadczalnych. Hollmann podkreśla, że choć resztki gazowe wpływają dość znacznie na procesy, zachodzące w lampie, jednakże nie są one nieodzowne dla powstawania drgań i ich podtrzymywania.

h. *Specjalne lampy i różne układy*²⁵⁾. Mówiąc o mechanizmie powstawania drgań nie możemy pominąć rozpatrzenia pokrótce lamp katodowych specjalnych konstrukcji oraz specjalnych układów, proponowanych przez różnych badaczy. Przy konstrukcji specjalnych lamp chodziło o otrzymanie drgań o b. wielkich częstotliwościach oraz zwiększenie ich energii użytecznej²⁶⁾. Prawie wszyscy badacze stosowali symetryczny układ elektrod w lampie i katody wolframowe, chociaż według Giacomini można do tych układów używać również i katody tlenkowej, pośrednio żarzonej. Marconi używał w swych doświadczeniach lamp z katodą z grubego włókna, wytrzymałego prąd żarzenia 4 A. Siatkę dawał z molibdenu. Zwiększenie prądu emisyjnego

może być uskutecznione i przez powiększenie ilości katod, które, jak to wskazują doświadczenia Kohl'a i Hollman'a należy umieszczać w obszarze siatka-anoda, jak to schematycznie pokazano na rys. 15. Hollman przypuszcza, że do drgań elektronów katody wewnętrznej dołączają się drgania o mniejszej częstotliwości elektronów, wyemitowanych przez katody zewnętrzne. Kohl uważa, że dla wytworzenia odpowiedniej ilości elektronów wewnątrz lampy obojętne jest, czy wybiegają one z wewnętrznej katody o potencjał zero, czy też z powierzchni zewnętrznej, przy której następuje zmiana kierunku ruchu elektronów. Powierzchnia ta jest zazwyczaj zerową powierzchnią izopotencjalną. Z doświadczeń okazało się, że wewnętrznej katodzie można udzielić potencjału prawie równego potencjałowi siatki bez wpływu na powstające drgania. Wskazuje to, że w przeciwieństwie do poglądów Barkhausen'a i Kurz'a elektrony nie są hamowane w obszarze katoda-siatka, lecz przezeń przelatują, przechodząc do obszaru siatka-anoda, w którym istnieje pole hamujące. Kohl skonstruował również lampę, w której anoda, pokryta tlenkami, służyła jednocześnie jako katoda zewnętrzna. Sposoby te pozwoliły podnieść emisję elektronów z 30 mA do 300 mA, lecz wtedy okazała się potrzeba chłodzenia siatki celem odprowadzenia ciepła, w które zamieniała się część energii elektronów. Siatkę robiono z rurki metalowej o średnicy 1 mm, przez którą przepuszczano wodę. Taka lampa mogła być dla fali 24 cm obciążona do przeszło 200 watów. Lampa zbudowana podobnie, lecz bez chłodzenia siatki, dopuszczała obciążenie dziesięciokrotnie mniejsze. Ciekawym jest fakt, że dla otrzymania proporcjonalnego zwiększania się energii drgań wraz ze wzrostem prądu emisyjnego przy tak dużych jego wartościach, dochodzących do 350 mA, należało mieć odległości pomiędzy zwojami spirali rzędu 4 mm. Spirale o mniejszych odległościach zwojów wykazywały przy wzroście prądu emisyjnego, począwszy od pewnej jego wartości, spadek energii drgań, pomimo dobierania odpowiednich napięć zasilających. Kohl wyraża przypuszczenie, iż dalszy rozwój techniki fal decymetrowych będzie musiał iść w kierunku konstrukcji podobnych lamp o dużej emisji i na tem polu można się spodziewać dużych postępów w zastosowaniach praktycznych. Dla otrzymania fal możliwie krótkich wykorzystuje Kohl drgania własne wewnętrznej obwodu siatki, który stara się w tym celu uczynić możliwie małym. Wykorzystując zaobserwowany fakt, że pośrodku długości spirali występuje węzeł drgań, rozdzielał on spiralę na dwie części, spinając jej końce strzemiemkiem. Dla zmniejszenia wpływu pojemnościowego siatki i katody robił on siatkę



Rys. 15.



Rys. 16.

²⁵⁾ Lampy specjalne dla fal decymetrowych są szczegółowo opisane w artykule D. M. Sokolcowa: „Lampy elektronowe na fale decymetrowe”. Przegląd Wojskowo-Tech. (Łączność) XIV, str. 558 i 625, 1933. Tutaj ograniczam się do podania tylko tych zasadniczych wiadomości, które mogą być ciekawe z punktu widzenia mechanizmu tych drgań.

²⁶⁾ Wydajność układów generacyjnych lampowych z polem hamującym jest zazwyczaj rzędu 0,1% i nie przekracza naogół 1%. Moc użyteczna drgań szybkozmiennych jest rzędu kilku watów.

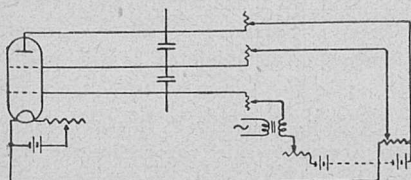
w postaci pręcika równoległego do katody, anodę zaś — w postaci półcylindra, rozciętego wzdłuż osi. W ten sposób udało mu się uzyskać fale o długościach 7 cm. Przy odpowiednim doborze stosunku promienia anody do promienia siatki można było zmniejszyć tę długość jeszcze do 6 cm. Sprawdził on, iż lampy o takiej konstrukcji dają drgania

o tej samej długości fali w różnych obszarach napięć zasilających. W rezultacie rzeregu prób udało się mu otrzymać fale o długości 4,7 cm, przyczem moc drgań wynosiła jeden miliwat. Wspomnieć tu jeszcze należy, iż niektórzy badacze konstruowali lampy w ten sposób, iż anoda i siatka miały oba końce wyprowadzone nazewnątrz, do tych ostatnich dołączano układ drutów Lechera; anodę robiono w postaci siatki; końce siatki wewnątrz lampy zwierano mostem ruchomym, składającym się z dwóch połówek koła. Wraz ze zmianą położenia mostu wewnątrz lampy zmieniała się częstotliwość otrzymywanych drgań.

Dla otrzymania symetrii Gossel zastępował strzemionko spinające końce siatki przez drugą spiralę (rys. 10b). Wzbudzenie drgań daje się znacznie polepszyć, gdy użyć układu elektrod, wskazanych na rys. 16a o 2 katodach i 2 siatkach. Hollmann używa spirali wolno zawieszanej, doprowadzenie prądu umieszcza on po środku, dzięki czemu siatka może drgać jak dipol (rys. 16b). Dla wzmocnienia mocy proponuje Hollmann układ wskazany na rys. 16c. Siatka i anoda znajdują się pośrodku układu drutów Lechera po obu stronach, spiętych na krótko pojemnościami. Układ taki posiada jeden stopień swobody: na mostach pojemnościowych muszą się wytworzyć węzły napięcia, a na elektrodach strzałka.

Według Pfetscher'a układ taki, rozpatrując go ogólnie, posiada więcej stopni swobody i może być rozpatrywany jako układ kilku obwodów ze sobą sprzężonych. Obwodem pierwotnym będzie obwód, znajdujący się wewnątrz lampy, wtórnymi zaś: obwód żarzenia i obwody drutów Lechera po obu stronach lampy. Układ Hollmann'owski był badany przez Zakłady Telefunken'a, które dla fali 50 cm opracowały typ lampy, posiadającej układ drutów Lechera, umieszczony wewnątrz lampy. Pfetscher i Müller, starając się otrzymać warunki doświadczenia możliwe przejrzyste, rezygnują z konstrukcji lamp, pozwalających na zmianę długości fali, powstających drgań w dużych granicach. Zmiany te zresztą nie są wymagane przy zastosowaniach praktycznych tych układów jako nadajników. Autorzy przy projektowaniu lampy dążą do otrzymania wewnątrz niej ściśle określonego pod względem elektrycznym obwodu, ustalającego częstotliwość powstających drgań oraz zmniejszenie do minimum wpływu pozostałych obwodów wtórnych (jak np. obwodu żarzenia, doprowadzeń do elektrod i t.p.). Rozpatrują oni możliwe przypadki praktycznego wykonania takiej lampy. Otrzymane wyniki ze specjalnie skonstruowanymi lampami dla fal o długościach 63 cm, 56 cm, 25 cm, 24 cm i 20 cm wykazują, iż jest możliwym w dużym obszarze napięć wyeliminować powstawanie drgań o innych częstotliwościach od żądanej przez racjonalną budowę lampy oraz odpowiednie rozmieszczenie wlotowań drutów w szkło, odpowiednią konstrukcję układu podtrzymującego elektrody i t. p. W dwulampowym układzie przeciwnym na fale 63 cm zostały pozatem zbadane wpływy sprzężeń pomiędzy obwodem pierwotnym, ustalającym częstotliwość drgań a obwodami wtórnymi.

Drgania o dużych częstotliwościach można otrzymać również i w układach z lampami dwusiatkowymi. Werner Pistor otrzymał w układzie, podanym na rys. 17, drgania o



Rys. 17.

długości fali od 30 do 150 cm. Stosował on lampę dwusiatkową REO74d. Wobec małych mocy, pobieranych przez lampę, można było używać suche baterie i zbudować nadajnik łatwy do przenoszenia. Możliwość otrzymywania drgań w lampie dwusiatkowej była obserwowana również przez Alberti i Kohl'a.

Ostatnio Fay i Samuel (z Bell Telephone Laboratories) *) opisują cztery typy specjalnym lamp, zapomocą których można otrzymać drgania o bardzo wielkich częstotliwościach. Uzyskane częstotliwości, moce szybkozmienne oraz współczynniki sprawności są podane w tabl. Va.

Tablica Va.

częstotl. mega- cykle	ujemne napięcie na siatce				dodatni potenc na siatce			
	lampa 340 A		lampa 149 Y		lampa 160 Y		siatka swob. zaw	
	moc W	sp. spr. %	moc W	sp. spr. %	moc W	sp. spr. %	moc W	sp. spr. %
100	55	50						
200	34	35	8,5	29				
300	12	17	8,0	28				
400			7,5	26				
500			6,0	19	4,5	6		
600			3,1	11	8,0	5		
700			0,9	3			5,5	1
1800							2,5	1
2000							0,4	1

Dwa typy lamp były używane w układzie normalnym, potencjał na siatce był ujemny, pozostałe dwa — w układzie specjalnym, na siatce był dany duży potencjał dodatni. Bardzo krótkie fale były otrzymane zapomocą lampy, która posiadała siatkę wolno zawieszoną. Opisują oni konstrukcję tych lamp oraz podają dokładne dane techniczne każdej z nich. Należy tu jeszcze zaznaczyć, iż z tego laboratorium wysła również praca czysto teoretyczna, ogłoszona przez Llewellyn'a **), w której jest rozpatrzone powstawanie drgań o wielkich częstotliwościach w lampach trój-elektrodowych.

i) *Djody*. Rozpatrując zjawiska, zachodzące w djodach przy stałym prądzie emisyjnym lub, ogólnie mówiąc, przerwę wyładowań w gazie lub próżni przy szybkich zmianach pola magnetycznego lub elektrycznego musimy uwzględnić bezwładność elektronów, które nie są już w stanie podążać za zmianami pola. W ogólnym przypadku, gdy elektron o ładunku e i masie m znajduje się w zmiennym polu elektrycznym ($V = V_0 \cos \omega t$), to z dużym przybliżeniem możemy napisać, iż prąd, wywołany w obwodzie zewnętrznym dany będzie przez wzór:

$$J_a = \frac{e^2}{md^2} \cdot \frac{V_0}{\omega} \cos \omega t = \frac{V_0}{\omega L} \cos \omega t, \quad (33)$$

gdzie $L = m \cdot \frac{d^2}{e^2}$ przedstawia indukcyjność przerwy wyładowań, która daje się dopiero zauważyć przy bardzo wielkich częstotliwościach. Dodając stałe pole elektryczne, wywołujące dodatkowe przyspieszenie elektronów, otrzymujemy zjawiska, analogiczne do rozpatrywanych wyżej, które zachodzą w djodzie ze zmienną emisją elektronów z katody. Różnica pomiędzy obu przypadkami jest ta, że zamiast zmian gęstości prądu j mamy tu wahania prędkości elektronów v , które wpływają na zmiany ładunku strumienia elektronów wskutek istniejącej zależności:

$$\rho = \frac{j}{v} \quad (34)$$

Hollmann uważa więc, że i do djody można stosować omówioną wyżej teorię inwersji charakterystyk ultradynamicznych. A więc lampa dwuelektrodowa może przedstawiać

*) Proc. I. R. E. 23. 199. 1935.

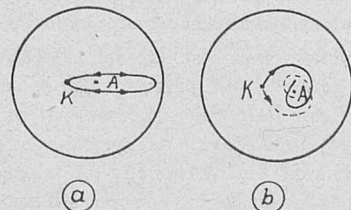
**) Proc. I. R. E. 21. 1532. 1933 i 23. 112. 1935.

własności oporu ujemnego, o ile potencjał na anodzie ma składową zmienną o dosyć dużej pulsacji ω . Wzrost częstotliwości składowej zmiennej wywołuje w lampie stopniowy zanik własności oporu ujemnego (inwersja charakterystyki — Holmann), które pojawiają się znów dla wielokrotności ω . Do podobnego wniosku doszedł i Benham, rozpatrując lampę dwuelektrodową o płaskich elektrodach i przy uwzględnieniu ładunku przestrzennego. Megaw podaje, że rozważania matematyczne przy nieuwzględnieniu ładunku przestrzennego, wskazują, że oscylacje nie mogą powstać w djodach, posiadających cylindryczne elektrody o rozmiarach, używanych w lampach normalnych. Próby doświadczalne otrzymywania drgań w djodach z elektrodami cylindrycznymi, wykonane przez Benham'a i Sahanka zawiodły. Podobne badania przeprowadził i Hollmann, badając lampę, posiadającą anodę w kształcie spiralki o przekroju kwadratowym.

Teoretyczne szczegółowe rozważania przeprowadził Müller, zakładając, że w każdym punkcie przestrzeni znajdują się elektrony o określonej prędkości. Z rozważań jego wynika, że działanie strumienia elektronów daje się zastąpić przez układ, składający się z pojemności i oporu, połączonych równolegle lub szeregowo. Dla pewnych częstotliwości przy istnieniu w lampie ładunków przestrzennych zastępczy opór może posiadać wartość ujemną.

Gerber przeprowadził badania z lampą dwuelektrodową, przyczem anoda i katoda miały kształt drutów równoległych. Lampa, jak to widać z rys. 18 a, włączona jest do

du anodowego (I_a) i drgań (I_m), oraz występują zjawiska przeciągania. Z teorii Tank'a i Schiltknecht'a wyciąga Gerber wniosek, iż drgania ładunku przestrzennego powstają wtedy, gdy opór pozorny drutów jest indukcyjny, a sprzężenie ładunku przestrzennego z układem Lechera ma charakter pozornego oporu pojemnościowego. Jako przyczynę powstawania drgań w takich układach przyjmuje on perjodyczny obieg elektronów wewnątrz lampy na torach zamkniętych (rys. 19 a). Wskutek symetrii oba kierunki ruchu są



Rys. 19.

jednakowo uprawnione. Na torach zamkniętych tworzą się stojące fale ładunku przestrzennego, które mogą powstawać dla fal o różnych długościach $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ nie są to jednak wyższe harmoniczne). Wszystkie elektrony, poruszające się na torach nie zamkniętych (rys. 19 b) nie mogą synchronicznie współdrgać, a więc i podtrzymywać powstających drgań, muszą być one wyłączone z procesów, zachodzących w lampie, przez wychwytywanie ich przez elektrody.

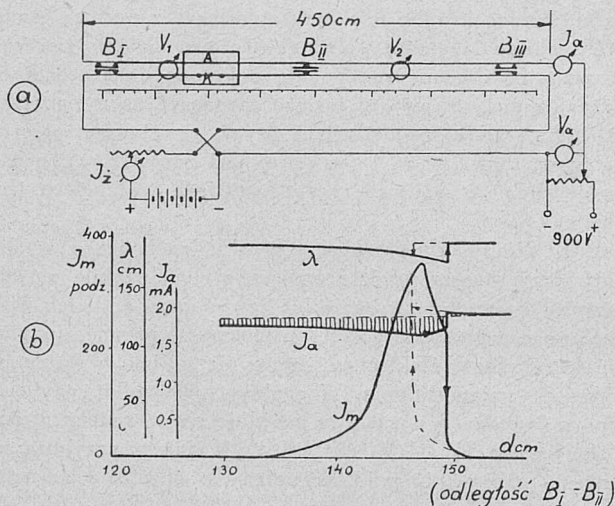
Doświadczalnie można sprawdzić istnienie możliwości dwu kierunków obiegu elektronów wewnątrz lampy przez jej umieszczenie w słabym polu magnetycznym. Wtedy czasy obiegu obu grup elektronów, zależnie od kierunku obrotu, zostają powiększone lub zmniejszone, powodując rozłożenie wypromieniowanej fali na dwie oddzielne. W ten sposób Gerber znalazł, że pole magnetyczne o natężeniu 2,5 Gaussa wywołuje rozszczepienie fali 172 cm na dwie — różniące się o $\pm 4,5$ cm, — co do rzędu wielkości odpowiada to efektowi Zeemanna²⁷⁾.

IV. Wstępne rozważania na gruncie mechaniki falowej o powstawaniu drgań o bardzo wielkich częstotliwościach w generatorach lampowych.

Z powyższego przeglądu prac, dotyczących fal ultrakrótkich, widzimy, że panuje tu bardzo duża rozbieżność poglądów co do istoty samego zjawiska oraz, iż cały szereg faktów doświadczalnych w tej dziedzinie, zdaje się, sobie przeczyć wzajemnie. Przyczyną tych rozbieżności jest to, iż badane układy oscylacyjne są układami o dużej liczbie stopni swobody. Ilość występujących tu czynników, mających bezpośredni czy pośredni wpływ na procesy, zachodzące w lampie, nie jest w danej chwili należycie ustalona. Z dotychczasowych badań wynika, że wyrzucany z katody strumień elektronów, zależnie od warunków (rozkładu potencjałów wewnątrz lampy, zmiennych napięć na elektrodach, konstrukcji lampy i t. p.), może spowodować powstanie oscylującej chmury ładunku elektrycznego. Ta zaś powoduje w pewnych warunkach wzbudzenie drgań w obwodach rezonansowych, znajdujących się wewnątrz lub zewnątrz lampy, albo też może wywoływać powstanie fali elektromagnetycznej, rozchodzącej się w przestrzeni. Ilość czynników, mogących wchodzić tu w grę, jest bardzo duża;

²⁷⁾ Podstawiając wartości doświadczenia do wzoru, określającego Zeemanowskie rozszczepienie, znajdujemy:

$$\Delta\lambda = \pm \left(\frac{e}{m}\right) \frac{H}{4\pi c} \cdot \lambda^2 = \pm 1,77 \cdot 10^7 \cdot \frac{2,5}{4\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}} \cdot (172)^2 = \pm 3,5 \text{ cm}$$



Rys. 18.

układu drutów Lechera. Przesunięcia mostów B_1 i B_2 odbywają się w ten sposób, że lampa znajduje się zawsze w strzałce napięcia. W tym przypadku, pomimo, że elektrony nie znajdują się w polu hamującym, powstające drgania wykazują wszystkie charakterystyczne cechy drgań, otrzymywanych w poprzednio rozpatrywanych układach. Do wartości napięć 700 V jest spełniona zależność $\lambda_1 V_a = \text{const.}$, poczem następuje skok fali do wartości λ_2 , nie spełniającej tej zależności. Przy pewnych napięciach zauważono nawet trzecią falę λ_3 .

W przeciwieństwie do lamp trójelektrodowych w układzie z polem hamującym, w których powstają drgania dopiero przy zbliżeniu się do obszaru nasycenia, tutaj obszary drgań rozciągają się w całym zakresie napięć, dających ładunek przestrzenny w lampie. Charakterystyka lampy z elektrodami linowymi wskazana jest na rys. 18 b. Występują tu, podobnie jak i w lampach trójelektrodowych skoki częstotliwości, którym towarzyszy zmiana natężenia pra-

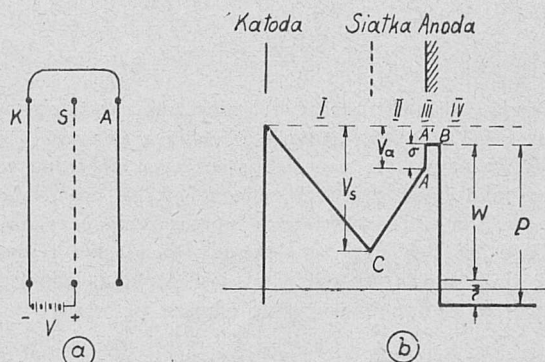
zależności pomiędzy niemi oraz wielkościami mierzonymi podczas doświadczeń (stałe napięcie na elektrodach, natężenia prądów: emisyjnego, siatki, anody. długości fali i t. p.) są trudne do jednoznacznego ustalenia tak drogą doświadczalną, jak i teoretyczną. Wydaje się pozatem, że drgania elektronów dookoła siatki, drgania ładunku przestrzennego, drgania obwodów wewnętrznych lampy, powstawanie różnic fazowych w przebiegach, zachodzących wewnątrz lampy naskutek skończonej prędkości elektronów i t. p., podawane przez różnych badaczy, jako przyczyny powstawania drgań, *nie są od siebie niezależne, nie stanowią więc oddzielnych mechanizmów*. Zależnie od warunków doświadczenia, a nawet konstrukcji lampy, wpływ jednych czynników staje się znaczniejszy, niż innych; wskutek czego uwydatniają się one wyraźniej²⁸⁾. Zwrócić jeszcze należy i na to uwagę, iż technika pomiarowa tych zjawisk dopiero się rozwija i nie jest jeszcze dokładnie opracowana, a więc i tu mogą tkwić przyczyny dużych odchyleń w pomiarach, wykonywanych przez poszczególnych badaczy.

W związku z tem porównywanie różnych wyników doświadczalnych sprawia naogół wiele trudności, a często nasuwa nawet wątpliwości, czy te wyniki wogóle są *ze sobą porównywalne*, wobec tego, że mogą tu w grę wchodzić niektóre czynniki, które nie mogły być wzięte pod uwagę w czasie doświadczenia. Wszystko to wskazuje, iż w danej chwili nie jesteśmy w stanie zdać sobie dokładnie sprawy z procesów, zachodzących w lampie katodowej przy powstawaniu drgań o bardzo dużych częstotliwościach. Odnosi się wrażenie, iż przy dotychczasowym ujmowaniu tych zagadnień na gruncie fizyki klasycznej nie uda się otrzymać zadowalających wyników, gdyż zbyt duża ilość zmiennych występujących, uniemożliwia jakiegokolwiek ogólniejsze ujęcie na drodze matematycznej. W tym stanie rzeczy dotychczasowe prace doświadczalne gromadzą w sposób dość chaotyczny różne fakty i dane, nie dające się potem powiązać w jedną całość. Chcąc więc to ważne dla techniki zagadnienie zbudowania generatora fal ultrakrótkich o odpowiedniej mocy rozwiązać, narzuca się konieczność poddania zasadniczej rewizji dotychczasowych metod pracy doświadczalnej oraz panujących w tej dziedzinie poglądów. W tym celu należy zjawiska te ująć możliwie ogólnie na nowych zupełnie podstawach, przedyskutować wpływ różnych czynników, które mogą w grę wchodzić oraz ustalić kierunek prac doświadczalnych, któreby prowadziły systematycznie do otrzymania konkretnych wyników, które możnaby zastosować w praktyce. Mam wrażenie, iż jest to możliwe do uskutecznienia tylko na gruncie mechaniki falowej.

Nim przejdę do dalszych rozważań omówię w zasadniczych zarysach pracę Schustera,²⁹⁾ w której autor stara się ująć szczególnie bardzo przypadek powstawania drgań o dużych częstotliwościach, stosując metody mechaniki falowej. Przyjmuje on pogląd B—K, że przyczyną drgań jest ruch oscylacyjny elektronów w obszarze katoda-siatka-anoda. Przyczem dla uproszczenia rachunków zakłada, że elektrody lampy są płaskie o rozmiarach nieskończonych (rys. 20a), że przy przejściu elektronu z wewnątrz metalu do przestrzeni otaczającej istnieje skok potencjału nieskończenie duży, oraz że zmiany potencjału wewnątrz lampy są linijową funkcją jednej tylko zmiennej. Równanie elektronu napisze się wtedy w postaci:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \kappa^2 \left(E - \frac{\varepsilon V}{l} \cdot x \right) \psi = 0^{30)} \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

Elektronom, drgającym wewnątrz lampy (teoria B—K), odpowiadać będą w tym obrazie fale stojące de Broglie, powstające pomiędzy katodą i anodą. Rozwiązanie równania Schrödingera (r. 35) przy spełnieniu pewnych warunków brzegowych, jak to wiemy z dyskusji matematycznej, daje nam nieciągłe wartości parametru E . Otrzymujemy w ten sposób wartości poziomów energetycznych elektronów, na których mogą się znajdować elektrony, drgające wewnątrz lampy. Dalej Schuster przyjmuje, że elektrony wewnątrz



Rys. 20.

lampy mogą przechodzić z jednego poziomu energetycznego na inny, przyczem przy przejściu z poziomu o wyższej do poziomu o niższej energii, część energii, odpowiadająca różnicy $E_1 - E_2 = \Delta E$, zostaje oswoobodzona i idzie na podtrzymanie wzbudających się drgań, których częstotliwość określa równanie:

$$h\nu = E_1 - E_2 = \Delta E, \quad \nu = \frac{\Delta E}{h} \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

Z przeprowadzonych dalej rachunków otrzymuje Schuster następujące zależności:

$$\nu = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{\varepsilon V}{8m}} \quad | \text{w jedn. elektrost.} | \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = c \cdot \sqrt{\frac{8m}{\varepsilon}} \cdot \frac{l}{\sqrt{V}} = \text{const} \cdot \frac{l}{\sqrt{V}} \quad . \quad (37a)$$

gdzie

$$\text{const} = c \cdot \sqrt{\frac{8m}{\varepsilon}}$$

Wzór 37a jest wzorem, podanym przez Barkhausena i Kurza. Okazuje się więc, iż w tym szczególnym przypadku, wprowadzając zupełnie nowe założenia, dochodzimy do wyników, otrzymanych uprzednio. Wskazywałoby to, iż nie jest wykluczone, że tą drogą uda się otrzymać zadowalające wyniki i w przypadku ogólniejszego ujęcia badanego zjawiska.

Przechodząc teraz do ogólnych rozważań, zaznaczam, iż ograniczam się w danej chwili tylko do wskazania, w jaki sposób metody mechaniki falowej możnaby było zastosować do interesujących nas zagadnień. Wobec tego, że mamy tu do czynienia z wieloma elektronami, należałoby w ogólnym przypadku przyjąć, że funkcja falowa, określająca ruch ele-

²⁸⁾ Wszelkie więc odróżnienia typów lamp dla fal decymetrowych, w których powstają drgania bez lub z udziałem wewnętrznego czy też zewnętrznego obwodu, wydaje mi się *w danej chwili nieistotne i niecelowe*.

²⁹⁾ Schuster Ann. d. Phys. 7. 54. 1930.

³⁰⁾ ψ — funkcja falowa, $\kappa^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2} \cdot V$ — różnica potencjałów, E — energia całkowita elektronu, ε , m — ładunek i masa elektronu. (Por. mój artykuł Przegl. Elektrot. zesz. 19, str. 549, 1934).

كترونوں، rozpatrywanych jako fale de Broglie'a, spełnia uogólnione równanie Schrödingera:

$$\frac{1}{m_1} \Delta_1 \psi + \frac{1}{m_2} \Delta_2 \psi + \dots \frac{8\pi^2}{h^2} (E - \Phi) \psi = 0 \quad (38)$$

($m_1, m_2 \dots$ masa cząstek, będących w ruchu, E całkowita energia, Φ — energia potencjalna). Tak postawione zagadnienie pozwoliłoby może ustalić wpływ resztek gazowych na zjawiska, zachodzące w lampie. Dla uproszczenia jednak przyjmuję, że w lampie jest doskonała próżnia oraz, że nie istnieje wzajemne oddziaływanie pomiędzy elektronami, a wtedy zamiast r. 38 można rozpatrywać równanie w postaci:

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - \Phi) \psi = 0 \quad (39)$$

Przyjmując, że elektrody są cylindryczne, należałoby wprowadzić współrzędne biegunowe i wtedy z pewnym przybliżeniem można byłoby energię potencjalną elektronu rozpatrywać jako funkcję jednej zmiennej (r — promienia wodzącego). Dla większego jeszcze uproszczenia przyjmuję tu, podobnie jak Schuster, że elektrody są płaskie i nieskończenie duże oraz, że potencjał jest funkcją jednej tylko zmiennej x . Równanie powyższe napisze się wtedy:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - \Phi) \psi = 0 \quad (40)$$

Stosując to równanie do elektronów w lampie, należy w niej odróżnić kilka obszarów (rys. 20 b): a mianowicie: katoda-siatka³²⁾, siatka — powierzchnia anody (punkt A), warstwa powierzchniowa anody (A' B — rys. 20 b) i wnętrze metalu, z którego jest zrobiona anoda. Dla każdego z tych obszarów musi być spełnione równanie 40, przyczem przy przejściu z jednego obszaru do drugiego zmiany wartości ψ muszą się odbywać w sposób ciągły, czyli że muszą być spełnione warunki:

$$\begin{aligned} \psi_{II} &= \psi_I && \text{dla punktu C} \\ \psi_{III} &= \psi_{II} && \text{„ „ A} \\ \psi_{IV} &= \psi_{III} && \text{„ „ B} \end{aligned}$$

Pozatem odpowiednie warunki muszą być spełnione przez pochodne funkcji falowej³³⁾. Jest to trochę inne ujęcie niż u Schustera, który dla uproszczenia rachunków przyjął, iż na powierzchni metalu istnieje nieskończenie duży skok potencjału, a więc mógł dalej przyjąć, iż w lampie powstają fale stojące. Przeprowadzenie rachunków pozwoli określić wartości parametru $E_1, E_2 \dots$, a więc poziomy energetyczne, które mogą być zajmowane przez elektrony, znajdujące się wewnątrz lampy. Zakładając w dalszym ciągu, podobnie jak Schuster, że elektrony wewnątrz lampy mogą przechodzić z jednego poziomu energetycznego do drugiego, możemy przyjąć, że przy przejściu z wyższego do niższego — oddają część energii, która zamienia się na ciepło lub idzie na podtrzymywanie drgań w obwodach oscylacyjnych, zaś przy przejściu z niższego do wyższego — elektrony pobierają energię z zewnątrz. Częstotliwość podtrzymywanych drgań określa się z równania:

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h} = \frac{\Delta E}{h}$$

³¹⁾ W przypadku uwzględnienia tylko elektronów: $m_1 = m_2 = m_3 = \dots = m$ — masie elektronu.

³²⁾ Zakładamy, że prędkość wyjściowa elektronu z katody równa się zeru, i że skok potencjału na powierzchni katody jest nieskończenie duży. Jest to pewne ograniczenie ogólności zjawiska, gdyż wyklucza wtórną emisję elektronów z katody (por. Megaw Nature 132. 854. 1933).

³³⁾ W przypadku rozkładu potencjału, pokazanego na rys. 20 b, pierwsze pochodne Φ względem x , musiałyby dla punktów A i B posiadać nieciągłości.

W ten sposób widzimy, że zależnie od wartości początkowej oraz końcowego poziomu możemy otrzymać drgania o różnych częstotliwościach. Doświadczenia jednak wskazują, iż w układach powstaje jedna tylko fala o określonej długości, a więc stąd wniosek, iż przynajmniej przejścia większości elektronów w doświadczeniu muszą się odbywać pomiędzy poziomami, których różnica energii ΔE jest stała lub w szczególnym przypadku pomiędzy określonymi poziomami. Nasuwa się więc teraz pytanie: od jakich czynników to zależy, jakie prawa rządzą przejściami elektronów? Odpowiedź na to można będzie otrzymać przez porównywanie danych doświadczalnych z wynikami przeprowadzonych rachunków dla pewnych szczególnych przypadków, zmieniając wartości różnych czynników. Zmiana wartości mierzonych w doświadczeniu, jak natężenie prądu emisyjnego, prądu siatki i anody, napięcie na elektrodach, posiada pewien wpływ na wartość poziomów energetycznych. Pozatem te wartości, jak również i dane konstrukcyjne lampy, mogą sprzyjać przejściom elektronów pomiędzy pewnymi poziomami, utrudniać zaś pomiędzy innymi. Przypuszczam dalej, że i sprawa otrzymywania różnych obszarów napięć, w których powstają drgania (obserwowane przez Kohl'a i Collenbusch'a), powstawanie drgań, których częstotliwość zależy od napięcia na elektrodach, nie zależy zaś od stałych obwodu i naodwrot od się wytłomaczyć na tej drodze. Wymagać ona będzie z jednej strony przeprowadzenia rachunków dla konkretnych przypadków oraz zebrania odpowiedniego materiału doświadczalnego. Punkt ciężkości leży naturalnie na pracach doświadczalnych, których kierunek i sposoby przeprowadzenia będą jednak uzależnione od wyników matematycznych.

Należy tu zaznaczyć, iż przy tak postawionem zagadnieniu mamy możność w naszych rozważaniach uwzględnić również i emisję wtórną elektronów z anody, która w tych zjawiskach w pewnych warunkach musi odgrywać rolę decydującą. Wskazują na to doświadczenia, robione z lampami, posiadającymi katody zewnętrzne (rys. 15) oraz anody pokryte tlenkami. W związku z tem istnieje bardzo ciekawe zagadnienie teoretyczne: ustalenie warunków równowagi pomiędzy gazem elektronowym (w próżni), do którego stosuje się statystyka fizyki klasycznej, a gazem elektronowym wewnątrz metalu, którym rządzą znów prawa statystyki Fermiego-Diraca'a.

Z tych ogólnych rozważań na gruncie mechaniki falowej, zdaje się wynikać, iż zagadnienie powstawania drgań o bardzo dużych częstotliwościach w lampie elektronowej, emisja wtórną elektronów z anody, oraz teoria generatorów dynatronowych dadzą się traktować jednolicie pod względem teoretycznym, przedstawiając szczególne rozwiązania równania Schrödingera'a.

Dalszy rozwój techniki budowy generatorów dynatronowych i oscylatorów dla fal ultrakrótkich oraz ich zastosowanie do celów praktycznych uzależnione jest w wysokim stopniu od wyników badań laboratoryjnych poruszonych wyżej zagadnień.

B. UKŁADY MAGNETRONOWE.

Moce użyteczne oraz współczynniki sprawności, uzyskiwane w układach generacyjnych z lampą z polem hamującym są niewielkie. Tak np. w laboratorium Zakładów Philipsa w Holandji udało się otrzymać ze specjalnie zbudowaną lampą zaledwie 3 waty mocy użytecznej, oraz współczynnik sprawności rzędu 3%. Znacznie korzystniejsze warunki uzyskuje się w układach magnetronowych, jak to wskazują dane tablicy VI-ej, uzyskane w laboratorium Zakładów Philipsa. Tem się też tłumaczy, że radjotechnika praktyczna w danej

chwili interesuje się głównie opracowywaniem konstrukcji specjalnych lamp oraz układów magnetronowych.

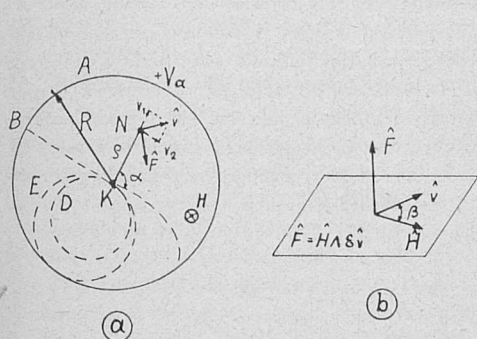
Tablica VI.

Częstotliwość	Długość fali	Moc użytkowa	Spółczynnik sprawności
100 megacykli	3,0 m	50 w	60 %
	0,60 "	50 "	50 %
700 "	0,40 "	25 "	30 %

Mechanizm powstawania drgań w tych układach nie jest dotychczas wyjaśniony. W poglądach różnych autorów na zachodzące tu zjawiska istnieją duże rozbieżności.

1. Elementarna teoria magnetronu.

a) *Magnetrony z pełną anodą.* W układach magnetronowych lampę dwuelektrodową (prostoliniową katodą, anoda cylindryczna) umieszcza się w jednorodnym polu magnetycznym. Anoda posiada potencjał dodatni $+V_a$. Zakładając, że kierunki prędkości wyjściowych elektronów z katody są prostopadłe do jej powierzchni, tory elektronów, biegnących ku anodzie, będą przedstawione przez linie proste (KB — rys. 21a). W obwodzie anodowym powstaje prąd J_a . W przy-



Rys. 21.

padku umieszczenia djody w polu magnetycznym powstaje dodatkowa siła F , działająca na elektron, której wielkość i kierunek (rys. 21b) określa równanie wektorowe:

$$\hat{F} = \hat{H} \wedge \varepsilon \hat{v}^{35)} \quad (41)$$

Siła ta wywołuje zakrzywienie toru elektronów. Dla uproszczenia dalszych rozważań przyjmijmy, że natężenie pola magnetycznego H jest prostopadłe do powierzchni rysunku (równoległe do katody — rys. 21a). Wtedy wartość tej siły równa się $F = \varepsilon v H$, a jej kierunek będzie się znajdował w płaszczyźnie rysunku i w każdym punkcie będzie prostopadły do prędkości elektronu. Tory elektronów będą przedstawione przez krzywe płaskie, których zakrzywienie będzie wzrastać wraz z natężeniem pola magnetycznego. Dla pewnej wartości natężenia pola tor elektronu zostaje tak silnie zakrzywiony, iż elektron nie dobiega do anody (rys. 21a — KD), co wywołać musi zmniejszenie natężenia prądu anodowego J_a aż do wartości zero. Na rys. 22a i 22b przedstawiono natężenie prądu J_a w funkcji natężenia pola magnetycznego (H). Wartość krytyczną pola, dla której prąd J_a staje się równy zeru, z łatwością można wyznaczyć, szukając, dla jakiej wartości pola magnetycznego tor elektronu

staje się styczny do anody (rys. 21a — KE). Z prawa momentu pędu dla elektronu znajdujemy:

$$m \rho^2 \left(\frac{d\alpha}{dt} \right) = \frac{\varepsilon H}{2} (\rho^2 - r_0^2)^{35)} \quad (42).$$

Widzimy z tego równania, że prędkość kątowna elektronów tylko w pobliżu katody nie jest wielkością stałą, t. j. gdy ρ jest rzędu r_0 . Przy wzroście ρ ($\rho \gg r_0$) znajdujemy $\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\varepsilon H}{2m} = \text{const.}$ Zasada zachowania energii daje nam następującą zależność:

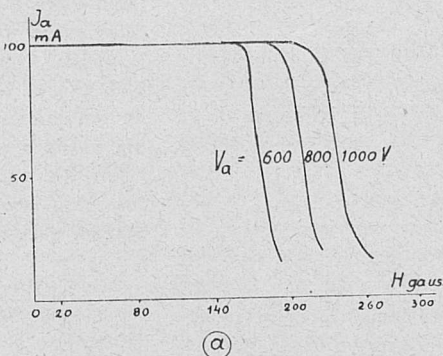
$$m \left[\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 + \rho^2 \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)^2 \right] = 2 \varepsilon V(\rho)^{36)} \quad (43).$$

Z obu tych równań, rugując $\frac{d\alpha}{dt}$, otrzymujemy:

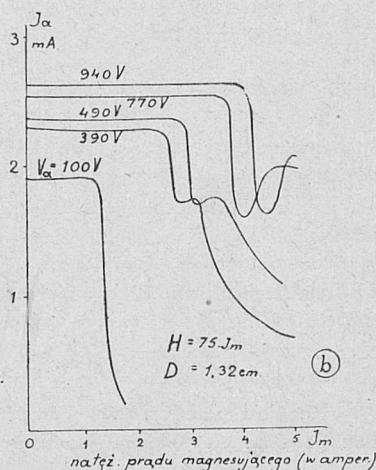
$$\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 = 2 \frac{\varepsilon}{m} V(\rho) - H^2 \left(\frac{\varepsilon}{2m} \right)^2 \rho^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{\rho^2} \right)^2 \quad (44)$$

skąd przy założeniu, że dla $\rho = R$ mamy $\left(\frac{d\alpha}{dt} \right)_{\rho=R} = 0$.
 $V(R) = V_a$ i $r_0 \ll R$

znajdujemy wartość krytyczną pola magnetycznego:



(a)



Rys. 22.

³⁵⁾ Przyjmując biegunowe współrzędne ρ i α (rys. 21a), możemy prędkość elektronu rozłożyć na dwie składowe: radialną $\frac{d\rho}{dt}$ i prostopadłą do promienia wodzącego $\rho \frac{d\alpha}{dt}$. Wtedy możemy napisać, że moment pędu elektronu względem katody będzie dany przez wzór $m \rho^2 \frac{d\alpha}{dt}$ (moment drugiej składowej = 0). Siłę F rozkładamy również na dwie składowe: składowa prostopadła do promienia wodzącego jest

$$F_1 = F \cdot \cos \beta = F \cdot \frac{d\rho}{dt} \cdot \frac{1}{v} = \varepsilon v H \frac{d\rho}{dt} \cdot \frac{1}{v} = \varepsilon H \cdot \frac{d\rho}{dt}$$

a więc moment siły F względem katody będzie

$$(\hat{F} \wedge \hat{\rho}) = \rho \varepsilon H \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{2} \varepsilon H \frac{d}{dt} (\rho^2).$$

Pochodna momentu pędu równa się momentowi siły, a więc

$$\frac{d}{dt} \left(m \rho^2 \frac{d\alpha}{dt} \right) = \frac{1}{2} \varepsilon H \frac{d}{dt} (\rho^2), \text{ skąd } m \rho^2 \frac{d\alpha}{dt} = \frac{\varepsilon H}{2} \rho^2 + C_1.$$

Oznaczając promień katody przez r_0 z warunku

$$\left(\frac{d\alpha}{dt} \right)_{\rho=r_0} = 0 \text{ znajdujemy } C_1 = -\frac{\varepsilon H}{2} r_0^2$$

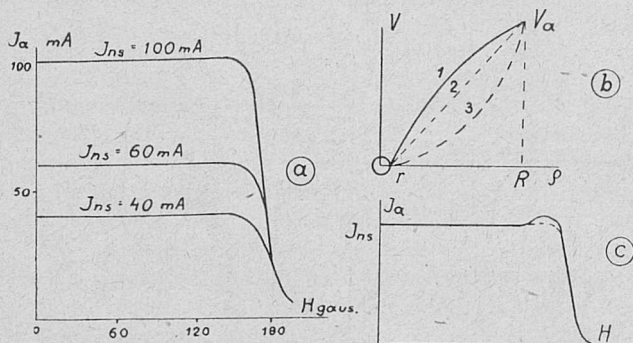
i w ostatecznym wyniku otrzymujemy równanie (42).

³⁶⁾ $V(\rho)$ — oznacza potencjał w punkcie ρ . W równaniu (43) nie uwzględniamy prędkości wyjściowej elektronu przyjmując ją za równą zeru ($v_0 = 0$); w przypadku $v_0 \neq 0$ należałoby z prawej strony równania dodać jeszcze jeden wyraz mv_0^2 .

³⁴⁾ H — natężenie pola magnetycznego,
 ε — ładunek elektryczny elektronu,
 v — jego prędkość.

$$H_{kr} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{8m V_a}{e}} = 6,72 \frac{\sqrt{V_a} \text{ volt}}{R_{cm}} \quad (45).$$

Na rys. 22a przedstawiono krzywe, otrzymane przy różnych wartościach napięcia anodowego dla magnetronu, w którym średnica anody wynosi 20 mm, a wartość natężenia prądu nasycenia — 100 mA. Z krzywych tych widzimy, że ze wzrostem V_a wzrasta również wartość H_{kr} . Dla $V_a = 600$ V ze wzoru 45-go znajdujemy $H_{kr} = 165$ gaussów, z krzywej zaś doświadczalnej (rys. 22a) — 170 gaussów. Odchylenie od teoretycznego wyniku tłumaczy się niejednorodnością pola magnetycznego oraz nieuwzględnieniem prędkości wyjściowej elektronów z katody. Na rys. 22b przedstawiono krzywe, otrzymane przez Yagi. Nieregularności w przebiegach krzywych, występujące tu przy napięciach na anodzie $V_a = 390, 490, 770$ i 940 V, omówione będą niżej. Krytyczna wartość natężenia pola magnetycznego zależy od potencjału na anodzie (rys. 22a), geometrycznego układu elektrod (rozkładu potencjałów wewnątrz lampy), nie zależy zaś od wartości emisji elektronów z katody. Wskazują na to krzywe na rys. 23a, otrzymane przy różnych wartościach natężenia prądu nasycenia (J_{ns}).



Rys. 23.

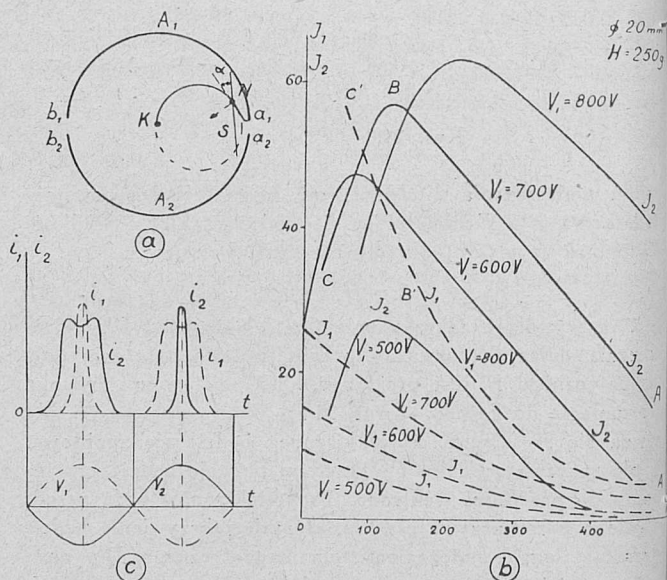
Rozkład potencjałów wewnątrz lampy przy wyłączonym polu magnetycznym przedstawia krzywa 1-sza na rys.

$$23b \left[V(\rho) = \frac{V_a}{\log \frac{R}{r_0}} \cdot \log \frac{\rho}{r_0} \right]. \text{ Przy włączeniu pola mag-}$$

netycznego ulega on zmianie i dany jest przez krzywą 2-a. Przy wartości krytycznej pola magnetycznego, powracające od anody elektrony tworzą naokoło katody chmurę, tak, iż w jej pobliżu wartość pola elektrycznego może się stać równą zero lub nawet ujemną, hamując w ten sposób wyjście elektronów z katody. Rozkład pola w tym przypadku przedstawia krzywa 3-cia (rys. 23b). Niekiedy dla wartości pola magnetycznego bliskich wartości krytycznej daje się zauważyć wzrost natężenia prądu anodowego powyżej jego wartości nasycenia, jak to wskazuje krzywa na rys. 23c (por. rys. 29d). Wzrost ten wynosi około 20% natężenia prądu nasycenia i odpowiada wzrostowi mocy żarzenia rzędu 0,5 wata. Analogiczne zjawisko obserwował Megaw³⁷⁾.

Zjawisko to nie jest w danej chwili należycie wyjaśnione. Według Megaw'a jest ono spowodowane przez wtórną emisję elektronów z katody, wywołaną skutkiem jej bombardowania przez elektrony, powracające od anody. Ponte i Megaw podają, iż efekt ten daje się usunąć lub zmniejszyć, umieszczając w pobliżu katody przekięci równoległe, posiadające jej potencjał. Hollmann uważa, że jony wytworzone w obszarze katoda-anoda, bombardując katodę, powodują wzrost jej temperatury, a więc i zwiększenie

emisji. Zjawisko to zostało poddane szczegółowym badaniom w Ukraińskim Instytucie Fizyki Technicznej w Charkowie przez Slutskina i innych. Uważają oni, że wzrost temperatury katody jest tylko szczególnym przypadkiem ogólniejszego zjawiska. Zaobserwowali oni mianowicie, że mierząc prąd anodowy w funkcji natężenia pola magnetycznego, otrzymuje się charakterystykę typu Hull'a (r. 22a) przy małych napięciach na anodzie. Przy dużych potencjałach na anodzie (rzędu 2000 — 3000 V) występuje znaczne zniekształcenie charakterystyki, przyczem zachodzi wzrost prądu anodowego powyżej wartości nasycenia, co objaśniają w sposób następujący: Gdy H jest mniejsze od wartości krytycznej, tor elektronu jest mały (trochę większy od odległości katoda-anoda). Dla wartości H większych od wartości krytycznej, elektrony nie dobiegają do anody, krążąc po torach spiralnych naokoło katody. Droga przez nich przebyta znacznie wzrasta, jak również i prawdopodobieństwo zderzenia się z atomami resztek gazowych w lampie. Przy takim zderzeniu może nastąpić jonizacja atomu, oraz taka zmiana prędkości elektronu, iż dobiega on do anody. Przy istnieniu wystarczającej różnicy potencjałów pomiędzy katodą i anodą powstałe jony bombardują katodę, wywołując wzrost jej temperatury. Interesujące nas zjawisko zostaje w ten sposób związane z powstającą jonizacją resztek gazowych w lampie. Analogiczne fakty były obserwowane przez Meyerena. W specjalnie skonstruowanej lampie Slutskina i współpracownicy badali to zjawisko doświadczalnie, otrzymując wyniki, potwierdzające podawane przez nich objaśnienia. Nie wydaje mi się jednak, aby podawane przez nich ujęcie tego zjawiska całkowicie je wyjaśniało. Stojąc na ich stanowisku należałoby oczekiwać, iż wzrost natężenia prądu anodowego powyżej wartości nasycenia występuje tylko dla natężeń pola magnetycznego większych od wartości krytycznej i zależy od stanu próżni w lampie (ilości resztek gazowych).



Rys. 24.

B. Magnetrony z podzielną (split) anodą. Yagi i Okabe używali lamp dwuelektrodowych, posiadających anodę podzielną na dwie części tak, jak to wskazano na rys. 24a. Gdy natężenie pola magnetycznego jest większe od wartości krytycznej i obie połowki anody posiadają ten sam potencjał, tor elektronu w pobliżu szczeliny $a_1 a_2$ będzie przedstawiony przez linię kreskowaną na rys. 24a. Jeżeli teraz, nie zmieniając potencjału anody A_1 , połowce

³⁷⁾ Nature, tom 132, str. 854, r. 1933 (porówn. rys. 29d na str. 75).

A_2 mamy potencjał katody (zerowy), to w szczelinach a_1 , a_2 i b_1 , b_2 powstanie dodatkowe pole elektryczne h , wywołujące działanie na elektron dodatkowej siły z dołu do góry, która, w zależności od swej wielkości, może wywołać skierowanie elektronu do A_1 (linia ciągła — rys. 24 a). Dla uproszczenia rachunków przyjmijmy, że pole elektryczne h istnieje, poczynając od powierzchni S , którą elektron przecina pod kątem α . Krzywizna toru elektronu, po przejściu przez tę płaszczyznę, zmieni swój znak, o ile w punkcie N przyspieszenie normalne do toru będzie równe zeru, t. j. gdy:

$$-e h \cdot \sin \alpha + e v H = 0$$

Stąd wynika, że dla wywołania skierowania elektronu do A_1 natężenie dodatkowego pola elektrycznego musi spełniać nierówność:

$$h \geq v H \quad |\text{jedn. el} - m| \quad \dots \quad (46)$$

I tak np. natężenie dodatkowego pola elektrycznego wynosić musi przynajmniej $2,4 \cdot 10^{11} \frac{j \cdot e - m}{\text{cm}}$ czyli 2 400 V/cm, aby

w magnetronie z anodą o średnicy 20 mm i przy wartości krytycznej natężenia pola magnetycznego, równej 165 gaussów, zawrócić ku A_1 elektrony, posiadające prędkość 600 V. W tym celu wystarczy szczelina 2-milimetrowa przy różnicy potencjałów 600 V pomiędzy A_1 i A_2 , co łatwo można sprawdzić, obliczając natężenie pola elektrycznego pomiędzy dwiema płaskimi elektrodami, umieszczonymi w odległości 2 mm i przy istnieniu pomiędzy nimi różnicy potencjałów 600 V³⁸⁾. Część elektronów będzie wtedy wychwytywana przez anodę A_1 , wywołując powstawanie prądu J_1 . Do A_2 elektrony nie będą dobiegać ($J_2 = 0$). Przypuśćmy teraz, że potencjał V_1 pozostaje bez zmiany, powiększamy zaś stopniowo V_2 , obserwując J_1 i J_2 (rys. 24 b). Spadek prądu J_1 tłumaczy się tem, że przy wzroście V_2 część elektronów zostaje skierowana do A_2 w sposób analogiczny do rozpatrzonego wyżej. Natężenie prądu J_2 , po przejściu przez maksimum maleje, co objaśnia się tem, że przy wzroście V_2 maleje różnica potencjałów pomiędzy A_1 i A_2 , a więc również i natężenie dodatkowego pola elektrycznego, które staje się niewystarczające, by elektrony skierowywać ku połówkom anody. Zmieniając potencjały połówek anody A_1 i A_2 np. periodycznie, otrzymalibyśmy przebieg prądów i_1 i i_2 , wskazany na rys. 24 c. Przyczem im większe jest pole magnetyczne, tem krótsze będą okresy występowania prądów.

Zagadnienie to odmiennie ujmują Runge^{*)}. Prędkość elektronu wyznaczona jest przez różnicę potencjałów, którą elektron przebiegł od katody do anody. Pole magnetyczne nie wpływa na wielkość prędkości elektronu. Rozkład potencjałów w lampie o elektrodach cylindrycznych jest logarytmiczny. Można więc z pewnem przybliżeniem przyjąć, iż największe zmiany potencjału zachodzą bezpośrednio koło katody, pozostała zaś część przestrzeni posiada potencjał anody. Tor elektronu w bezpośredniej bliskości katody musi więc być silnie zakrzywiony, dalej zaś będzie kształtem zbliżony do koła o średnicy, określonej przez wzór 45. Kierunki prędkości elektronu wybiegającego i powracającego do katody, tworzą kąt bliski 90°. Prędkość kątowna promienia wodzącego, którego koniec opisuje tor elektronu, jest stała. Czas obiegu elektronu wynosi w przybliżeniu $T = \frac{\pi R}{v}$. Gdy R jest mniejsze od promienia katody (r_a) elektrony do niej nie dobiegają, zawracając z powrotem ku katodzie. Powierzchnię wyznaczoną przez najdalej położone punkty, do których elektrony do-

chodzą, można rozpatrywać jako katodę pozorną. W założeniu, że prędkości wyjściowe elektronów z katody równają się zeru i że $V_1 = V_2$, katoda pozorna przedstawia powierzchnię cylindryczną (przy uwzględnieniu prędkości wyjściowych będzie ona posiadać pewną grubość). W przypadku, gdy połówki anody (A_1 i A_2 — rys. 24 a) posiadają różne potencjały dodatnie, powierzchnia katody pozornej zostanie zniekształconą, i tak np. dla $V_1 > V_2$: w obszarze górnym powstanie wklęsłość, w dolnym zaś wypukłość. Tłumaczy się to w sposób następujący: Elektron wybiegający z katody w kierunku ku A_1 (o wyższym potencjale) uzyskuje większe przyspieszenie, wskutek czego bardziej się zbliża do anody, niż elektron wybiegający z katody w kierunku przeciwnym (ku A_2). Punkty maksymalnego oddalenia od katody znajdują się zawsze w obszarze innej połówki, niż początek toru elektronu, co powoduje, że przed połówką o wyższym potencjale (A_1) powstanie wgłębienie, zaś przed połówką o niższym potencjale (A_2) wypukłość katody pozornej. Tem zniekształceniem powierzchni katody pozornej Runge tłumaczy wzrost prądu J_2 , a spadek J_1 . Dalej rozpatruje on wpływ na te zjawiska stosunku okresu drgań obwodu zewnętrznego do czasu obiegu elektronu w lampie (n). Poprzednie rozważania tyczyły się przypadku, gdy stosunek ten był nieskończenie wielki ($n = \infty$), t. j. gdy można było przyjąć, że czas przebiegu elektronu w stosunku do okresu drgań jest bardzo mały. Zwrócić należy tu uwagę, iż wprowadzenie tego stosunku, wobec istniejących zależności wyżej podanych, zmniejsza ilość parametrów, występujących w odpowiednich równaniach. Z rozważań Runge'go wynika, iż w magnetronie z anodą, podzieloną na dwie części n , powinno być równe lub większe od 4. Łatwość wzbudzenia drgań dla $n = 4$ tłumaczy on w sposób następujący: Przypuśćmy, że elektron, wybiegający z katody w kierunku anody o wyższym potencjale (np. A_1 rys. 24 a) dobiega do wypukłości katody pozornej (w pobliżu A_2) i zawraca z powrotem. Tor jego został zakłócony, wskutek czego nie trafi on w katodę, lecz przeleci obok. Kierunek prędkości, posiadanej przez elektron przy rozpoczęciu drugiego obiegu w lampie, tworzy kąt bliski 90° z kierunkiem prędkości w chwili rozpoczynania poprzedniego. W ten sposób cały tor, opisany przez elektron w czasie drugiego obiegu, będzie obrócony o kąt bliski do 90°. Przy wartości $n = 4$ w czasie jednego obiegu elektronu wgłębienie i wypukłość na katodzie pozornej przesuwają się w kierunku obrotu elektronów o 90°. Po dwóch obiegach elektronu w lampie katoda pozorna przyjmuje kształt podobny do tego, jaki posiadała na początku pierwszego obiegu. Anoda górna (A_1) posiada znów wyższy potencjał. Elektron przy przejściu obok katody uzyskuje nowe przyspieszenie, wobec czego powstaje możliwość jego dobiegnięcia do dolnej połówki anody, powodując wzrost natężenia prądu J_2 . Runge przytacza wzory, na zasadzie których można zaprojektować lampy dla fal decymetrowych:

$$\lambda_{(\text{metry})} = \frac{107}{H_{(\text{Gauss})}} \quad \dots \quad (I)$$

$$H_{(\text{Gauss})} = \frac{107}{\lambda_{(\text{metry})}} \cdot n \quad \dots \quad (II)$$

$$V_a (\text{volty}) = \frac{r_a^2}{(6,72)^2} \cdot \frac{107}{\lambda^2} \cdot n^2 = 252 \cdot \frac{r_a (\text{cm})}{\lambda_{(\text{metry})}^2} \cdot n^2 \quad (III)$$

Korzystając z tych wzorów otrzymujemy np. dla fali o długości 50 cm następujące dane: $n = 4$, $r_a = 0,25$ cm, $H = 800$ gaussów, $V_a = 1000$ V.

Dla otrzymania fal krótszych należałoby powiększyć napięcie anodowe lub zmniejszyć promień anody. Ze wzo-

³⁸⁾ $F \cdot 0,2 \text{ cm} = 600 \text{ V}$ stąd $F = \frac{60}{0,2} = 3000 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$

^{*)} Telefunken-Zeitung. Grudzień 1934 (zesz. 69) str. 6.

ru III widać, że potencjał na anodzie wzrasta odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu długości fali i tak np. dla fali 20-centymetrowej należałoby na anodzie dać potencjał równy 6500 V. Napięcia tego rzędu nie są dogodne dla zastosowań praktycznych. Zmniejszając promień anody obniża się dopuszczalną moc obciążenia anody. Korzystnym mogłoby więc się okazać obniżenie współczynnika n . W rozważaniach wyżej przytoczonych wskazano, że przy każdym obiegu elektronu wgłębienie i wypukłość katody pozornej przesuwają się w kierunku obrotu elektronów o 90° , nasuwa to myśl, aby anodę podzielić na 4 części, łącząc metalicznie ze sobą części położone na obu krańcach średnicy anody. W tym przypadku n może posiadać wartość równą 2. Pozwala to uzyskać zmniejszenie napięcia anodowego 4 razy, natężenia zaś pola magnetycznego dwukrotnie oraz czterokrotne zwiększenie promienia anody. I tak np. otrzymujemy wtedy:

$\lambda = 50 \text{ cm}$	$\lambda = 20 \text{ cm}$
$n = 2$	$n = 2$
$H = 400 \text{ Gauss.}$	$H = 1070 \text{ Gauss.}$
$r_a = 0,25 \text{ cm.}$	$r_a = 0,2 \text{ cm}$
$V_a = 250 \text{ V}$	$V_a = 1000 \text{ V}$

Promień anody można zmniejszyć bez zbyt wielkich trudności do 1 mm, co pozwala obniżyć potencjał anody do 250 V dla fali 20 cm. Potrzebne natężenie pola magnetycznego dają się uzyskać przez magnesy stałe. Z tych przykładów widzimy, że oscylatory magnetronowe mogą posiadać nieduże stosunkowo rozmiary, a więc mogą być użyte w układach przenośnych. Dane techniczne lamp, wykonanych przez Zakłady Telefunken, są podane niżej w tabl. XVI.

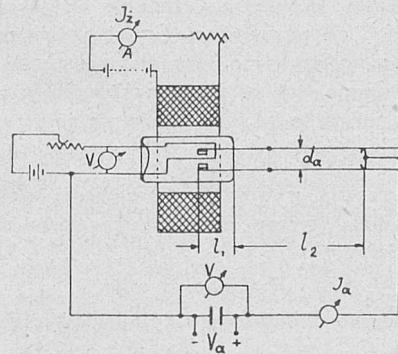
II. Powstawanie drgań o bardzo dużych częstotliwościach w układach magnetronowych.

Uwagi ogólne. Zostało stwierdzone doświadczalnie, iż w pewnych warunkach wraz ze wzrostem pola magnetycznego powyżej wartości krytycznej daje się zauważyć wzrost prądu anodowego (rys. 22 b dla $V = 390, 490, 770$ i 940 V), co wydaje się być sprzecznym z przytoczonymi wyżej rozważaniami matematycznymi. Powstawanie tych nieregularności w przebiegu omawianych krzywych tłumaczy się, podobnie jak i w układach lampowych z polem hamującym, przyjmując powstawanie w magnetronie drgań o bardzo dużych częstotliwościach. Drgania te udało się stwierdzić doświadczalnie i, jak się okazało, ich częstotliwości zależą od wartości napięć zasilających lampę i natężenia pola magnetycznego, nie zależą zaś (w pierwszym przybliżeniu) od stałych obwodu zewnętrznego, włączonego pomiędzy anodę i katodę. Drgania te nazywa się często drganiami *elektronowymi*.

W przypadku magnetronu z anodą dzieloną, wynika już z teorii elementarnej, podanej wyżej, iż w niektórych przypadkach może on odgrywać rolę oporu ujemnego, a więc może pobudzać do drgań obwód rezonansowy, włączony pomiędzy obie połowki anody (rys. 25). Częstotliwość tych drgań zależeć będzie od stałych obwodu, a w bardzo małym stopniu od napięć zasilających lampę. Te drgania jakoby o odmiennym mechanizmie powstawania, nazywa się często drganiami *dynatronowymi*. Zaznaczmy tu od razu, że i w magnetronach z dzieloną anodą dają się również zaobserwować drgania typu elektronowego.

W ten sposób drgania, powstające w magnetronach, dają się podzielić na dwa, jakby zasadniczo od siebie różne,

typy drgań: drgania elektronowe i dynatronowe³⁹⁾. Źródłem pierwszych jest ruch elektronów w lampie na torach zamkniętych, przy powstawaniu drugich wykorzystuje się, podobnie jak w dynatronie, część charakterystyki statycznej $J_a = f(V_a)$ o nachyleniu ujemnem.



Rys. 25.

Czy pomiędzy obu temi typami drgań zachodzi istotna, zasadnicza różnica, czy nie dadzą się one sprowadzić do jednego wspólnego mechanizmu drgań, pozostaje w danej chwili sprawą otwartą.

a. Magnetrony z anodą pełną. Pierwsze badania magnetronów datują się od roku 1921, w którym Hull⁴⁰⁾ ogłosił pracę, omawiającą wpływ jednorodnego pola magnetycznego na ruch elektronów w lampie dwuelektrodowej o współosiowych cylindrycznych elektrodach. Natężenie pola było równoległe do osi elektrod. Krzywe otrzymane doświadczalnie i dające zależność prądu anodowego od natężenia pola magnetycznego zgadzały się z podaną przez Hull'a teorią matematyczną. W jednej ze swych późniejszych prac podaje on fizyczne objaśnienie swej teorii oraz opisuje różne układy oscylatorów magnetronowych dla małych częstotliwości o użytecznej mocy rzędu 5 kw. Powstawanie drgań o bardzo wielkich częstotliwościach w magnetronie zaobserwował pierwszy Zacek⁴¹⁾. Otrzymał on najkrótszą falę o długości 29 cm. Okazało się, że długość fali jest niezależna od stałych obwodu zewnętrznego, zależy zaś od natężenia pola magnetycznego, potencjału anody i jej średnicy. Oscylacje powstają dla natężeń pola magnetycznego bliskich krytycznej wartości pola magnetycznego. Długość fali spełnia równanie:

$$\lambda = \frac{\text{const.}}{H} \quad (47)$$

W roku 1928 Yagi otrzymał w układzie magnetronowym drgania o długości fali od 1 m do 15 cm. Podaje on, że długość fali jest niezależna od stałych obwodu zewnętrznego i spełnia wzór:

$$\lambda = 2c \cdot T \quad (48)$$

gdzie c oznacza prędkość światła, T — czas przebiegu elektronu od katody do anody. Według niego czas T jest wprost proporcjonalny do odległości między elektrodami, a odwrot-

³⁹⁾ K. Posthumus (Philips. Transmitting News. Nr. 3. str. 11, 1934) uważa, iż istnieje jeszcze trzeci rodzaj drgań, które nazywa: „Drehfeldschwingungen”, — „rotating field oscillations”. Częstotliwość tych drgań jest określona przez wartości pola magnetycznego i potencjału anody, przyczem jest ona odwrotnie proporcjonalna do natężenia pola magnetycznego. Posthumus podaje teorię tych drgań oraz wyniki przeprowadzonych doświadczeń.

⁴⁰⁾ Phys. Review. 17. 539. 1921. 18. 31. 1921 i 22. 279. 1923.

⁴¹⁾ Časopis pro Pestovani Matematiky a Fysiky (Praha), 53. 378. 1924 i ZS. für H. T. 32. 172. 1928.

nie proporcjonalny do potencjału anody⁴²⁾. Najsilniejsze drgania otrzymują się dla natężenia pola magnetycznego bliskiego wartości krytycznej. Dalsze powiększanie natężenia pola powoduje spadek natężenia drgań.

W latach 1929 — 1930 podał Okabe, że udało mu się otrzymać fale o długościach 5 i 3 cm. Wyraża on przypuszczenie, że zapomocą układów magnetronowych będzie można otrzymać fale o długościach do 1 cm. Jako pierwsze przybliżenie podaje on następujący wzór, określający długość otrzymywanych fal.

$$\lambda = \frac{2 \pi c^2 m}{e H} = \frac{10650}{H} \quad (49)$$

Okabe odróżnia dwa typy powstających drgań, których częstotliwość jest niezależna (typ A) lub zależna (typ B) od stałych obwodu zewnętrznego. Typy tych drgań byłyby analogiczne do drgań otrzymywanych przez Barkhausen'a i Kurza oraz Gill i Morrell'i w lampach trójelektrodowych. Drgania (B) są o wiele silniejsze, niż drgania (A). Udało się zaobserwować Okabe'emu jednoczesne występowanie w lampie obu typów drgań. Zmiany natężenia prądu emisyjnego wpływają w nieznacznym stopniu na długość fali.

Hollmann w jednej ze swych prac przeprowadza rozważania teoretyczne nad ruchem elektronów w magnetronie dla niektórych szczególnych przypadków. Hoag, w związku z badaniami nad przenikliwością i prędkością rozchodzenia się fal wzdłuż drutów, rozpatruje układ, złożony z dwóch przewodników równoległych, na których końcu z jednej strony znajduje się most, spinający nakrótka oba druty, z drugiej — generator magnetronowy. W celu dostrojenia tego układu odległość S mostu od początku układu drutów Lechera spełniać musi zależność:

$$S = s + \frac{\lambda}{360} \arccos \sqrt{I/I} \quad (50)$$

gdzie s — przedstawia odległość do miejsca na drutach Lecherowskich, gdzie zostały one sprzężone indukcyjnie z obwodem detektorowym, w którym wzbudza się prąd o natężeniu i . I — przedstawia różnicę wychyleń galwanometru przy ustawieniach mostu w dwu najbliższych sobie położeniach, dających w galwanometrze największe i najmniejsze wychylenie. Krzywa dostrojenia w współrzędnych $\arccos \sqrt{I/I}$ jest prostą.

$$S = f \left(\arccos \sqrt{I/I} \right) \quad (51)$$

b. Magnetrony z anodą podzieloną. Zagadnienie otrzymywania oporów ujemnych zapomocą lampy elektronowej było teoretycznie rozpatrzone przez Habann'a.

Układ posiada opór ujemny, jeżeli wzrostowi napięcia na jego zaciskach wyjściowych odpowiada zmniejszanie się natężenia prądu, przepływającego przez ten układ. Jego charakterystyka $I = f(V)$ jest wtedy przedstawiona przez krzywą spadającą (o nachyleniu ujemnym). Habann rozpatruje więc od jakich czynników zależą zmiany prądu anodowego w lampie. Wartość natężenia prądu, dochodzącego w próżni do elektrody jest dana przez wzór:

$$J_a = \int \sigma \hat{v} \cdot dS = \int \sigma v_n dS$$

⁴²⁾ Opierając się na poprzednich rozważaniach matematycznych możemy z łatwością wyznaczyć wartość T . Oznaczając mianowicie $V(\rho) = V_a \cdot f(\rho)$, gdzie $f(\rho)$ przedstawia funkcję, charakteryzującą rozkład potencjału wewnątrz lampy i korzystając z równania (44) — dla wartości natężenia pola magnetycznego, bliskiej wartości krytycznej i równania (45), przy założeniu $\frac{r_0^2}{c^2} \ll 1$ otrzymujemy

$$T = \left(2 \frac{e}{m} V_a \right)^{-1/2} \int_{r_0}^R \left[f(\rho) - \frac{\rho^2}{R^2} \right]^{-1/2} d\rho \quad (48a)$$

Widzimy, że czas T zależy od rozkładu potencjału wewnątrz lampy i pierwiastka kwadratowego z V_a

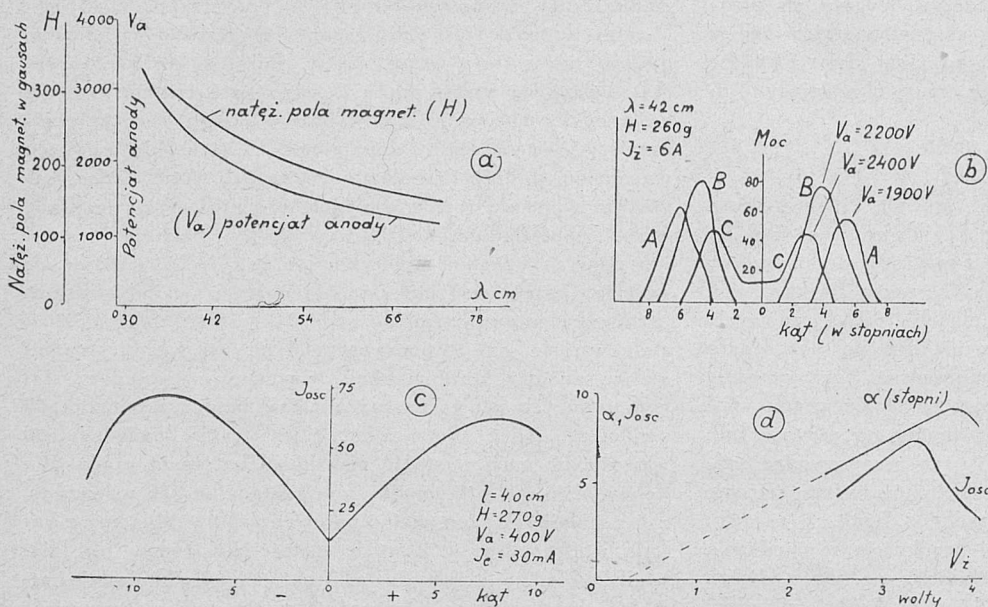
gdzie $\hat{v}$, v_n i σ przedstawiają wartości w pobliżu anody: prędkości elektronu (wielkość wektorowa), składowej prędkości normalnej do powierzchni anody oraz gęstość elektronów, dS zaś element powierzchni. Ze wzoru tego widzimy, że zmniejszenie się prądu J_a może być uzyskane przez zmniejszenie wartości σ , v_n lub powierzchni elektrody. Ostatni warunek jest trudny do technicznego wykonania, dlatego nie zostaje rozpatrywany. Pozatem zwróćmy uwagę, że przebieg zmian prądu J_a wraz ze wzrostem napięcia na anodzie musi najpierw wykazywać jego wzrost (część krzywej o nachyleniu dodatnim), dojście do pewnego maksimum, a dopiero potem jego spadek. Ażeby więc magnetron odgrywał rolę oporu ujemnego koniecznym jest, aby wzrost napięcia na anodzie wywoływał zmniejszanie się σ lub v_n w przypadku, gdy tylko jedna z tych wielkości się zmienia. Jeżeli zaś zmieniają się obie, to w najprostszym przypadku możemy założyć np. że gęstość elektronów σ stale wzrasta, zaś v_n począwszy od pewnej wartości napięcia na anodzie stale maleje. Otrzymamy wtedy przy małych i dużych napięciach na anodzie małe natężenia prądu anodowego, gdyż albo σ albo v_n jest małe. Pomiędzy temi wartościami musi wystąpić maksimum natężenia prądu. Podobny rezultat otrzymalibyśmy zakładając, że v_n wzrasta, zaś σ maleje. Habann, mając na uwadze głównie lampy z katodą wolframową, w których gęstość elektronów jest niewielka, kładzie główny nacisk na zmiany składowej normalnej prędkości v_n . Oznaczając przez v_n składową prędkości równoległą do powierzchni anody otrzymujemy zależność: $\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_n^2 + \frac{1}{2} m v_p^2$. Prędkość elektronu v wzrasta wraz ze wzrostem napięcia na anodzie, a więc dla uzyskania spadku v_n lampa musi być tak skonstruowana, aby ze wzrostem napięcia na anodzie zachodziła przemiana energii $\frac{1}{2} m v_n^2$ na $\frac{1}{2} m v_p^2$ czyli inaczej mówiąc, aby elektrony były automatycznie odprowadzane od anody. Uskutecznić to się daje przez umieszczenie lampy w polu magnetycznym o odpowiednio dobranym natężeniu pola oraz wytworzeniu dodatkowego pola elektrycznego sprzyjającego odchyłaniu elektronów od anody⁴⁰⁾. Habann podaje trzy typy konstrukcyj takich lamp. Pomiędzy niemi znajduje się również i lampa dwuelektrodowa z anodą podzieloną na dwie części. Był to pierwszy magnetron o dzielonej anodzie. Habann włączył obwód oscylacyjny pomiędzy jedną część anody i katodę.

Znaczne wzmocnienie energii otrzymywanych drgań w magnetronie przy użyciu anody dzielonej zauważyli Yagi i Okabe. Mc. Arthur i Spitzer badali charakterystyki statyczne takiej lampy, rozpatrując ją jako układ dynatronowy. Z ich pomiarów energetycznych wynika, że można otrzymać na fali 75 cm moc użyteczną 5 watów i współczynnik wydajności 6%, zaś na fali 5 m moc — 35 W i współczynnik wydajności 35%. Zaznaczają oni, że w danej chwili lampa trójelektrodowa w układzie normalnym nadaje się do otrzymywania fal do 1,5 m, magnetrony zaś z podzieloną anodą dla fal od 1,5 do 0,75 m. Poniżej 0,75 m trzeba wykorzystywać drgania elektronowe.

S. R. Kilgore podaje, że dla otrzymania drgań w magnetronie należy używać pól magnetycznych o natężeniu bliskim wartości krytycznej. Żadana częstotliwość drgań otrzymuje się, dobierając odpowiednie wartości natężenia pola magn. i napięcia na anodzie. Na rys. 26a wskazano jakim zmianom ulegają H i V_a wraz z długością fali. Maksimum mocy drgań otrzymuje się, zmieniając stałe obwodu zewnętrznego, przyczem prąd anodowy powinien być możliwie mały. Natężenie prądu żarzenia katody było zazwyczaj

⁴⁰⁾ Pomijam tu bardzo ciekawe rozważania teoretyczne Habann'a.

znacznie mniejsze od wartości dopuszczalnej, dzięki czemu życie lampy było stosunkowo długie. Praca magnetronu znacznie się polepsza, gdy natężenie pola magnetycznego tworzy niewielki kąt α z osią anody. Optimum energii występuje wtedy przy mniejszych natężeniach prądu anodowego. Na rys. 26b



Rys. 26.

przedstawiono krzywe, wskazujące wpływ kąta nachylenia (α) pola magnetycznego na natężenie drgań. Krzywe A i B wskazują, że, gdy natężenie pola magnetycznego jest równoległe do katody ($\alpha = 0$) to, drgania wogóle nie występują. Różnice, zachodzące pomiędzy obu gałęziami krzywych (dla kątów dodatnich i ujemnych), tłumaczą się niejednorodnością pola magnetycznego oraz niesymetryczną budową układu elektrod. Dla krzywej C efekt kąta α występuje słabiej. Zazwyczaj kąt ten wynosi kilka stopni (3° do 6°), chociaż zależnie od napięć na anodzie i natężeń prądów może dochodzić do 14° . Energia drgań magnetronu (średnica anody 2,4 cm) przy optymalnym nachyleniu⁴¹⁾ $4,5^\circ$ i napięciu $V_a = 2100$ V dla fali 42 cm wynosiła 7 W, współczynnik wydajności 8%, nie licząc mocy traconej na wytwarzanie pola magnetycznego. Dla magnetronu o średnicy 1,2 cm otrzymano moc 2 waty przy długości fali 22 cm. Kąt pola magnetycznego odpowiadający największej mocy drgań wzrasta wraz ze wzrostem natężenia prądu żarzenia oraz zmienia się w dużych granicach przy zmianie potencjału na anodzie, wydaje się zaś być niezależnym od natężenia pola magnetycznego. Przy pomiarach długości fali autor zauważył w pewnych warunkach skok długości fali z 42 cm do 145 cm. Zmianę tę można było otrzymać również zmieniając o kilka stopni nachylenie pola magnetycznego. Częstotliwość tych drgań zależy głównie od natężenia pola magnetycznego. Na jej zmiany wpływają jednak i inne czynniki jak potencjał na anodzie, natężenie prądu anodowego, kąt nachylenia pola magnetycznego.

Zależność mocy drgań od kąta nachylenia natężenia pola magnetycznego względem osi anody była zauważona również i przez Slutzkin'a i Steinberg'a, Ranzi'ego i Megaw'a. Slutzkin i Steinberg podają, że maksimum mocy drgań otrzymuje się, gdy wartość kąta nachylenia (α) wynosi około 10° . Otrzymywali oni fale o długości rzędu 7 cm. Ranzi, zdejmując charakterystyki statyczne $J_a = f(V_a)$

magnetronu w przypadku, gdy kierunek natężenia pola magnetycznego tworzył kąt 10° z osią elektrod, zauważył występowanie obszarów, w których lampa zachowywała się jak opór ujemny, mogła więc wzbudzać drgania w dołączonych do elektrod obwodach. Na powstawanie drgań duży

wpływ posiadała wielkość kąta nachylenia α oraz stosunek długości anody do jej promienia. Na rys. 26c przedstawiono krzywą otrzymaną przez Megaw'a dającą zależność natężenia drgań J_{osc} od kąta α . Optimum kąta wynosi 8° i wtedy natężenie drgań jest 5-krotnie większe od natężenia drgań przy $\alpha = 0^\circ$. Na rys. 26b wskazano zmiany wartości kąta optymalnego i natężenia drgań w zależności od napięcia żarzenia. Na rys. 27 są przedstawione zmiany tego kąta oraz wartości

H , J_e , λ i J_{osc} w funkcji V_a .

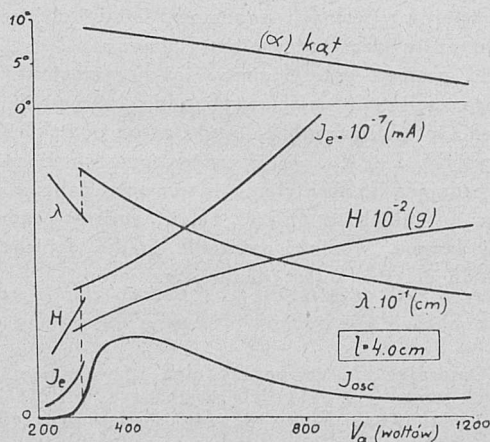
Dehlinger dla szczególnego przypadku otrzymuje, jako warunek wzbudzenia się drgań, zależność następującą.

$$1 - 2p - 2(1 - p)\theta/\pi > 0. \quad (52)$$

gdzie p — przedstawia procent elektronów, których odległość od katody w kierunku promienia lampy w momencie, gdy zaczynają się one oddalać od części anody o wyższym potencjale dodatnim jest większa od pewnej wartości krytycznej, θ kąt, o który elektrony w ciągu całego swego przebiegu w lampie zostały odchyłone przez pole magnetyczne. Gdy rozkład potencjałów wewnątrz lampy jest dany przez $V_a(\rho/r_a)^n$, to odległość krytyczna określona jest wzorem:

$$\rho_{kr} = r_a \left(\frac{1}{2} \right)^{1/n}$$

Megaw podaje, że drgania elektronowe występują tylko w górnej części charakterystyki statycznej $I_a = f(H)$ i długość ich fali zależy od czasu przebiegu elektronów

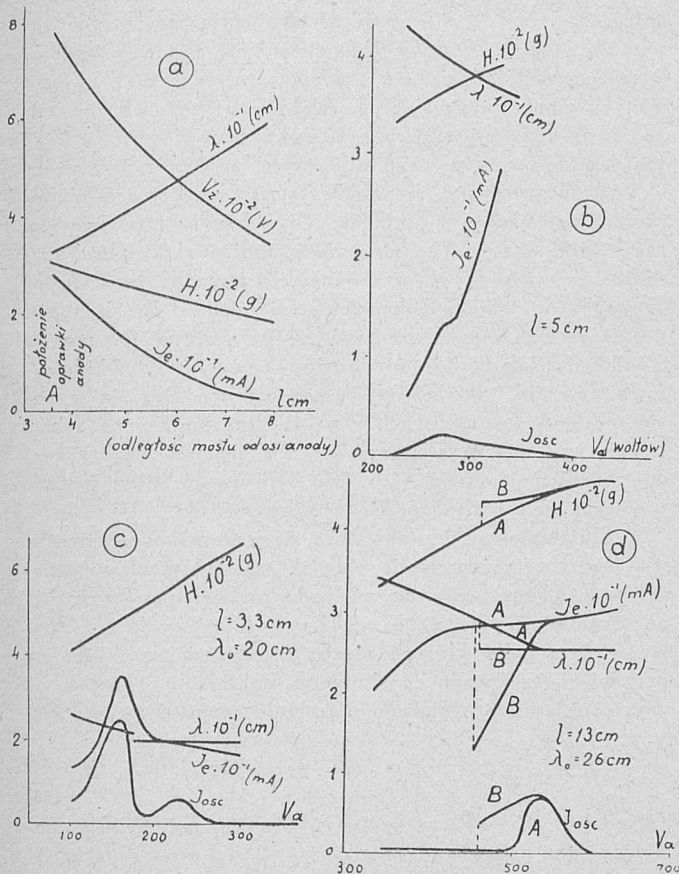


Rys. 27.

w lampie. Szukał on warunków dla otrzymania możliwie największej mocy drgań dla określonego obwodu zewnętrznego, biorąc za zmienne niezależne — odległości mostu na drutach Lechera (l , — licząc od osi anody, porówn. rys. 31) lub napięcie na anodzie. W pierwszym przypadku zmie-

⁴¹⁾ t. j. takie nachylenie, przy którym występuje max. drgań.

niano początkowo V_a i H , aż do otrzymania drgań ($I = \text{const.}$), poczem dobierano I_e dla otrzymania maksimum natężenia prądu oscylacyjnego, poczem znów doregulowywano V_a i H . Wyniki są wskazane na rys. 28a. Widzimy z nich że: a) długość fali jest proporcjonalna do długości obwo-



Rys. 28.

du (l), co wskazuje, że dla danego obwodu ($l = \text{const.}$) otrzymuje się drgania z maksymalnym natężeniem przy odpowiednim dobraniu wartości V_a , H i I_e ; b) że ze wzrostem l i λ wartości V_a , H i I_e maleją. Wartości optymalne V_a , H i λ spełniają zależności

$$\lambda \cdot H = \text{const} \quad \text{or} \quad \frac{V_a}{H^2} = \text{const} \quad (\text{tabl VII})$$

Na rys. 28b są przedstawione krzywe, gdy za zmienną niezależną bierzemy V_a , a H i I_e dobieramy w ten sposób, aby otrzymać drgania możliwie najsilniejsze. Porównując otrzymane dane z wynikami rozwiązań matematycznych, dochodzi Megaw do wniosku, że maksimum mocy drgań otrzymuje się, gdy wartości V_a i H są tak dobrane, iż obwód zewnętrzny jest w rezonansie z drganiami elektronowemi (okres drgań własnych obwodu równa się czasowi przebiegu elektronów na torze zamkniętym w lampie). W pewnych przypadkach zauważa się dość znaczne odchylenia w przebiegu krzywych $I_e = f(V_a)$ i $I_{osc} = f(V_a)$ (rys. 28c i 28d) od wskazanych przebiegów na rys. 28b. Wyniki te pewnej

Tablica VII.

l_{cm}	3,5	4,6	5,5	8,1
$\lambda \cdot H$	$1,06 \cdot 10^4$	$1,03 \cdot 10^4$	$1,07 \cdot 10^4$	$1,15 \cdot 10^4$
V_a/H^2	$0,79 \cdot 10^{-2}$	$0,83 \cdot 10^{-2}$	$0,92 \cdot 10^{-2}$	$0,95 \cdot 10^{-2}$

mierze dają się wytłumaczyć zjawiskami, zachodzącymi w obwodach sprzężonych, przyjmując jeden obwód rezonansowy wewnątrz lampy i sprzężony z nim obwód zewnętrzny. Na rysunku 28d części krzywych oznaczone przez A odpowiadają drganiom, których długość zależy od napięcia na anodzie, zaś części B — drganiom o częstotliwości, zależnej od stałych obwodu zewnętrznego. W tabl. VIII są zebrane dla kilku lamp dane, przy których otrzymuje się maksymalną moc drgań.

Tablica VIII.

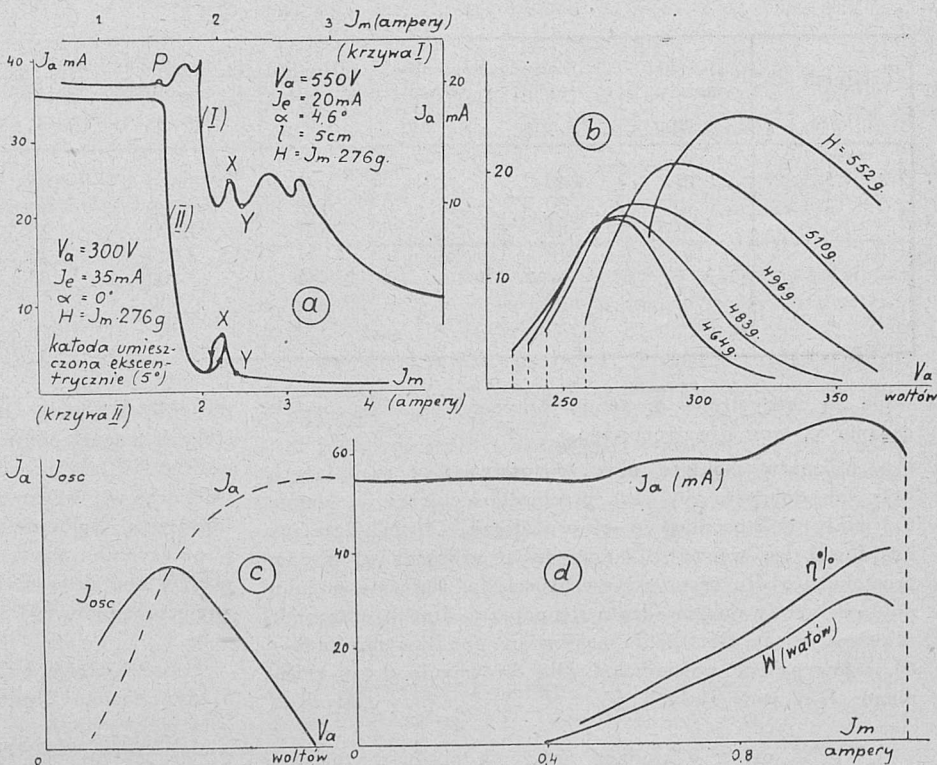
Nr. lampy	24	25	26	27
V_a volty	1 300	1 200	1 250	1 200
Nat. pr. magnesując	0,510	0,475	0,490	0,465
J_a mA	38	42	32	45
λ cm	22	24,6	23,2	24,0
Moc waty	0,8	1,6	1,0	1,0

Megaw podaje dalej wzór na najmniejszą długość fali, jaką można otrzymać w magnetronie:

$$\lambda_{\min.} = 40 \cdot d_a^{2/3} \quad (\text{cm}) \quad (53)$$

Ze wzoru tego widać, że średnica anody (d_a) musi być możliwie najmniejszą. Przyjmując 3 mm, jako najmniejszą średnicę, jaką praktycznie daje się otrzymać, uzyskujemy wartość dla najkrótszej fali rzędu 20 cm.

Megaw zaobserwował, że w przypadku, gdy natężenie pola magnetycznego tworzy pewien kąt z osią anody i dla natężeń pola magnetycznego większych od wartości krytycznej (obszar XY — krzywa I rys. 29a), otrzymuje się w niedużym zakresie napięć charakterystykę $I_a = f(V_a)$



Rys. 29.

o nachyleniu ujemnem. Fakt ten może być wykorzystany dla pobudzania do drgań obwodu włączonego pomiędzy obie połówki anody. Drgania te nazywa on drganiami „spiralnymi” (spiral oscillation). Ich częstotliwość określona jest przez częstotliwość drgań własnych obwodu zewnętrznego. W odróżnieniu od nich drgania elektronowe powstają w pobliżu punktu P na krzywej I rys. 29a wtedy, gdy częstotliwość drgań własnych obwodu zewnętrznego jest rzędu czasu przebiegu elektronu w lampie na torze zamkniętym. Megaw zauważył również, że gdy katoda zostaje umieszczoną ekscentrycznie w stosunku do anody, to otrzymuje się dla niektórych lamp u dołu krzywej $I_a = f(H)$ (krzywa II, rys. 29a — obszar XY — oś katody tworzyła z osią anody kąt 5°) charakterystykę $I_a = f(V_a)$ o nachyleniu ujemnem, co również może być wykorzystane dla wzbudzania drgań.

Znacznie większe moce można według Megaw'a otrzymać wykorzystując drgania typu dynatronowego (kąt α równy zeru). Dolna granica długości fal tych drgań określa się ze wzoru:

$$\lambda_{\min.} = \frac{3\,600 \cdot d_a}{\sqrt{V_a}} \text{ cm} \quad , \quad . \quad . \quad . \quad (54)$$

Zależności $I_a = f(V_a)$ przy $H = \text{const.}$ są przedstawione na rys. 29b i 29c. Mają one duże znaczenie praktyczne, gdyż pozwalają dobierać najlepsze warunki modulacji. Najodpowiedniejszą krzywą w tym celu będzie krzywa otrzymana dla $H = 496$ gaussów. Na rys. 29d przedstawiono natężenie prądu anodowego (I_a), wydajność (η) i moc drgań (W) w funkcji H ⁴¹⁾. [Obserwuje się tu ciekawe zjawisko: przy powstawaniu drgań natężenie prądu anodowego przekracza wartość prądu nasycenia. Zjawisko to było bliżej omówione wyżej (str. 70)]. Można było otrzymać około 60 watów dla $\lambda = 2,3$ m i sprawność 70%.

W zbiorowej pracy z Ukraińskiego Instytutu Fizyki Technicznej w Charkowie (1934 r.) są opisane typy magnetronów, zapomocą których można otrzymać drgania o długości fali poniżej 50 cm i dość dużej mocy (tabl. IX). Uży-

i I_a lub 3) I_a przy stałych H i V_a . Podczas doświadczeń zauważono, że kierunek zmian jednego z parametrów posiada często wpływ na łatwość wzbudzania się drgań. Np. przy zmianach H okazało się, że drgania łatwiej się wzbudzają, gdy od większych natężeń pola magnetycznego przechodzimy do mniejszych. Podają oni również, iż najdogodniej sprzęgać antenę z obwodem oscylacyjnym magnetronu zapomocą feedera. Budowa magnetronów z anodą o średnicy 2 mm natrafiała na duże trudności techniczne. Przy używanych mocach drgań (dług. fali 30 cm) przysunięcie palca do anteny wywoływało przeskok iskry, żarówka lub lampa neonowa przy dotknięciu anteny zapalały się.

Okabe otrzymał drgania w lampie magnetronowej, nie posiadającej katody żarzonej (Glühkathode), zawierającej zaś resztki gazowe. Odpowiedni strumień elektronów uzyskuje się wskutek zjawisk jenzacji atomów gazu. Autor zauważył w takich lampach powstawanie dwóch typów drgań: jedne, których długość fali była rzędu 100 metrów i podobnie, jak dla drgań otrzymywanych przez Whiddington'a, zależała tylko od napięć zasilających. Drgania te występowały w magnetronach z pełną oraz podzieloną anodą. Drugi typ drgań występował tylko w magnetronach z anodą podzieloną; długość ich fali była rzędu kilku metrów i zależała od stałych obwodu zewnętrznego.

Slutzkin w swej pracy stara się wskazać drogę umożliwiającą teoretyczne ujęcie zjawisk, zachodzących w generatorach magnetronowych z anodą podzieloną. Rozpatruje on powstawanie drgań o większych długościach fali (powyżej 1 m), dla których można z pewnem przybliżeniem przyjąć stałe obwodu za skupione. Zakładając zupełną symetrię układu oscylującego otrzymuje równanie:

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + \frac{r}{L} \frac{dV}{dt} + \frac{1}{LC} V + \frac{r}{LC} (i_{1a} - i_{2a}) + \frac{1}{2C} \frac{d}{dt} (i_{1a} - i_{2a}) = 0 \quad (55)$$

gdzie $V = V_1 - V_2$ przedstawia różnicę potencjałów pomiędzy obu połówkami anody, zaś C , L , r — pojemność, samoindukcję i opór omowy obwodu oscylującego, zaś i_{1a} , i_{2a} — wartości chwilowe prądów, płynących przez odpowied-

Tablica IX.

Średnica an. mm	Długość anody l_a mm	Dł. obw. wewn. l_k mm	Szer. obw. wewu. d_k mm	Długość fali λ cm	Potencj. anody V_a V	Nat. pr. anod. J_a mA	Moc w obw. anod. W_a wat.	Moc w antenie W_{ant} wat.	Sp. sprawności η %
5	15	40	20	47	1 000	140	140	35	25
"	"	30	"	40	1 525	40	68	17	25
"	"	25	"	37	1 590	39	62	14	21
"	"	15	"	31	2 400	35	84	13	15
"	7	"	"	25	2 100	60	126	12	10
3	15	15	"	30	600	—	—	25	40
"	7	15	"	24	500	—	—	10	25

wane są magnetrony z anodą dzieloną na dwie części; drgania są typu dynatronowego.

Rozmiary elektrod oraz wartości napięć zasilających były tak dobrane, aby czas przebiegu elektronu w lampie był mały w stosunku do okresu drgań. Obwód drgający znajdował się wewnątrz lampy i był zrobiony w postaci prostokąta o długości l_k i szerokości d_k . Napięcie do obu połówek anody doprowadzało się poprzez dławik oraz opór zabezpieczający. Obciążenie maksymalne anody wynosiło 40—60 watów na cm^2 powierzchni. Dla otrzymania drgań zmieniano: 1) H przy stałych V_a i I_a 2) V_a przy stałych H

nie połówki anody. Opierając się na statycznych charakterystykach magnetronu $i_{1a} - i_{2a} = f(V)$, otrzymanych doświadczalnie, ustala przybliżone równanie tych charakterystyk. Dalej zaś w związku z podaniem wyżej równaniem (55) ustala warunki samowzbudzenia się drgań oraz wyrażenia na moc i współczynnik sprawności magnetronu. Bada również zmiany postaci charakterystyk magnetronu w zależności od zmian napięcia anodowego i wielkości natężenia pola magnetycznego.

Szczegółowe badania były przeprowadzone przez zakłady „Société Française Radio Electrique”⁴⁵⁾ i na zasa-

⁴¹⁾ Na osi x odkładano natężenie prądu magnesującego J_m

⁴⁵⁾ M. Ponte. Système de liaison S. F. R. à magnetrons par ondes ultra-courtes. Bulletin de la Société Fr. R.-El. VIII. 61. 1934 oraz O. E. 13. 493. 1934.

dzie ich wyników zostało opracowane kilka typów oscylatorów magnetronowych, mogących znaleźć praktyczne zastosowania. Badano magnetrony z anodą podzieloną. Mechanizm powstawania drgań jest opisany w sposób następujący: Przypuśćmy, że obie połówki anody w pewnej chwili posiadają ten sam potencjał $V_1 = V_2$; niech potencjał V_2 maleje, V_1 zaś wzrasta. Punkt charakterystyczny i_2 (rys. 24b) będzie się przesuwiał w obszarze, do którego należy część krzywej AB, w tym czasie natężenie prądu i_1 będzie bardzo małe (obszar krzywej A'B'), a więc lampa w tej części okresu będzie dostarczała energii obwodowi zewnętrznemu, drgania będą mogły powstać. Ich amplituda będzie ograniczona dzięki temu, że punkt charakterystyczny przejdzie do obszaru BC i B'C', gdzie i_2 maleje zaś i_1 rośnie bardzo prędko, co odpowiada wydatkowi energii w lampie. W czasie drgań prądy i_1 i i_2 zmieniają się tak, jak to wskazuje rys. 24c. Im pole magnetyczne będzie większe tym czas, w którym powstają prądy i_1 i i_2 będzie krótszy. Przy dużych wartościach natężenia pola magnetycznego otrzymują się drgania niestale, które łatwo się zrywają.

Matematyczne ujęcie warunków powstawania drgań w podobnym układzie jest sprawą bardzo trudną. Można jednak zapomocą przybliżonego rachunku z dostateczną praktycznie dokładnością, wyznaczyć pewne dane orientacyjne. Zakładając, że

$v_1 = v \cdot \sin \omega t = v \cdot \sin \Theta$; $v_2 = -v \cdot \sin \omega t = -v \cdot \sin \Theta$
napiecie całkowite na połówkach anody

$$V_1 + v_1, V_2 + v_2$$

otrzymujemy, że moc szybkozmienna wydatkowana w lampie wynosi:

$$W = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} v_1 \cdot i_1 d\Theta = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} v_2 \cdot i_2 d\Theta \quad (56)$$

Wartość ta musi być ujemną i równa się $-\frac{2v^2}{R}$

R opór całego obwodu oscylacyjnego. Moc dostarczana przez źródło napięć wynosi:

$$W'' = V(\hat{i}_1 + \hat{i}_2) = \frac{V}{\pi} \int_0^{\pi} (i_1 + i_2) d\Theta \quad (57)$$

Spółczynnik wydajności obliczy się teraz z łatwością. Obliczenia były przeprowadzone dla różnych amplitud v . Dla każdej wartości H otrzymano pewną rodzinę krzywych charakterystycznych dla danej lampy. Na zasadzie tak otrzymanych danych można było ustalić najodpowiedniejsze warunki pracy oscylatora. Badania doświadczalne przeprowadzono dla fal o długościach od 70 cm do 5 m.

Dla magnetronu o średnicy anody 20 mm otrzymano dla fali o długości 4 m moc drgań, wynosząca 30 W, przy $V_a = 800$ V i $H = 350$ gaussów. Moc przyłożona wynosiła 60 W, a więc otrzymano współczynnik sprawności 50%. Amplituda v_1 musiała wynosić około 600 V, a więc opór całkowity (résistance ramenée) był rzędu 2400 Ω . Doświadczalnie ustalono, że magnetron oscyluje przy $H = 350$ gaussów. $V_a = 800$ V; indukcyjność cewki była 0,33 μ H, moc drgań wynosiła około 35 W, moc przyłożona 76 W, prąd anodowy (całkowity) 95 mA, współczynnik sprawności 45%. Natężenie prądu szybkozmiennego wynosiło 8 A.

Zapomocą lampy magnetronowej o średnicy anody 5 mm otrzymywano fale o długościach zawartych w obszarze 70 — 120 cm. Obwód składał się z układu drutów Lechera (średnica drutów 3 mm, odległość pomiędzy nimi 25 mm). Przy wartościach $H = 780$ gaussów i $V_a = 550$ V, $J_{ns} = 30$ mA (natężenie prądu nasycenia) lampa pracowała dobrze, dając bardzo dogodnie dla modulacji charakterystyki (Rys. 32a). Widzimy, że dla $H = \text{const.}$ począwszy

od wartości napięcia na anodzie V_m wraz ze wzrostem tego napięcia prąd anodowy szybko wzrasta, aż do wartości nasycenia (J_{ns}) i dalej pozostaje już bez zmiany. Prąd oscylacyjny początkowo wzrasta, dla pewnych wartości zachowuje wartość stałą, poczem stopniowo maleje. Otrzymywane drgania są typu dynatronowego (dług. fali od 0,70 do 5 m). W tablicy X podano wartości H , V_a i λ , odpow-

Tablica X.

Średnica anody	H Gauss.	V_a volt optim.	λ cm.	Drgania elektron.	
				$H_{kr.}$	λ cm
5 mm	780	550	85	660	22,5
10 mm	600	550	180	330	45
20 mm	350	800	400	190	79

wiadające maksymalnemu natężeniu drgań, oraz dla porównania wartości $H_{kr.}$ i λ , jakie odpowiadałyby drganiom typu elektronowego, obliczone ze wzorów: 45-go i

$$\lambda = 2\pi \sqrt{2} \cdot \frac{me}{eH} = \frac{15000}{H} \quad (47)$$

Z faktu, że częstotliwość drgań typu dynatronowego zależy od stałych obwodu oscylacyjnego, nie należy wyciągać wniosku, iż można otrzymać dowolną długość fali zapomocą danej lampy magnetronowej. Istnieje dla każdej lampy dolna granica długości fal, poniżej której oscylacje nie wzbudzają się. Tłumaczy się to tem, że zrobione wyżej założenie, że elektrony natychmiastowo podążają za zmianami pola elektrycznego, nie jest słusznym dla fal bardzo krótkich, wskutek czego mogą w przebiegach elektro- nowych powstawać takie różnice fazowe, które uniemożliwiają wzbudzanie się drgań. Z danych doświadczalnych, według Ponte'a, wynika, że nie następuje wzbudzanie się drgań o długościach fali mniejszych od trzykrotnie krótszej fali, odpowiadającej oscylacjom typu elektronowego, któreby otrzymano dla odpowiedniej wartości krytycznej pola magnetycznego. Stąd wynika w dalszym ciągu, iż dla otrzymania fal krótszych należy zmniejszać rozmiary magnetronów, co znów powoduje zmniejszenie wartości dopuszczalnej mocy wejściowej. Potwierdzają to dane tabl. XI.

Tablica XI.

Średnica anody	Dolna gran. dług. fal. cm	Max. moc, która może być przyłoż.
5 mm	70	25 W.
10 mm	120	40 W.
20 mm	250	100 W.

W tablicy XII zostały zebrane wielkości charakterystyczne dla kilku typów oscylatorów magnetronowych, opracowanych przez Société Française Radio-Electrique.

W laboratorium Zakładów Philipsa w Holandji⁴⁷⁾ opracowano dwa typy lamp magnetronowych: z anodą podzieloną na dwie części dla drgań o częstotliwościach poniżej 150 megacykli i z anodą podzieloną na 4 części (części leżące naprzeciwko siebie są ze sobą elektrycznie połączone) — dla drgań o częstotliwościach powyżej 150 megacykli. Katoda jest zrobiona z drutu wolframowego o długości 20 mm i grubości 220 mikronów. Natężenie prądu zarzenia wynosi 5,5 A, a wtedy natężenie prądu nasycenia w lampie jest równe 70 mA. Lampę ustawia się pomiędzy

⁴⁶⁾ Wzór ten można napisać w postaci $\lambda \text{ cm} = 2240 \frac{R_{em}}{\sqrt{V_{\text{volt}}}}$.
(Ponte O. E. 13. str. 503. 1934. Wzór 16).

⁴⁷⁾ P. J. H. A. Nordlohne i K. Posthumus. Magnetronröhren. Philips Transmitting News z sierpnia 1934 r. str. 1-17.

Tablica XII.

Typ	Widmo fal cm.	Moc przy- łożona waty	Rodzaj komun.	Spółczynnik wydaj. %	V_a wolt	Ciężar nadażn. kg.	
M. 407	70—120	20	telef. i telegr.	50	700	35	
M. 420	350—500	90—100	telegr.	50	900—1000	—	
M. 410	120—250	—	telef. i telegr.	—	—	—	10—15 wat energii wypromien.

biegunami magnesu w ten sposób, aby kierunek natężenia pola magnetycznego był równoległy do osi anody. Nordlohne i Posthumus podają, że daje się dowieść teoretycznie, iż po wzbudzeniu niewielkiej oscylującej różnicy potencjałów pomiędzy dwiema częściami anody elektrony wewnątrz lampy opisują tory w postaci spirali ze stałą prędkością kątową równą $2\pi f$ (f — częstotliwość) dla lampy z anodą podzieloną na dwie części, lub πf dla lampy z anodą podzieloną na 4 części. Prędkość linjowa elektronów jest znacznie mniejsza, niż powinno to odpowiadać napięciu na anodzie. W lampie powstają wskutek tego silne bardzo drgania, których częstotliwość jest określona ze wzorów:

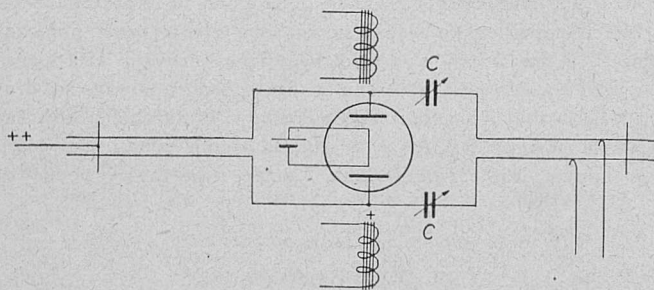
$$\omega = \frac{2V_a}{r_a^2 H} \quad (\text{anoda podz. na 2 części})$$

$$\omega = \frac{4V_a}{r_a^2 H} \quad (\text{ " " " 4 " })$$

Doświadczalnie zostało stwierdzone, że w lampie z anodą dzieloną na cztery części należy dla ułatwienia wzbudzenia się drgań umieszczać katodę ekscentrycznie w stosunku do anody. We wspomnianym wyżej artykule autorzy nie podają wyjaśnienia tego faktu. Możliwe jest, iż wiąże się on ze zjawiskiem zaobserwowanym przez Megaw'a (patrz str. 76), oraz, że chodzi tu o uzyskanie odpowiednio niesymetrycznego rozkładu potencjałów w lampie. Dalej podają autorzy, iż podzielenie anody na większą ilość części powoduje wzrost częstotliwości otrzymywanych drgań, lecz wymaga powiększenia ekscentryczności katody. Z dotychczasowych badań wynika, że podzielenie anody na 4 części jest najkorzystniejszym.

Moce i współczynniki wydajności, uzyskane za pomocą lamp specjalnie opracowanych na zasadzie wyników doświadczeń, wykonanych w laboratorium u Philipsa, są podane w tabl. XIII. Dane techniczne dla lampy Philipsa typ TAM. 1,5/50, są zestawione w tabl. XIV, schemat zaś połączeń wskazany jest na rys. 30.

Lampy magnetronowe wyrabiają również i Zakłady Marconi'ego. Dane charakterystyczne dla jednej z nich (E. 396A) są zebrane w tabl. XV, schemat połączeń pokazano na rys. 31. Lampa ta jest przeznaczona głównie dla otrzymywania drgań typu elektronowego o długościach fali od 22 do 50 cm. Drgania o większych długościach fal od 1,2 m do 5 m, które za pomocą tej lampy można otrzymać, są typu dynatronowego. Dla otrzymania maksymalnej mocy



Rys. 30.

Tablica XIII.

D r g a n i a		Moc użyteczna waty	Spółcz. wydaj. %	
częstotliwość megacykle	długość fali metry			
100	3	50	60%	średn. anody 1 cm.
500	0,60	50	50%	
750	0,40	25	30%	

Uwaga. Dane te są wzięte z artykułu Nordlohne i Posthumus'a.

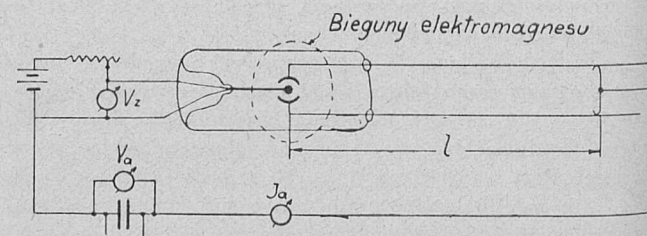
Tablica XIV.

Lampa Philipsa typ TAM 1,5/50	
Napięcie żarzenia	2,5 V
Nat. prądu żarzenia	5,3 A
Napięcie anodowe	500 — 1500 V
Dopuszcz. obciąż. anod.	35 watów
Próbowano	50 "
Natężenie pola magn. (kier. natęż. ekscentrycz.)	650 gauss. dla $\lambda = 50$ cm 850 " " " 80 " 1500 " " " 150 "
Moc wyjściowa	5 wat (dla $\lambda = 60$ cm)

Tablica XV.

Lampa Marconi'ego		
	Drgania typu elektr.	Drgania typu dynatron.
Max. napięcie żarzenia	3 V	3,7 V
" natężenie prądu	3,5 A	4 V
" potencjał anody	1200 V	1000 V
" natęż. prądu emis.	25 mA	80 mA
" " prądu anod. (w czasie oscyl.)	34 mA	70 mA
" natęż. pola mag.	500 gauss.	1200 gauss.
Kąt pomiędzy H i osią anody	7°	zero
Moc wejściowa	40 watów	50 watów
Moc użyteczna	1,3 watów	dla $\lambda = 5$ m — 25 W $\lambda = 3$ m — 30 W $\lambda = 1,2$ m — 10 W
Długość fali	22—50 cm	1,2 — 5 m

drgań należy lampę ustawić w polu magnetycznym w ten sposób, aby kierunek natężenia pola magnetycznego w przypadku drgań elektronowych tworzył pewien kąt z osią elektrod, zaś w przypadku drgań dynatronowych był do niej równoległy.



Rys. 31.

Runge *) w swym artykule podaje techniczne dane lamp magnetronowych, skonstruowanych w Zakładach Telefunken (tabl. XVI). Zaznacza on, iż w danej chwili

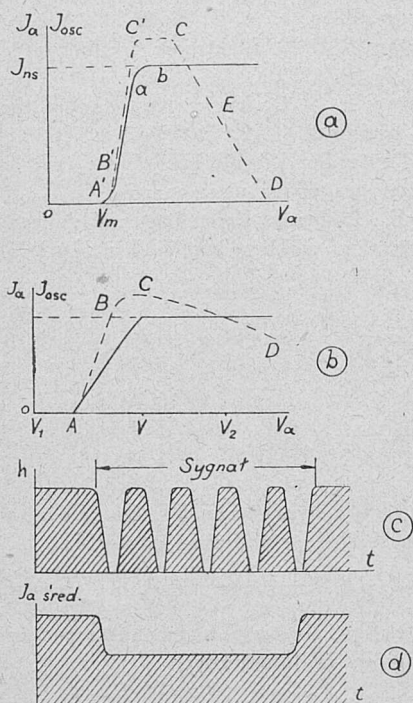
Tabl. XVI.

	Prom. anody cm	Dług. anody cm	Dług. fali cm	anoda podziel. na	n	V_a wolt	H gauss.	moc użytk. W	Spółcz. spraw. %
I	0,5	2	50	4 części	2	1 000	400	60	40
II	0,5	1	25	4 „	2	1 000	850	15	40
III	0,11	0,6	50	4 „	2	50	425	0,05	10
IV	0,11	0,6	25	4 „	2	200	850	0,05	10
V	0,22	1	10	2 „	1	1 200	1 070	0,5	5

$n = \frac{\text{okres drgań wł. obw. zewn.}}{\text{czas obiegu elektronu}}$

można uważać za rozwiązana sprawę budowy dla zastosowań praktycznych generatorów magnetronowych o odpowiedniej mocy na fale decymetrowe. Istnieją jeszcze pewne trudności modulacji fali nośnej, otrzymywanej w omawianych generatorach. Występują one głównie przy modulacji w sposób ciągły, co ma miejsce przy nadawaniu mowy lub muzyki.

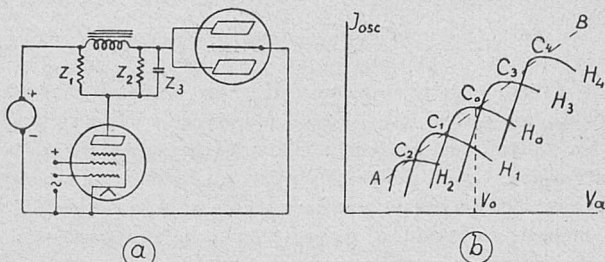
III. *Modulacja drgań w układach magnetronowych.* — W zależności od celów praktycznych mogą być stosowane różne metody modulacji drgań w układach magnetronowych. Rozpatrzę tu pobieżnie sposoby modulacji, stosowane przez Société Française Radio Électrique. Modulacja drgań magnetronu, posiadającego charakterystykę, podobną do wskazanej na rys. 32a, może być uskuteczniiona na gałęzi krzywej



Rys. 32.

A.C lub C.D. Dla telefonii modulacja na gałęzi A.C nie posiada dostatecznych warunków stałości: zmiany prądu J_{osc} w zależności od V_a w początkowej części krzywej A'B' są bardzo nagłe, a często bywają i nieodwracalne. Modulowanie na gałęzi C.D. ma natomiast tę dodatnią stronę, iż przy zmianach V_a prąd anodowy jest stały, a więc modulowanie

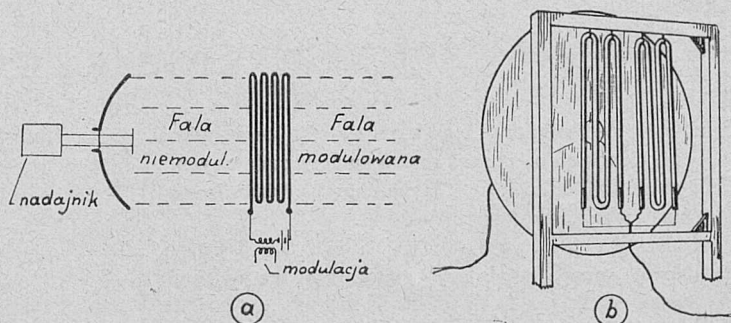
odbywa się bez pobierania energii, co umożliwia stosowanie lamp ekranowanych, dających duże wzmocnienie (np. w układzie, wskazanym na rys. 33a). Nachylenie krzywej C.D. zależy od lampy, np. dla fali 85 cm. wzrasta ono wraz ze zmniejszeniem średnicy anody. Dla lampy magnetronowej z anodą o średnicy 5 mm początkowy potencjał anody wynosił $V_a = 600$ V, cała zaś krzywa $J_{osc} = f(V_a)$ obejmowała zakres 80 volt; zaś dla magnetronu o średnicy anody 7 mm zakres ten obejmował napięcia anodowe od 160 do 200 V.



Rys. 33.

Dla telegrafii i przy użyciu odbiorników superreakcyjnych można do modulacji wykorzystać gałąź C.D. charakterystyki lampy (rys. 32a). Na rys. 32 b, c, d przedstawiono krzywe dla magnetronu o średnicy anody 20 mm. Długość fali nośnej była od 3 do 5 m. Wykorzystuje się gałąź AB (rys. 32a). Punkt pracy początkowo znajduje się w C, nakładamy zmienne napięcie pomiędzy obie części anody. Amplituda pola wypromieniowanego ma przebieg wskazany na rys. 32c, średni prąd anodowy wskazano na rys. 32d. Otrzymana modulacja jest specjalnie dobrą do odbioru superreakcyjnego.

Modulacja fali nośnej zapomocą zmian natężenia pola magnetycznego natrafia na spore trudności natury czysto technicznej. Pewne korzyści, głównie dla telegrafii, uzyskuje się przy modulacji kombinowanej, wykorzystując jednocześnie zmiany napięcia anodowego oraz natężenia pola magnetycznego. Na rys. 33b przedstawiono rodzinę krzywych $I_{osc} = f(V_a)$ przy różnych wartościach H . Z rys. widać, iż korzystnym będzie modulować jednocześnie napięcie V_a i natężenie pola H (obie wielkości w fazie) w ten sposób, aby krzywa modulacji przechodziła przez punkty $C_1 C_2 C_3 C_4 \dots$, które odpowiadają dużej wydajności pracy nadajnika. Ten sposób modulacji będzie jeszcze korzystniejszym,



Rys. 34.

gdy w punktach C wartość prądu anodowego będzie równa wartości jego nasycenia.

Wspomnieć tu jeszcze należy o nowym sposobie modulacji, ostatnio opisanym przez Linder'a, Linder'a i Wolff'a oraz, Wolff'a, Linder'a i Braden'a ⁴⁸⁾ Polega on na ustawie-

⁴⁸⁾ Proc. J. R. E. 22. 791. 1934. Nature 133. 259. 1934 oraz Proc. J. R. E. 23. 11. 1935.

*) Telefunken-Zeitung. Grudzień 1934 (zesz. 69), str. 6.

niu na drodze fal wypromieniowanych przez antenę rury wyładowań z gazem rozrzedzonym. Przez odpowiednie zmiany natężenia prądu, przepływającego przez rurę, wywołuje się zmiany gęstości jonów w gazie, skutkiem czego zmieniają się własności gazu: absorbcyjne, odbijania i załamowania fal elektromagnetycznych. Modulacja polega na absorpcji lub odbiciu fal. Stosowaną być ona może dla fal b. krótkich (rzędu kilku — kilkunastu cm). Urządzenie jest wskazane schematycznie na rys. 34. *)

ZAKOŃCZENIE.

Zagadnienie powstawania drgań w układach magnetronowych nie jest w danej chwili teoretycznie całkowicie zbadane. Dotychczasowe teorie nie mogą być uważane za wystarczające. Uwagi podane na początku rozdziału IV o drganiach w układach z polem hamującym stosują się częściowo również i do układów magnetronowych. Przypuszczam, iż ujęcie zjawisk, zachodzących w magnetronach na gruncie mechaniki falowej powinno badania z tej dziedziny znacznie posunąć naprzód. Dotychczas nikt, zdaje się, próby takiej nie podjął.

O ile chodzi o zastosowania praktyczne, to układy magnetronowe wysuwają się na pierwsze miejsce, ze względu na możliwość otrzymywania znacznie większej mocy użytecznej i większego współczynnika sprawności, niż to jest możliwe w układach z polem hamującym. Ostatnio technika budowy generatorów magnetronowych zrobiła znaczne postępy, cały szereg zakładów przemysłowych (np. Philips, Marconi, Société Fr. de Radio Électricité, Telefunken) usilnie pracuje w kierunku ich ulepszania i przystosowywania do celów praktycznych.

Znacznie słabiej jest opracowane zagadnienie budowy odbiorników oraz modulacji tych drgań. Detekcja i wzmacnianie drgań o tak dużych częstotliwościach przez normalne układy lampowe są niemożliwe i to z tych samych przyczyn, które utrudniają wzbudzenie się drgań w układach generacyjnych. Układy wzmacniające nie są dotychczas prawie

*) Nowy sposób modulacji drgań w magnetronie, opracowany ostatnio w Zakładzie Radjotechnicznym Politechniki Warszawskiej, jest opisany na str. 42.

wcale opracowane tak, iż we wszystkich dotychczas znanych układach odbiorczych na te fale wzmacnia się wyłącznie małą częstotliwość. Przy detekcji drgań dużą rolę odgrywa sprawa odtłumienia układu odbiorczego. Wszelkie metody reakcyjne zawodzą tu w zupełności. Dla fal o długościach powyżej 1 m można używać układów superreakcyjnych (stosowanych przez Société Fr. R.-É.), dla fal krótszych używa się układów z lampą z polem hamującym (stosowanych przez Soc. Fr. R.-É., Matériel Téléphonique podczas doświadczeń Dover-Calais i na linii radjotelefonicznej Lypne-St. Inglevert.) oraz układy magnetronowe (Giacomini).

Sprawy te wymagałyby bliższego omówienia w oddzielnym artykule.

Panu Prof. Dr. Januszowi Groszkowskiemu, Dyrektorowi Państw. Instytutu Telekomunikacyjnego, serdecznie dziękuję za przejrzenie rękopisu, przedyskutowanie ze mną szeregu zagadnień oraz cenne wskazówki, z których skorzystałem przy ostatecznej redakcji.

BIBLIOGRAFJA.

Nie mogąc z powodu braku miejsca podać całej literatury, tyżcej się rozpatrywanych zagadnień, ograniczam się do podania kilku prac ogólnych z tej dziedziny.

1. E. Pierret. Les ondes électriques ultra-courtes O.E. 8. 373. 1929.
2. H. E. Hollmann. Die Erzeugung kürzester elektrischen Wellen mit Elektronenröhren Z. f. H. T. 33. 27, 66, 101. 1929 i 35. 21, 76. 1930.
3. K. Kohl. Ueber ungedämpfte elektrische Ultrakurzwellen Erg. d. exacten Naturw. 9. 275. 1930.
4. Wenstrom W. H. Historical Review of ultra-short wave progress. Proc. J. R. E. 20. 95. 1932.
5. Megaw E. S. C. Electronic oscillations J. E. E. Wireless Proc. 8. 59. 1933.
6. Megaw E. S. C. An Investigation of the magnetron short-wave oscillator. I. E. E. Wireless. Proc. 8. 72. 1933.
7. M. Ponte. Sur l'emploi des champs magnetiques pour la production des ondes ultra-courtes. O. E. 13. 493. 1934.
8. H. E. Hollmann. Erzeugung und Anwendung kürzester ungedämpfter elektrischen Wellen H. F. Techn. & El. Ak. 44, 37. 1934.

Marzec 1935.

SPIS RZECZY:

	Str.		Str.
Prof. Dr. Janusz Groszkowski. Nowa lampka elektronowa o charakterystykach opadających	33	Inż. S. Ryżko i dypl. techn. M. Składkowski. Nowe układy do stabilizacji napięcia	46
Zygmunt Jelonek. Mechanizm synchronizowania i obniżania częstotliwości	37	Inż. P. Modrak. Kvarcowe rezonatory optyczne	47
Prof. Dr. J. Groszkowski i inż. S. Ryżko. Nowy sposób modulacji generatora magnetronowego	42	Inż. S. Dierewianko. Elektroakustyczne badanie odbiorników radjofonicznych	49
Jerzy Kahan. Przeshkody ze strony stacji lokalnych	45	Dr. W. Majewski. Powstawanie drgań niegasnących o bardzo wielkich częstotliwościach	50

PRZEDPŁATA:
kwartalnie **zł. 9.—**
rocznie **zł. 36.—**
 zagranicą + 50%
 za zmianę adresu
 (znaczkami pocztowymi) gr. 50

Biuro Redakcji i Administracji: Warszawa Królewska 15, II piętro
 telefon N° 690-23.

Administracja otwarta codz. od godz. 9 do 15 w soboty od 9 do 13

Konto czekowe w P. K. O. Nr. 363

**Ceny ogłoszeń
 podaje administracja
 na zapytanie.**

Wydawca: Wydawnictwo Czasopisma „Przegląd Elektrotechniczny”, Spółka z ograniczoną odpowiedzialnością,

S. A. Z. G. „Drukarnia Polska”, Warszawa, Szpitalna 12, Tel. 5-87-98 w dzierżawie Spółki Wydawniczej Czasopism Sp. z o. o.

SKOROWIDZ OGŁOSZEŃ

(Uwaga: rzymskie cyfry oznaczają numer strony ogłoszeniowej)

A. E. G. Powszechna Tow. Elektryczne — Warszawa	XXIII, XXIV, XXV	„Kontakt” Tow. Elektryczne, Sp. z o. o. — Lwów	XXIII, XXIV, XXVI
„Als-Thom” — Katowice	XV	B-cia Lange, Fabryka Maszyn i Odlewnia Żelaza — Łódź	XXV
„Asca” Polskie Tow. Elektryczne, S. A. — Warszawa	XXIX	„Lignoza” Sp. Akc. — Katowice	III
„Bemar” Wytwórnia Przyrządów Mechanicznych — Grodzisk Maz.	XXV	Makowski i Zauder, Fabr. Materiałów Prasowanych i Elektrotechn. — Łódź	XVII
Biurowe Ewidencyjne Polskich Fabryk Kabli Ziemnych — Warszawa	XIX	A. Marciniak, S. A. — Warszawa	XXIV
Inż. J. Boye i S-ka, Zakłady Elektrotechniczne — Warszawa	XXIII, XXV	„Megacykl” Sp. z o. o. — Warszawa	XXVI
B-cia Borkowscy, Zakł. Elektryczne, Sp. Akc. — Warszawa	XIII	„Norden” Polsko-Duńskie Tow. Izolatorów — Warszawa	XXIV
„Centroprowód” Sp. z o. o. Centr. Biuro Sprzedaży Przewodów — Warszawa	II	Państwowe Zakłady Tele i Radiotechniczne — Warszawa	IX
„Clement-Zahm, Fabryka Kabli, Sp. z ogr. odp. — Dziedzice	XIV	„Perun” Francuskie Tow. Akc., Sp. Akc. — Warszawa	XIV
Cohn Stanisław — Warszawa	XII, XIV	„Piastów” Zakłady Kauczukowe, Sp. Akc. — Warszawa	XII
„Compensator” Fabryka Przewodów Rurowych — Warszawa	XXVI	„Polam” Tow. Techniczno-Handlowe — Warszawa	VI
„Czechowice” Sp. Akc. Przemysłu Elektrycznego — Czechowice	XXIV	„Polska Kobra” Impregnacja Drzewa, Sp. z o. o. — Warszawa	XXIV
„Dacho” Inż. A. Chomicz — Warszawa	XXV	Polskie Elektrownie — Warszawa	XXVI
„Dea” Antoni Dąbrowski — Warszawa	XXIII	P. T. A. Polskie Tow. Akumulatorowe, S. A. — Białka/Bielska	XXIII, XXIV
„Devoord” Inż. Józef Feiner — Kraków	XXII	Polskie Zakłady Impregnacyjne, S. A. — Warszawa	XXIV
„Drukarnia Polska”, Sp. Akc. Zakładów Graficznych — Warszawa	XXII	K. i W. Pustola, Wytwórnia Aparatów Elektrycznych — Warszawa	II
K. i W. Dworakowscy, Wytwórnia Elektromechaniczna — Warszawa	XIV	„Robur” Związek Kopalń Górnośląskich, Sp. Kom. — Katowice	XVI
„Ekonomja” Zakłady Budowy i Sprzedaży Aparatów — Bielsko na Śląsku	XX	Inż. Edmund Romer — Zakład Pomocy Naukowych — Lwów	XX
„Elektroautomat” Zakłady Elektrotechniczne, Sp. z o. o. — Warszawa	XXVIII	„Schaco” Polskie Zakłady — Kraków	XXIII
„Elektrobudowa” Wytwórnia Maszyn Elektrycznych, Sp. z o. o. — Warszawa	XI	Georg Schwabe, Najstarsza w Kraju Fabryka Silników — Bielsko na Śląsku	XXIV
„Elektromotor” Inż. A. Poczymok — Warszawa	XVIII	„Siemens” Polskie Zakłady, Sp. Akc. — Warszawa	V
„Elektropol” Fabr. Elektrowentylatorów i Aparatów Elektr. — Warszawa	XXV, XXVI	„Sirius” Najstarsza w Polsce Fabryka Pomp — Warszawa	XXIV, XXV
„Elektroprodukt” — Warszawa	XX	„Skoda” Polskie Zakłady, S. A. — Warszawa	X
„Elektryczność” Sp. Akc. Zakłady Elektrochemiczne — Żabkowice	III	„Spawotechnika” Przedsiębiorstwo Techn.-Handlowe — Warszawa	XII
„Elin” Polski Przemysł Elektryczny, Sp. Akc. — Kraków	IX	„Spiral” Pierwsza Krajowa Wytwórnia Sprężyn i Wyrobów z Drutu — Warszawa	XX
„Era” Polskie Zakłady Elektrotechniczne — Włochy	IV	„Stolle-Niemen” — Niemen	XII
„Ericsson” Polska Sp. Akc. Telefoniczna — Warszawa	VII	Stowarzyszenie Mechaników Polskich z Ameryki — Warszawa	XIV
Inż. Adam Feilchenfeld — Warszawa	XXVI	K. Szpotkański i S-ka, S. A. Fabryka Aparatów Elektrycznych — Warszawa	XXIII, XXIV, XXVI
Fontana Konrad — Warszawa	XII	Szwede Julian, Zakład Elektromechaniczny — Warszawa	XXVI
Roman Groniowski, Sp. Akc. Fabryka Dźwigów — Warszawa	XXIII	„Tudor” Zakłady Akumulatorowe, Sp. Akc. — Warszawa	XXI
„Gródek” Pomorska Elektrownia Krajowa, S. A. — Toruń	XXIII	Inż. St. Twardowski, Zakłady Mechaniczne — Warszawa	XXV
Górnośląska Fabryka Kabli i Rur Izolacyjnych — Katowice	XXVI	St. Weigt, Sp. Akc. Zakłady Przemysłowe — Łódź	XVI
Heffner i Berger — Kraków	XXIII, XXVI	„Wepp” Wytwórnia Elektr. Przyrządów Pomiarowych — Warszawa	XXIV, XXV
Inż. A. Horkiewicz — Warszawa	XXV	B. Wierzbicki i S-ka, Zakłady Graficzne — Warszawa	XVIII
I C. G. Fabryka Akumulatorów — Poznań	XXIII	A. Willenz i S-ka, Fabryka Chemiczna — Dziedzice	XXIV
Inż. J. Imass, Fabryka Aparatów Elektrycznych — Łódź	VIII	„Woltar” Sp. Akc. — Warszawa	XXVIII
Jarosław Teofil — Warszawa	XX	Wykaz Źródeł Zakupu	XXIII, XXIV, XXV, XXVI
J. John, Sp. Akc. — Łódź	XXI	„Wysokoprąd” Sp. z ogr. odp. — Hajduki Wielkie	XXV, XXVI
„Karpaty” Sprzedaż Produktów Naftowych, Sp. z ogr. por. — Lwów	XXV	„Zetwest” Sp. Akc. dla Handlu z Zachodem i Wschodem — Warszawa	XXVIII
S. Kleiman i S-wie, Fabryka Aparatów Elektrycznych — Warszawa	XXX	Inż. J. Zubko — Brwinów	XXV
Komisja Wydawnicza Stud. Pol. Warsz. — Warszawa	XVI	Zucker Michał, Straszewicz Jan, Biuro Elektrotechniczne — Warszawa	X