

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok X.

1 stycznia 1932 r.

Zeszyt 1—2

Redaktor por. STEFAN JASIŃSKI.

Warszawa, Marszałkowska 33 m. 11, tel. 8-40-45.

S O M M A I R E.

La mesure du rendement des générateurs à lampes à l'aide du photoélément par le prof. J. Groszkowski I.E.D. Sc. L'auteur donne la description d'une méthode de mesure de la puissance dégagée dans l'anode des lampes cathodiques (à refroidissement à l'air) à l'aide d'un nouveau photoélément „Cu₂O — Cu”, qui est sensible au rayonnement infrarouge.

Filtres de haute fréquence à deux circuits couplés (à suivre) par J. Plebański I. E. Dans la première partie l'auteur a décrit les généralités relatives des filtres et, les méthodes de mesurer leur sélectivité. Dans la seconde partie l'auteur décrit la théorie et les mesures pratiques, d'un filtre constitué de deux circuits couplés. L'auteur montre que la sélectivité de ces filtres est bien limitée quoique supérieur à un circuit.

Revue documentaire; Bulletin.

OD REDAKCJI.

Warszawa, dn. 1 stycznia 1932 r.

W dniu dzisiejszym Przegląd Radjotechniczny rozpoczyna dziesiąty rok istnienia. Przegląd powstał dn. 1 stycznia 1923 roku z inicjatywy b. Stowarzyszenia Radjotechników Polskich jako pierwsze czasopismo radjotechniczne w odrodzonej Polsce.

Przystępując do wydawnictwa, ówczesny Komitet Redakcyjny, wyłoniony przez b. Stowarzyszenie Radjotechników Polskich, w prospekcie z dn. 15 grudnia 1922 r., zwróconym do ogółu radjotechników polskich, amatorów i zwolenników radjotechniki postawił sobie, między innymi, za zadanie z jednej strony pogłębiać w równej mierze wiadomości członków Stowarzyszenia w zakresie zagadnień współczesnej radjotechniki, z drugiej strony — dawać ogółowi czytelników informacje, obejmujące różnorodne zastosowania radjotechniki i krytyczne przedstawienie wszelkich poczynąń w tym kierunku na terenie Rzeczypospolitej Polskiej.

Zmierzając do tego przez pomieszczanie prac, w miarę możliwości oryginalnych, sprawozdawczych i przekładów z radjotechniki oraz wogóle z dziedziny techniki prądów szybkozmiennych o charakterze teoretycznym i praktycznym, ówczesny Komitet Redakcyjny zdawał sobie dokładnie sprawę, iż cel nie byłby całkowicie osiągnięty, gdyby nie poświęcono miejsca artykułom opisowym, w których każdy radjotechnik, radjotelegrafista i radioamator znalazłby dostępne i jasne przedstawienie interesujących zagadnień.

Przez szereg lat Przegląd Radjotechniczny trzymał się wiernie postawionych zadań, zabierając głos we wszystkich aktualnych sprawach technicznych, organizacyjnych oraz przy stwarzaniu podstaw prawnych rodzimej radjotechniki. O działalności w tym okresie świadczą w szczególności roczniki wydawnictwa z lat 1924 i 25 r..

Z biegiem czasu rozwój polskiej radjotechniki poszedł w kierunku stworzenia szeregu nowych placówek naukowych, badawczych i przemysłowych, poza tem powstał szereg samodzielnych czasopism radioamatorskich. Nowy stan rzeczy, drogą naturalną, wywołał ożywienie ruchu naukowego i technicznego i spowodował przystosowanie się naszego Przeglądu do nowych warunków.

Niestety, przeżywany obecnie kryzys nie pozwala na niezbędne rozszerzenie naszego pisma, aby sprostało ono w należyty stopniu obecnym wymaganiom, które stawia swemu organowi Sekcja Radjotechniczna Stowarzyszenia Elektryków Polskich. Mijmy nadzieję, że ziści się to przy polepszeniu konjunktury.

PREZYDJUM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ SEP.

REDAKCJA

POMIAR SPRAWNOŚCI GENERATORÓW LAMPOWYCH PRZY POMOCY FOTOELEMENTU.

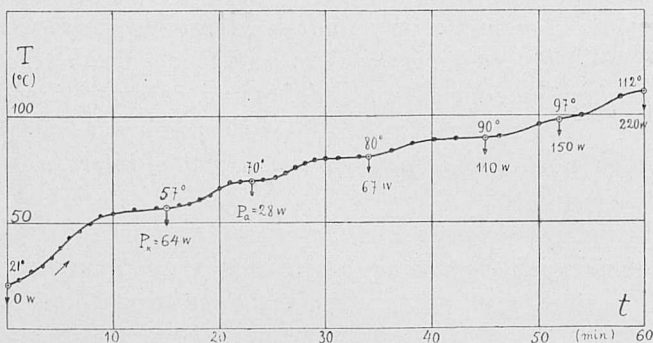
Prof. Dr. J. Groszkowski.

Podana przeze mnie w roku 1925 metoda termometryczna pomiaru sprawności generatorów lampowych¹⁾ odznaczająca się wielką prostotą, ma tę niedogodność, iż wymaga — dla wykonania pomiaru — stosunkowo długiego czasu, a to na skutek powolnego ustalania się temperatury bańki lampy oraz temperatury otoczenia, która nie pozostaje bez wpływu na wskazania termometru umieszczonego przy bańce.

Tę samą wadę posiada sposób, ogłoszony w r. 1928 przez Crossley'a i Page'a²⁾, w którym zastosowano — zamiast termometru — termoelement specjalnej konstrukcji, przytwierdzony do szkła bańki lampy i połączony przy pomocy przewodów ekranowanych z galwanometrem, zabocznikowanym dużą pojemnością.

Pewną przewagę termoelementu nad termometrem stanowiłaby tu możliwość kontroli stanu lampy na odległość, gdyby nie ta okoliczność, że przewody łączące termoelement z galwanometrem mogą być przyczyną pewnych błędów, szczególnie, gdy znajdują się w polu elektromagnetycznym bardzo wielkiej częstotliwości (fale krótkie), które może indukować prądy, działające na grzejnik termoelementu.

Jak wspomniano, największą wadą metody termometrycznej jest powolne ustalenie się temperatur przy każdej zmianie stanu cieplnego lampy (każdy nowy punkt pomiaru), jak to pokazuje wykres na rys. 1, przedstawiający zależność zmiany temperatury w czasie, przy włączaniu coraz to większych mocy, wydzielanych w anodzie.

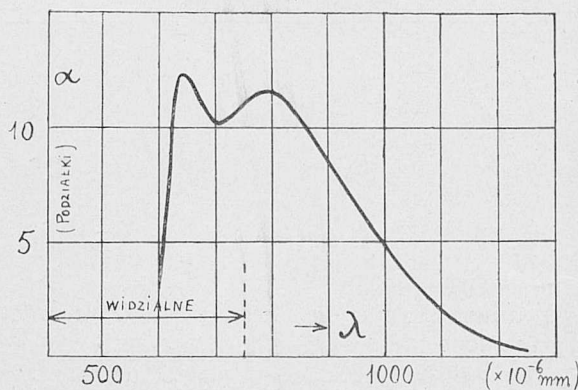


Rys. 1.

Widzimy, iż dla dostatecznego ustalenia się temperatury w danych warunkach doświadczenia (lampa katodowa o mocy admysyjnej ok. 250 W

potrzebny jest czas od 10 do 15 minut, a zatem pomiar sprawności trwać musi co najmniej około 1 godziny (3 punkty na krzywej cechowania plus 1 punkt — pomiaru właściwego).

Ta bezwładność wskazań termometru (wzgl. termoelementu) spowodowana jest nie tyle przez bezwładność cieplną anody, ile przez bezwładność cieplną całej lampy (bańki wraz z cokołem), termometru oraz do pewnego stopnia — pobliskiego otoczenia. Bezwładność cieplna samej anody —



Rys. 2.

jak pokazuje doświadczenie — jest stosunkowo niewielka i ustalenie się temperatury następuje już w czasie rzędu jednej minuty. Pod tym względem przeto wielką przewagę miałaby metoda pirometru optycznego, gdyby nie te niedogodności, na jakie zwróciłem już uwagę³⁾, a mianowicie: odblaski ze strony żarzącej się katody, niemożliwość wykonania pomiaru przy małych mocach w anodzie (przy niskich temperaturach anody), oraz brak pewności, że rozkład lokalny temperatur na anodzie jest taki sam przy cechowaniu (prądem stałym), jak później — podczas pracy generatora, — bowiem określa się tu raczej temperaturę tylko pewnej niewielkiej powierzchni anody.

Najdogodniejszym zatem byłby tu przyrząd pozwalający na określanie promieniowania cieplnego możliwie dużej części powierzchni anody, przy jaknajdalej idącym wyeliminowaniu działania cieplnego wszystkich innych obiektów, które, posiadając dużą bezwładność cieplną, powodowałyby przedłużenie się okresu ustalania.

Jako przyrząd tego rodzaju może tu znaleźć zastosowanie nowy fotoelement Lange - Schottky'ego⁴⁾ ($\text{Cu}_2\text{O} - \text{Cu}$) w wykonaniu firmy

¹⁾ J. Groszkowski — Détermination du rendement d'un générateur à lampes par la méthode thermométrique, L'Onde Electrique, 4, Nr. 38, Février 1925, s. 82.

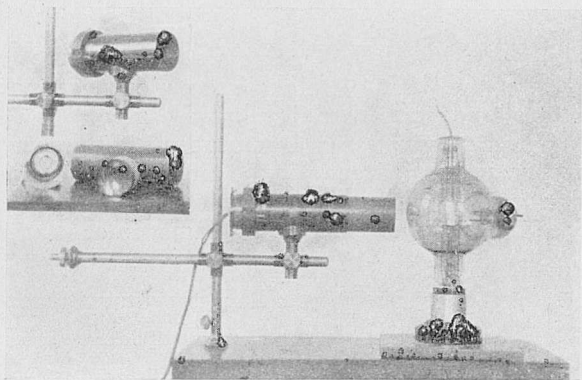
²⁾ A. Crossleya. R. M. Page. A new method for determining the efficiency of vacuum — tube circuits. Proc. I. Radio Eng. v. 16, Nr. 10. October, 1928.

³⁾ J. Groszkowski, 1. c.

⁴⁾ B. Lange, Eine neue Photozelle, Phys Z S. 1930.

„Tungsram“. Szczególniej dogodny jest typ „C“⁵⁾ czuły na promieniowanie czerwone (rys. 2).

W celu zmniejszenia wpływu promieniowania obiektów niepożądanych, a w szczególności bańki szklanej, fotoelement został połączony z systemem optycznym kwarcowym (rys. 3), takim aby dawał obraz anody lampy na czułej powierzchni



Rys. 3.

fotoelementu możliwie wyraźnie, natomiast obraz szklanej ścianki bańki o ile możności jak najbardziej rozproszony.

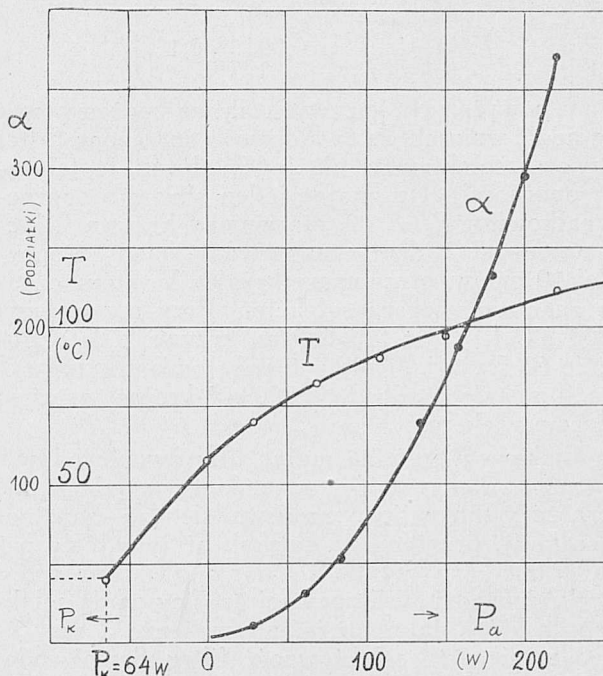
Przy zastosowaniu tego rodzaju lunetki prawie całkowicie eliminuje się wpływ światła dziennego oraz światła katody, o czym można się każdorazowo przekonać prostym doświadczeniem sprawdzającym.

Jako galwanometr może być tu użyty galwanometr lusterkowy najmniejszej czułości albo — daleko wygodniej — galwanometr wskazówkowy największej czułości, np. z zawieszeniem nitkowem, o oporności wewnętrznej rzędu kilkuset omów¹⁾. Krzywa wychyleń galwanometru α

w funkcji mocy P_a wydzielanej w anodzie pewnej lampy (250 W) przedstawiona jest na wykresie (rys. 4), dla porównania, podana jest krzywa temperatury, określona termometrycznie.

Niewielkie wychylenie α dla małych P_a tłumaczy się oczywiście małą energią promieniowania przy niskich temperaturach oraz małą czułością fotoelementu dla długich fal widma podczerwonego.

Niemniej jednak, wychylenie to jest dostatecznie duże już przy takiej temperaturze, przy której jeszcze nie może być mowy o zastosowaniu obserwacji wzrokowej.



Rys. 4.

⁵⁾ Typ ten wykonywany jest w dwóch odmianach. Dane jego są następujące:

Typ	C ₁	C ₂	
Powierzchnia czynna	1,75	2,5	cm ²
Oporność wewnętrzna ok.	3000	2000	Ω
SEM-na ok.	6 ÷ 10		μV/lux
Prąd zwarcia	2 — 3 · 10 ⁻³	3 — 5 · 10 ⁻³	μA/lux

¹⁾ Istnieją w sprzedaży takie galwanometry wskazówkowe o danych następujących: np. oporność wewnętrzna 500 Ω, 1 działka = 0,02 · 10⁻⁶ A ilość działek 100 — 0 — 100.

Opisana metoda fotoelementu może znaleźć również zastosowanie przy pomiarach sprawności generatora drogą pomiaru mocy traconej w opornikach sztucznej anteny, jakimi posługiwali się np. Pession i Gorio²⁾ przy badaniu radjostacji włoskich.

²⁾ Pession a. Gorio, Measurement of Power and Efficiency. Proc. Inst. Radio Eng. vol. 19, 1931, march (Nr. 3).

Warszawa, sierpień 1931 r.

Dział Naukowy
Instytutu Radjotechnicznego

FILTRY WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI.

CZĘŚĆ II.

(Filtry dwuobwodowe)

Inż. Józef Plebański.

(Ciąg dalszy)

Krzywe z rys. 26 i 27 zostały obliczone dla danych następujących

$$E_1 = 0,001 \text{ V} \quad \lambda_{\text{rez}} = 1500 \text{ m} \quad C_1 = C_2 = 200 \text{ cm}$$

$$L_1 = L_2 = 2,86 \cdot 10^6 \text{ cm} \quad M = 2,86 \cdot 10^3 \text{ cm}$$

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = 0,001 = 0,1\%$$

Z powyższych krzywych łatwo możemy wyprowadzić wniosek, że dwa obwody sprzężone (filtr) są więcej selektywne, niż jeden obwód (o tej samej oporności). Np. mając jeden obwód o oporności całkowitej $R_2 = 10$, otrzymamy krzywą I, biorąc natomiast 2 identyczne obwody, każdy o oporności 10 omów, otrzymamy krzywą V, która oznacza znacznie większą selekcję. Przy rozstrojeniu o 300 KC t. j. dla fali 600 m, krzywa I daje tłumienie 60 db, t. j. 1000-krotne, natomiast krzywa V daje tłumienie 98 db, t. j. 800 000-krotne, a zatem znacznie większe.

Ciekawem jest, że mając filtr dwuobwodowy, możemy zwiększać jego selekcję, zmniejszając oporność tylko w jednym obwodzie (np. zapomocą reakcji), przytem dla selekcji otrzymujemy pewną granicę; znaczy to, że zmniejszając oporność cewek, dochodzimy do pewnej granicy co do selekcji poza którą dalej już iść nie możemy. Z powyższego wynika, że selektywność filtru dwuobwodowego, przy danym sprzężeniu przez zmniejszanie oporności cewek nie może być posuwana do nieskończoności.

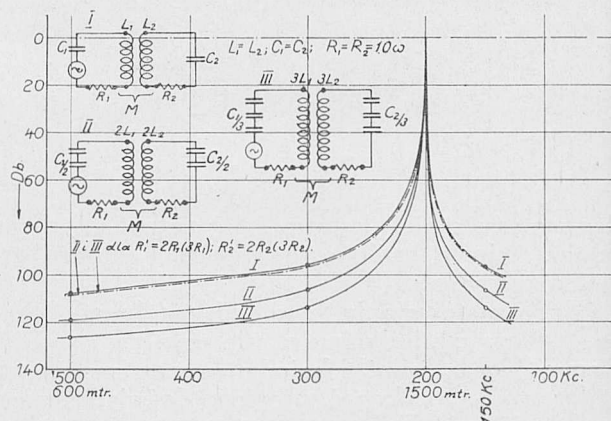
Rozpatrzmy teraz teoretycznie, jak się będzie zachowywał filtr dwuobwodowy przy zmniejszaniu sprzężenia (przyjmując, że $R_1 R_2 = 100$).

Odpowiednie krzywe przedstawione są na rys. 28. Jak widzimy osłabiając sprzężenie powiększamy selekcję, jednakże po za pewną granicę iść nie możemy. W naszym przykładzie granicą tą jest $M = 2,86 \cdot 10^2$, t. j. sprzężenie $R = 0,01\%$.

Obliczenie krzywych z rys. 28 jest potwierdzeniem praktycznie zdjętych krzywych przedstawionych na rys. 16 i 25, jednakże na rys. 28 obliczenie

dokładne wykazało, że osłabiając sprzężenie, nie możemy zwiększać selekcję do nieskończoności, jak to się zdawało, badając krzywe z rys. 16 i 25.

Oprócz zmniejszania oporności i sprzężenia możemy zrobić jeszcze jedno: możemy mianowicie zwiększać samoindukcje i zmniejszać pojemności, zachowując dostrojenie na tę samą falę.



Rys. 29.

Na rys. 29 widzimy odpowiednie krzywe. O ile oporności zachowamy te same, to oczywiście przy większych samoindukcjach otrzymujemy krzywe bardziej selektywne.

Krzywa I na rys. 29 przedstawia krzywą $I_2 = f(\lambda)$ dla $C_1 = C_2 = 200 \text{ cm}$ i $L_1 = L_2 = 2,86 \cdot 10^6 \text{ cm}$, $M = 2,86 \cdot 10^3 \text{ cm}$, $R_1 = R_2 = 10 \text{ omów}$.

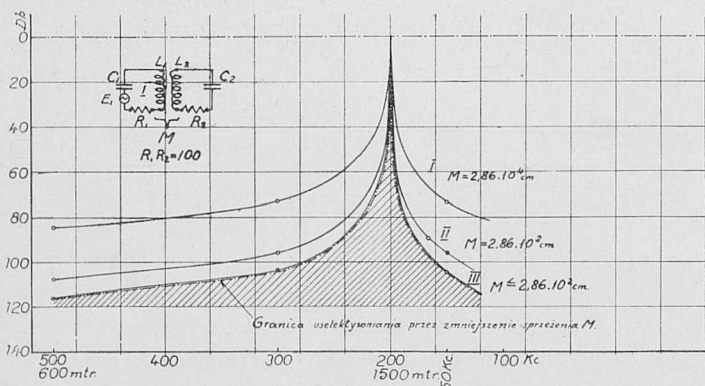
Krzywa II została obliczoną dla $C_1 = C_2 = 100 \text{ cm}$ i $L_1 = L_2 = 5,72 \cdot 10^6 \text{ cm}$ ($M = 2,86 \cdot 10^3 \text{ cm}$) $R_1 = R_2 = 10 \text{ omów}$.

Krzywa III została obliczoną dla $C_1 = C_2 = 66,66 \text{ cm}$ $L_1 = L_2 = 8,58 \cdot 10^6 \text{ cm}$ ($M = 2,86 \cdot 10^3 \text{ cm}$) $R_1 = R_2 = 10 \text{ omów}$.

W praktyce, właściwie mówiąc, powiększając samoindukcje będziemy jednocześnie prawie proporcjonalnie powiększali oporności.

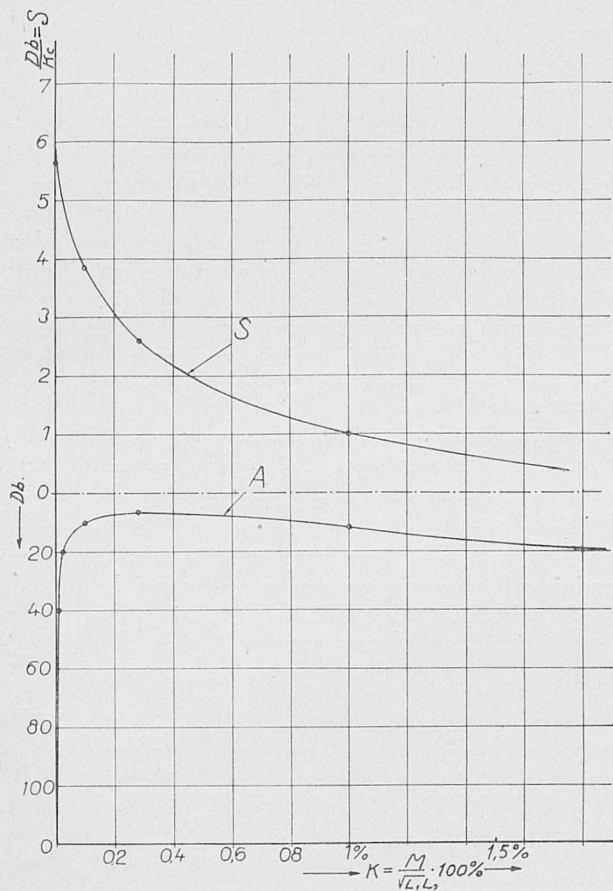
Jeżeli założymy, że R_1 i R_2 wzrastają w tym samym stopniu co samoindukcje, t. j. że dla krzywej II $R'_1 = 2 R_1 = 20 \text{ omów} = R'_2$ i dla krzywej III-ej $R'_1 = 3 R_1 = 30 \text{ omów} = R'_2$, wówczas zobaczymy, że krzywa II i III zleją się z krzywą I, czyli innymi słowami przez zwiększanie samoindukcji na selektywności wygramy bardzo niewiele albo nic.

Tłumienie krzywej II na fali 500 KC wynosi 119 db, dla krzywej I zaś 107,5 db, czyli różnica wynosi 11,5 db t. j. 3,75 razy, krzywa III w porównaniu z krzywą I daje różnicę 19 db (t. j. 9 razy). Jeżelibyśmy wzięli natomiast kaskadę podwójną z obwodów dających krzywą I, otrzymalibyśmy wzrost tłumienia 107,5 db, t. j. $2,37 \cdot 10^5 = 237 000$ razy.



Rys. 28.

Z powyższych rozważań widzimy, że daleko łatwiej otrzymać selekcję przez kaskadowanie niż przez „wyciąganie” selekcji zapomocą najrozmaitszych kombinacji w filtrze dwuobwodowym.



Rys. 30.

Na rys. 30 widzimy krzywą selekcji i amplifikacji w funkcji sprzężenia. Krzywe te są obliczone dla wyżej podanych obwodów, przyjmując $R_1 R_2 = 100$. Jak widzimy prąd w obwodzie II, a co zatem idzie i napięcie na zaciskach kondensatora C_2 posiada pewne optimum, spadając wolno w kierunku większych sprzężeń i z drugiej strony spadając dosyć raptownie w kierunku mniejszych sprzężeń. Przyjmując równe oporności obwodów, t. j. wogóle identyczne obwody, napięcie na zaciskach kondensatora C_2 w najlepszym wypadku, t. j. przy najkorzystniejszym sprzężeniu, będzie o 6 db mniejsze od napięcia na kondensatorze C_1 . Dla sprzężenia 0,1% różnica ta wyniesie 10 db, t. j. 3,18 razy. Oczywiście na skutek rezonansu napięcie to może być większe od siły elektromotorycznej działającej w pierwszym obwodzie.

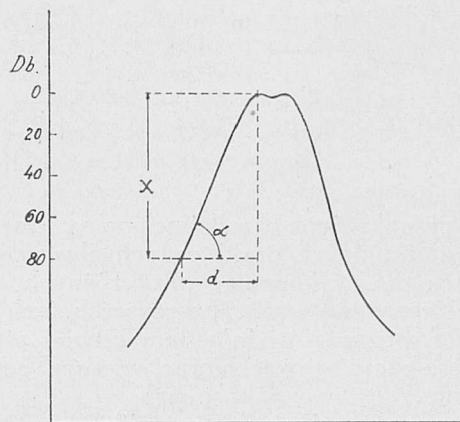
Przy $K = 0,1\%$ $R_1 = R_2 = 10$ i $E_1 = 0,001$ woltów, napięcie na kondensatorze C_1 , będzie 0,356 wolta na kondensatorze C_2 — 0,113 wolta.

Krzywa A na rys. 30 pokazuje tę zależność w decibelach i jak widzimy przy sprzężeniu o stosunek ten równa się nieskończoności, t. j. wtórne napięcie równa się zeru.

Krzywa selekcji S natomiast przy sprzężeniu zerowym nie jest nieskończoną wielkością, lecz posiada wartość ograniczoną, przecinając oś rzędnych. Co do definicji selekcji istnieją najrozmaitsze sposoby jej określenia. Osobiście uważam, że

najwłaściwszym byłoby określać selekcję z czubka krzywej rezonansu, dzieląc wysokość krzywej w decibelach na szerokość wstęgi w kilocyklach. W ten sposób obliczoną została krzywa S. Oczywiście może racjonalniej byłoby brać poprostu nachylenie krzywej i jej tangens uważać za selekcję

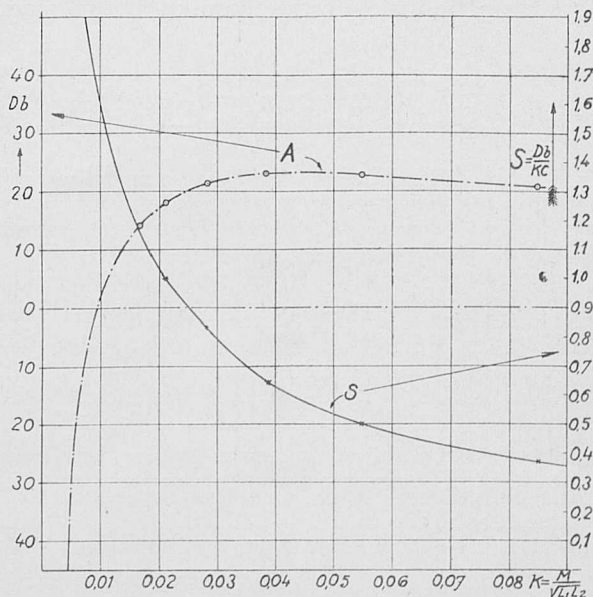
$S = \tan \alpha = \frac{x}{d}$ (rys. 31). W poprzednim określeniu selekcji uzależniamy się od szerokości wstęgi, która w rzeczywistości z selekcją niema nic wspólnego.



Rys. 31.

Na rys. 32 mamy krzywe podobne do krzywych teoretycznych z rys. 30. Krzywe te zostały obliczone dla przykładów praktycznych według praktycznie zdjętych krzywych rezonansu z rys. 16 i 25.

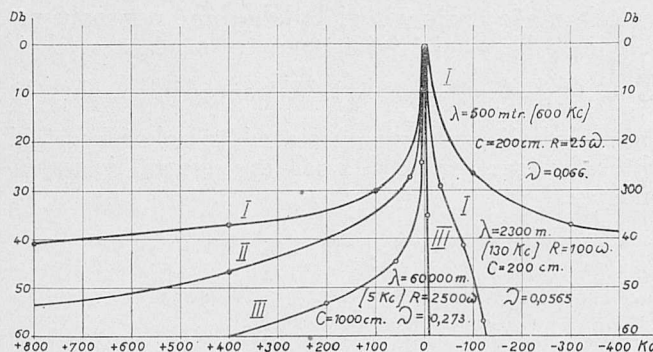
Oczywiście w przykładzie praktycznym niemożliwym było skonstatowanie, jaką jest selekcja przy sprzężeniu zerowym. Ponieważ teoretycznie udało się dowiedzieć, że selektywność filtra dwuobwodowego jest ograniczoną, przeto i w tym przykładzie praktycznym należy przyjąć, że krzywa S przecina oś rzędnych.



Rys. 32.

Zależność selektywności filtrów dwuobwodowych od długości fali.

Dla wyjaśnienia zależności selekcji od długości fali, zwracam uwagę na rys. 33.



Rys. 33.

Na rysunku tym przedstawione są krzywe rezonansu dla różnych praktycznych obwodów (t. j. możliwych dla wykonania) przy różnych długościach fal rezonansowych. Z krzywych tych widzimy, że im dłuższą jest fala, tem łatwiej otrzymać większą selekcję, nawet biorąc większe oporności i tłumienia.

Na rys. 34 pokazane są czubki krzywych rezonansu różnych obwodów, przy czym z lewej strony mamy krzywe pojedynczych obwodów, na prawo zaś krzywe dla kaskady z 4 identycznych obwodów. Jak widzimy przy kaskadowaniu selekcja nieporównanie silniej wzrasta dla obwodów długofalowych, niż krótkofalowych. Tak np. dla kaskady 4 obwodów dostrojonych do fali 9 200 m, przy rozstrojeniu o 10 KC, tłumienie przeszkody wynosi 130 db (3 150 000 razy!), oczywiście, ucinanie wstęg jest również znaczne. Z tego powodu, jeżeli weźmiemy w każdym stopniu po 2 obwody, t. j. razem 6 obwodów silnie sprzężonych (t. j. po 2 między każdymi 2 lampami), natenczas (możliwie) otrzymamy krzywą selekcyjną i o dobrym czubku. (Krzywa V z rys. 34).

Oczywiście filtr taki nadawałby się w superheterodynie, jednakże w odbiorniku takim mamy

zjawisko tak zw. „rezonansu zwierciadłowego”, który z drugiej strony wymaga, żeby częstotliwość pośrednia była dostrojona na falę krótszą, a nie dłuższą. Zjawisko to, rzecz prosta, znacznie utrudnia stosowanie długich fal w pośredniej częstotliwości.

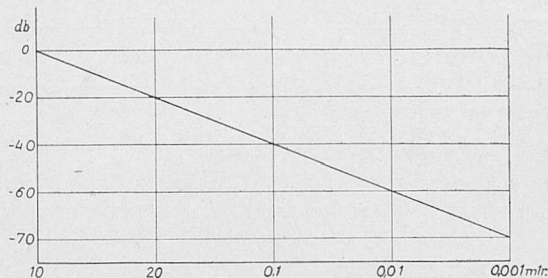
Ekranowanie filtrów.

Przy użyciu filtrów i wogóle przy układach selektywnych niezbędnem jest bardzo staranne ekranowanie. Ekranowanie to winno właściwie obejmować nie tylko same cewki, ale również i lampy, gdyż najmniejsze odcinki drutów i t. p. mogą powodować efekty zupełnie niepożądane. Brak ekranowania z jednej strony może spowodować zniekształcenie czubka krzywej, z drugiej strony selekcja może się znacznie pogorszyć.

Najlepszym wyjaśnieniem związku między ekranowaniem i selekcją będzie następujące rozważanie.

Przypuśćmy, że mamy antenę 10 metrową i że stacja lokalna indukuje przez tę antenę na siatce pierwszej lampy napięcie 1 wolta.

Jeżeli będziemy zmniejszali skuteczną wysokość anteny, to w tym samym stosunku będziemy zmniejszali napięcie na siatce pierwszej lampy. Na rys. 35 widzimy zależność tę, przedstawioną w skali logarytmicznej. Przy antenie 10 cm napięcie to zmniejszy się o 40 db, a przy 1 cm. o 60 db.



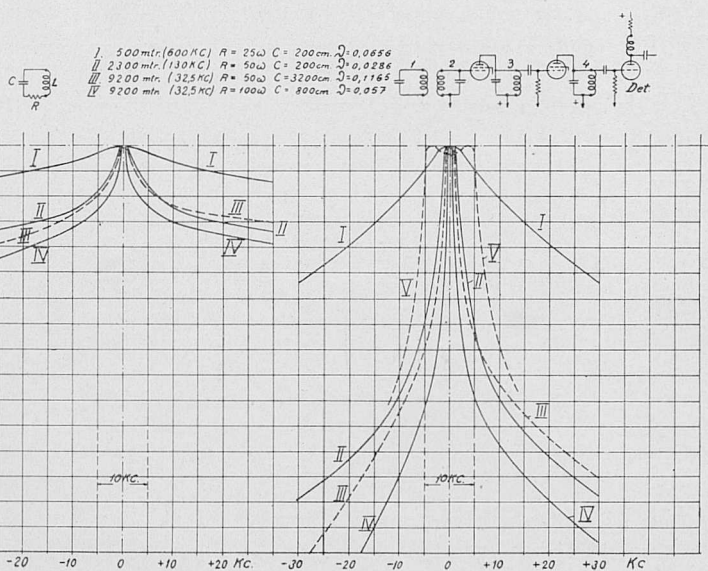
Rys. 35.

Jeżeli teraz weźmiemy układ kaskadowy z 4 obwodów każdy o skutecznej oporności 25 omów na fali 500 m (600 KC) i jeżeli stacja przeszkadzająca odległą jest o 300 KC, to kaskada wprowadzi tłumienie lokalnej stacji 150 db, ale coś z tego, jeżeli bezpośrednie działanie stacji na 4 obwód będzie większe. Jeżeli np. cewka ostatniego obwodu z doprowadzeniami będzie się zachowywać tak jak antena 10 cm (co jest zupełnie możliwem), to na skutek mniejszej anteny otrzymamy stratę 40 db, i naskutek rozstrojenia cewki drugie 40 db, czyli razem 80 db (tylko). Znaczy to, że bezpośrednie działanie będzie o 150 — 80 = 70 db silniejszym (3 150 razy!).

Jeżeli dalej odbierana stacja jest słabszą od stacji lokalnej (indukowane w antenie napięcie) o 70 db, to w rezultacie obydwie stacje odbierzemy jednakowo! pomimo kaskady z 4 obwodów i rozstrojenia o 300 KC.

Z powyższego jasno widzimy, jakie znaczenie dla selekcji posiada ekranowanie.

D. c. n.



Rys. 34.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Częstościomierz o odczycie bezpośrednim.

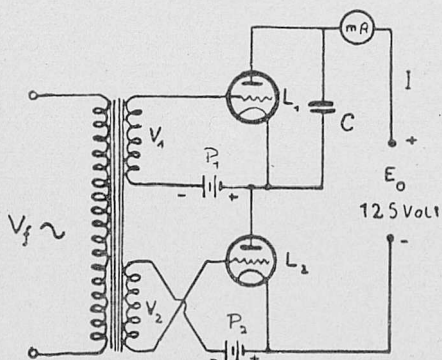
(F. Guarnaschelli i F. Vecchiacchi. *Proc. Inst. Radio. Eng.* Kwiecień 1931).

Zasadę tego częstościomierza można łatwo zrozumieć przez rozpatrzenie załączonego rysunku. Kondensator C ładuje się do potencjału E_0 wtedy, gdy droga katoda-anoda lampy L_2 staje się przewodzącą; odwrotnie C rozładowuje się gdy droga ta lampy L_1 staje się z kolei przewodzącą. Obwody siatek obu lamp mają ujemne napięcia dostatecznej wielkości, żeby sprowadzić prąd anodowy do zera, gdy nie ma napięć zmiennych na siatce. Napięcia te są dostarczane z transformatora o dwu oddzielnych uzwojeniach wtórnych tak, żeby ich amplitudy były jednakowe, a fazy przeciwne.

W takim układzie jest widoczne, że gdy L_2 otrzyma dodatnią amplitudę napięcia zmiennego z transformatora, to kondensator naładuje się; obwód anodowy L_1 jest w tej chwili przerwany, ponieważ jej chwilowe napięcie siatkowe jest bardziej ujemne, niż P_1 . W następnej chwili fazy się zmieniają, kondensator wyładowuje się przez L_1 , podczas gdy obwód anodowy L_2 jest przerwany i t. d.

Jeżeli napięcia wtórne V_1 i V_2 są dostatecznie duże i pojemność kondensatora C odpowiednia, to ładowanie i rozładowanie jego może być całkowite. Ładunek w tym wypadku będzie $Q = C E_0$ i średni prąd z baterji $I = C E_0 f$. Jeżeli C i E_0 są stałe, to prąd jest proporcjonalny do mierzonej częstotliwości i miliamperomierz może być wywzorcowany bezpośrednio w okresach na sekundę.

W układzie praktycznym przed transformatorem jest jeszcze dwustopniowy wzmacniacz transformatorowy z regulacją siły, przyczem używane są dwa komplety transformatorów: jeden dla częstotliwości 20—300 okr./sek i drugi dla 200—10 000. Pojemność kondensatora C zależy od danych układu. Wynosiła ona 0,05 μF dla częstotliwości 20—300 i 0,003 μF dla 200—10 000. Jeżeli zakresy są mniejsze, może być ona oczywiście ściślej dobrana. W tym wypadku amplituda V_1 i V_2 nie ma większego znaczenia nawet w granicach od jednego do kilkuset woltów. Harmoniczne nie mają większego wpływu z wyjątkiem wypadku, kiedy krzywa jest tak zniekształcona, że prąd odwraca się więcej, niż dwa razy w ciągu jednego okresu podstawowego. Niedokładne wskazania będą również, gdy połówki okresu drgań różnią się znacznie co do czasu trwania. W tym wypadku może się zdarzyć, że kondensator nie będzie miał czasu do naładowania się lub rozładowania. Oba te ostatnie wypadki rzadko jednak zachodzą w praktyce.



Rys. 1.

Zakres przyrządu przez odpowiednie dobranie elementów układu, może być rozszerzony do kilkudziesięciu tysięcy okresów. Przez skompensowanie prądu płynącego

przez miliamperomierz i użycie czulszego przyrządu można uzyskać dużą czułość dla małych zmian częstotliwości. Można na przykład swobodnie zauważyć odchylenie o 0,01 okresu przy 50 okr./sek. Częstościomierz może być użyty dla fal gasnących lub modulowanych. Kalibrowanie jego odbywa się przez porównienie z widelkami stroikowymi.

Przyrząd ten może być również użyty dla zmierzenia bardzo małych pojemności rzędu setnych μF . Może to być zrobione w następujący sposób: mierzy się częstotliwość dudnień dwu heterodyn, następnie łączy się nieznaną pojemność równolegle do kondensatora jednego z generatorów wielkiej częstotliwości. Ze zmiany częstotliwości dudnień można obliczyć nieznaną pojemność. Metoda ta została z powodzeniem użyta do pomiaru pojemności międzyelektrodowych lamp ekranowanych.

K. Lewiński.

Wyrażenie liczbowe selektywności.

(R. T. Beatty, *Experimental Wireless*, Vol. VII, Nr. 82, 1930 r.).

Rozważając selektywność obwodu strojonego, stwierdza się zazwyczaj, że dla pewnego odchylenia od częstotliwości własnej natężenie prądu, płynącego w obwodzie, spada, powiedzmy, do $1/10$ wartości, odpowiadającej rezonansowi. Można zatem pojmować selektywność jako stosunek wspomnianego odchylenia do częstotliwości rezonansowej; jeśli więc ta ostatnia wynosi 1 000 kilocykli, a zmiana o 10 kilocykli powoduje zmniejszenie prądu do $1/10$ wartości pierwotnej, to selektywność może być określona przez liczbę $10 : 1000 = 0,01$. Jednakowoż tego rodzaju definicja jest niewłaściwa, gdyż rozważany stosunek maleje, gdy selektywność wzrasta. Szkopuł ten daje się łatwo usunąć przez odwrócenie stosunku. Dalsze równania wykażą, że ta nowa definicja Beatty'ego pozwala w sposób bardzo prosty obliczyć selektywność jedno i wieloczołnowych wzmacniaczy.

Niech będzie układ szeregowy, złożony z pojemności C , indukcyjności L i oporności R , zasilany przez generator o częstotliwości f , podczas gdy częstotliwość własna układu jest f_0 . Impedancja tego układu wyraża się wzorem:

$$R \left[1 + 4 m^2 \frac{\partial f^2}{f_0^2} \right]^{\frac{1}{2}},$$

gdzie $m = \frac{L \omega_0}{R}$ jest współczynnikiem przepięcia.

Ta część całkowitego napięcia, która występuje na zaciskach cewki, przedstawia stosunek impedancji cewki do impedancji całkowitej obwodu. Gdy w grę wchodzi drobne odchylenie (∂f) od częstotliwości rezonansu, impedancja cewki jest praktycznie niezmienna, to też wspomniane napięcie jest odwrotnie proporcjonalne do impedancji całkowitej. Jeśli teraz na osi rzędnych odłożymy wartości względne napięcia cewki, t. j. $\frac{1}{\left[1 + 4 m^2 \frac{\partial f^2}{f_0^2} \right]^{\frac{1}{2}}}$ a na osi odciętych

iloczyn $m \frac{\partial f}{f_0}$, otrzymamy krzywą rezonansu, która wskazuje, że interesujące nas napięcie osiąga $1/10$ wartości, jaką posiadało w przypadku rezonansu ($\partial f = 0$), gdy $m \frac{\partial f}{f_0} = 5$ t. j. gdy $\frac{f_0}{\partial f} = 0,2 m$. Oznaczając tę szczególną wartość ∂f przez Δf , można napisać:

wyrażenie liczbowe selektywności $= \frac{f_0}{\Delta f} = 0,2 m$.

Wzór ten jest słuszny również i w odniesieniu do strojonych obwodów anodowych lamp wzmacniających wielkiej częstotliwości, przyczem należy uwzględnić wpływ oporności wewnętrznej lampy na współczynnik m .

Oporność wewnętrzna R_i jest równolegle złączona ze strojonym obwodem anodowym, można ją jednak zastąpić przez równoważną oporność szeregową, której wartość wynosi $\frac{L^2 \omega^2}{R_i}$. W tych warunkach oporność obwodu jest:

$$R + \frac{L^2 \omega^2}{R_i} = R \left[1 + m \cdot \frac{L \omega}{R_i} \right],$$

wskutek czego współczynnik m przybiera wartość m' :

$$m' = \frac{m}{1 + m \frac{L \omega}{R_i}}$$

Jeśli zaś obwód strojony sprzężony jest z obwodem anody za pośrednictwem transformatora wielkiej częstotliwości o przekładni $1:n$, współczynnik m' równa się:

$$m' = \frac{m}{1 + m \frac{L \omega}{n^2 R_i}}$$

Ze wzorów ostatnich widać, że współczynnik m' (a więc i selektywność) wzrasta wraz ze zwiększeniem się oporności wewnętrznej lampy. Rozwijając podaną metodę w odniesieniu do wzmacniaczy wielkiej częstotliwości, złożonych z kilku członów, łatwo wyprowadzić wzory na selektywność, które gwoi jasności zostały zgrupowane w poniższej tabeli:

Ilość członów	Ilość obwodów strojonych	Wyrażenie liczbowe selektywności
0	1	$0,2 \cdot m$
1	2	$0,667 \cdot [m_1 \cdot m_2]^{\frac{1}{2}}$
2	3	$1,05 \cdot [m_1 \cdot m_2 \cdot m_3]^{\frac{1}{3}}$
3	4	$1,36 \cdot [m_1 \cdot m_2 \cdot m_3 \cdot m_4]^{\frac{1}{4}}$
4	5	$1,63 \cdot [m_1 \cdot m_2 \cdot m_3 \cdot m_4 \cdot m_5]^{\frac{1}{5}}$

Inż. Al. Launberg.

BIBLIOGRAFJA

Radjotechnika. Dr. Inż. Janusz Groszkowski, Profesor Politechniki Warszawskiej. 1932 r. Warszawa. Nakładem autora, Warszawa, Zimorowicza 5, Cena 40 zł.

W ostatnich dniach ukazało się nowe, wyżej wymienione dzieło prof. J. Groszkowskiego. Jest to skrypt litografowany zawierający kurs, wykładany przez autora, objęty Katedrą Radjotechniki w Politechnice Warszawskiej. Nazwisko autora, znanego radjospecjalisty polskiego, pierwszego profesora radjotechniki w Polsce, dyrektora Instytutu Radjotechnicznego, autora znanego dzieła „Lampy katodowe” jest znane wszystkim radjotechnikom w Polsce.

W obszernym wstępie autor szczegółowo omawia radjokomunikację jako przedmiot radjotechniki i rozpatruje podział całego kursu na zasadnicze części składowe, obejmujące całkowity system radjokomunikacji. Ponieważ zaś mamy cały szereg układów i przyrządów, odgrywających dominującą rolę i stosowanych na wszystkich etapach radjokomunikacji, tak po stronie nadawczej jak również odbiorczej, autor omawia je oddzielnie. Są to przede wszystkim amplifikatory, układy generacyjne i t. p. oraz wogóle obwody wielkiej częstotliwości i ich specjalne własności.

Temu wszystkiemu autor poświęca pierwszą część swego kursu, rozdziały I—V oraz rozdział IX. Szczególnie obszernie są omówione same lampy katodowe (stron 144), generatory lampowe (128 stron) oraz różnego typu amplifikatory (80 stron).

Dalej następują urządzenia nadawcze lampowe, jak również nielampowe (iskrowe, łukowe, alternatory wielkiej częstotliwości) oraz pomocnicze, służące do specjalnych rodzajów nadawania (manipulacyjne i modulacyjne). Dział ten jest zilustrowany opisem szeregu działających w Polsce radiostacji różnej mocy od 5 do 200 kW różnych typów, z podaniem układów montażowych i charakterystycznych danych liczbowych.

Obszernie omówiony jest dział anten (123 strony) oraz rozchodzenie się fal w przestrzeni.

Następnie dwa rozdziały kursu traktują o odbiorze wogóle i o odbiornikach (48 stron). Ten ostatni rozdział jest ilustrowany na końcu opisem szeregu układów odbiorników różnych typów, znów z podaniem rzeczywistych układów montażowych oraz charakterystycznych danych liczbowych.

Ostatnie dwa rozdziały kursu traktują o radjogonometrii oraz o pomiarach radjotechnicznych. W tym ostatnim rozdziale szczegółowo jest omówiona sprawa badania odbiorników.

Tak przedstawia się treść tego obszernego dzieła, zawierającego 890 stron z 655 rysunkami i tablicami.

Dzieło to stanowi bardzo poważny przyczynek w literaturze naukowo-technicznej oraz pedagogicznej i wypełnia lukę, która istniała w naszej literaturze radjotechnicznej. Z wielką korzyścią dla siebie przestudjuje tę książkę nie tylko student politechniki, dla którego jest ona w pierwszym rzędzie przeznaczona, lecz i każdy nawet wysoko kwalifikowany radjospecjalista.

D. M. Sokolcow.

KOMUNIKAT ZARZĄDU SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ SEP.

W miesiącu styczniu r. b. odbędą się w lokalu SEP, ul. Królewska 11, następujące zebrania odczytowe Sekcji:

W ś r o d ę d n. 13 s t y c z n i a — Inż. *Wacław Rabęcki*, Dyrektor Radjostacji Raszyńskiej wygłosi odczyt na temat „*Urządzenia techniczne Radjostacji Raszyńskiej*”.

W ś r o d ę d n. 27 s t y c z n i a — Inż. *S. Wolski* i inż. *J. Goldfeld*, asystenci Instytutu Radjotechnicznego, wygłoszą odczyt na temat: „*O pomiarach natężenia pola fal elektromagnetycznych*”.

Po odczytach nastąpi dyskusja. Początek odczytów o godz. 20-ej.