

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGLASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH
Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok IX.

1 Grudnia 1931 r.

Zeszyt 23—24

Redaktor por. STEFAN JASIŃSKI.

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

S O M M A I R E.

Filtres de haute fréquence à deux circuits couplés (à suivre) par J. Plebański I. E. Dans la première partie l'auteur à 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 selectivité de ces filtres est bien limité quoique superieur à un circuit.

L'impédance du générateur à lampes pour la fréquence de modulation (fin) par le Prof. Dr. J. Groszkowski. L'auteur considère l'impédance du générateur à lampes par rapport au modulateur dans le système de modulation de la tension anodique (p. ex. dans le schéma de Heising). Il démontre que cette impédance est complexe; ses composantes (réelle — positive et imaginaire — négative) étant fonctions de la fréquence de modulation. Enfin, il donne la solution théorique et verification expérimentale de ce phénomène ainsi que les conclusions pour la pratique.

Revue documentaire; Bulletin.

FILTRY WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI.

CZĘŚĆ II.

(Filtry dwuobwodowe)

Inż. Józef Plebański.

W części I, którą ogłosiłem na powyższy temat w 1930 r.*), podałem cały szereg krzywych w celu wyjaśnienia zasadniczych właściwości filtrów.

W części niniejszej podaję teorię i wyniki praktyczne, otrzymywane z filtrami dwuobwodowymi.

Filtry tego rodzaju są obecnie bardzo często spotykane, przytem praktycznymi okazały się tylko filtry przedstawione na rys. 17, 18 i 19.

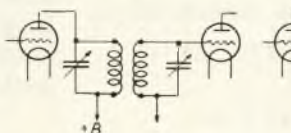
Filtr 17 jest filtrem o sprzężeniu indukcyjnym. Filtr z rys. 19 jest filtrem o sprzężeniu pojemnościowym, natomiast na rys. 18 widzimy filtr o sprzężeniu bezpośrednio - indukcyjnym.

Filtry według rys. 17 znane są w radiotechnice już dosyć dawno, również i filtry z rys. 18 i 19. Te ostatnie zostały w Ameryce zastosowane przez Vreeland'a (1927 r.), choć zasadniczo były znane już dawniej (p. Electrical Engineers data Books vol. III — Radio Engineering — E. B. Wedmore. I. H. Reyner 1925 r. str. 76). Jeszcze dawniej były znane filtry przedstawione na rys. 20 i 21. Filtry te w radiotechnice jednak zastosowania nie znalazły, prawdopodobnie z tego powodu, że dają one tłumienie ok. 12 db (4 razy), znaczy to, że przy dwóch stopniach wzmocnienia (t. j. przy trzech filtrach) otrzymamy tłumienie ok. 36 db. (64 razy). Tego rodzaju strata jest zbyt dużą i nawet stosowanie lamp o bardzo dużym wzmocnieniu nie może

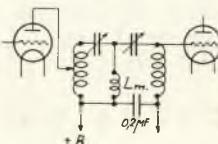
jej w sposób ekonomiczny powetować. Filtry te (rys. 20 i 21) zostały wynalezione przez Campbella w 1918 r. (w Ameryce).

Wobec powyższego w artykule niniejszym omówię właściwości jedynie filtrów dwuobwodo-

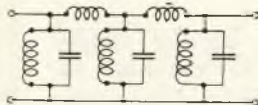
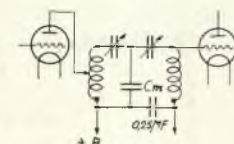
Rys. 17.



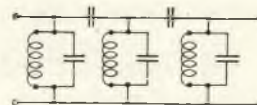
Rys. 18.



Rys. 19.



Rys. 20.



Rys. 21.

wych, przedstawionych na rys. 17, 18 i 19 (a także filtru kombinowanego).

Właściwie mówiąc, wspomniane trzy typy filtrów przedstawiają jedno i to samo, a mianowicie dwa obwody sprzężone.

Różnica między nimi polega na tem, że na rys. 17 mamy sprzężenie indukcyjne, na rys. 18 sprzężenie bezpośrednio - indukcyjne i na koniec na rys. 19 sprzężenie pojemnościowe.

O ile sprzężenie w powyższych filtrach osiąga pewne granice, krzywa rezonansu ulega zniekształceniu i w rezultacie powstaje na czubku krzywej coś w rodzaju siodła. Krzywa rezonansu posiada dwa maksyma (rys. 22).

*) Cz. I patrz Przegl. Radjot. VIII z 9—10 z dn. 1.V. 1931 r. str. 41.

Szerokość wstęgi b_w (rys. 22).

Jeżeli samoindukcje i pojemności obwodów są równe (jak zwykle się robi), to szerokość wstęgi można określić w następujący sposób:

a) dla sprzężenia indukcyjnego (rys. 17)

$$b_w = \omega_2 - \omega_1; \quad \omega_1 = \frac{\omega}{\sqrt{1+K}}; \quad \omega_2 = \frac{\omega}{\sqrt{1-K}}$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}; \quad K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{M}{L}$$

Przykład:

$$C_1 = C_2 = 200 \text{ cm} \quad L_1 = L_2 = 315\,000 \text{ cm}$$

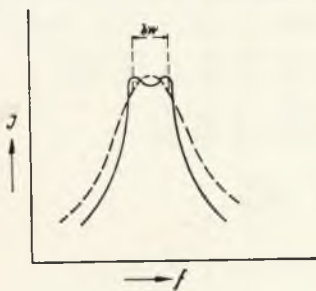
$$\lambda_{rez} = 500 \text{ m (500 KC)}$$

$$K = 0,015 = 1,5\%$$

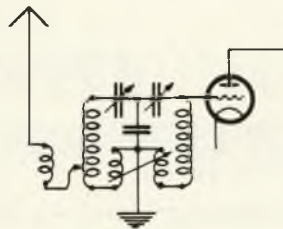
$$\omega_1 = 2\pi \cdot 595\,000; \quad \omega_2 = 2\pi \cdot 605\,000$$

$$b_w = 605\,000 - 595\,000 = 10\,000 \text{ okresów} = 10 \text{ KC}$$

Ciekawym jest zbadać, co będzie, gdy obydwie cewki zmieniając pojemności C_1 i C_2 dostroimy do fali krótszej np. 250 m (1200 KC).



Rys. 22.



Rys. 23.

Ponieważ L i K pozostaną te same, łatwo obliczymy, że szerokość wstęgi będzie wtedy 20 KC, a zatem na krótszych falach schemat taki będzie miał zbyt szeroką wstęgę lub inaczej mówiąc będzie za mało selektywnym.

b) dla sprzężenia bezpośrednio - indukcyjnego (rys. 18) otrzymamy: oznaczając samoindukcję sprzęgającą (t. j. środkową) przez L_m

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{(L+3L_m)C}}$$

Schemat ten, podobnie jak schemat czysto-indukcyjny (rys. 17) będzie miał szerszą wstęgę na krótkich falach niż na długich.

W praktyce radjotechnicznej byłoby raczej pożądanym, żeby szerokość wstęgi była mniejszą na krótkich falach i większą na długich, gdyż zniekształcenia na skutek ucinania modulowanych wstęg występują silniej na długich falach niż na krótkich. Z powyższych względów lepszym jest schemat ze sprzężeniem pojemnościowym.

c) dla sprzężenia pojemnościowego (rys. 19) oznaczając sprzęgającą pojemność przez C_m otrzymamy (przy $L_1 = L_2 = L$ i $C_1 = C_2 = C$)

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \sqrt{\frac{2C+C_m}{C_m}} =$$

$$= \omega_1 \sqrt{\frac{2C+C_m}{C_m}}$$

Przykład:

$$C_1 = C_2 = 200 \text{ cm} \quad C_m = 10\,000 \text{ cm} \quad L_1 = L_2 = 315\,000 \text{ cm}$$

$$\lambda_{rez} = 500 \text{ m (600 KC)}$$

wtenczas $\omega_1 = 2\pi \cdot 600$

$$\omega_2 = 2\pi \cdot 610$$

$$\text{t. j. } b_w = 610 - 600 = 10 \text{ KC.}$$

przy dostrojeniu na falę

$$\lambda = 250 \text{ m (t. j. } C_1 = C_2 = 50 \text{ m)}$$

otrzymamy

$$b_w = 4 \text{ KC}$$

Z powyższego widzimy, że filtr taki zachowuje się odwrotnie niż filtr indukcyjny.

L. E. T. Branch (Wireless World 28 January 1931) podaje następujący wzór dla obliczenia szerokości wstęgi

$$b_w = \frac{\sqrt{Y^2 - r^2}}{2\pi L}$$

We wzorze tym Y oznacza oporność względną sprzężenia t. j. przy sprzężeniu indukcyjnym $Y = \omega M$ przy sprzężeniu bezpośrednio-indukcyjnym $Y = \omega L_m$, przy sprzężeniu pojemnościowym $Y = \frac{1}{C_m \omega}$; r oznacza oporność szeregową każdej cewki, przyjmując że obydwie cewki są jednakowe.

Przy zwiększeniu częstotliwości wzrost oporności r^2 może częściowo kompensować wzrost sprzężenia Y^2 i w ten sposób rozbieżność szerokości wstęgi na różnych falach może być mniejszą.

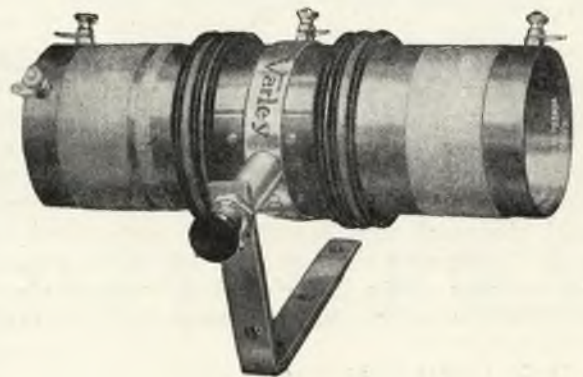
Filtr kombinowany indukcyjno - pojemnościowy (rys. 23).

W celu zapewnienia równej szerokości wstęgi na całym zakresie fal (np. od 200 do 600 m i od 1 000 do 2 000 m), skonstruowano filtr przedstawiony schematycznie na rys. 23. Filtr taki posiada równą selekcję na całym zakresie fal.

Praktyczne wykonanie takiego filtra widzimy na rys. 24. Filtry tego rodzaju produkuje firma angielska Varley i jak twierdzą znawcy stanowią one maksimum tego, co można z dwóch obwodów otrzymać. Jako filtr wejściowy odbiornika lampowego, zdaje się, że rozwiązanie Varley'a narazie jest rzeczą bardzo wartościową.

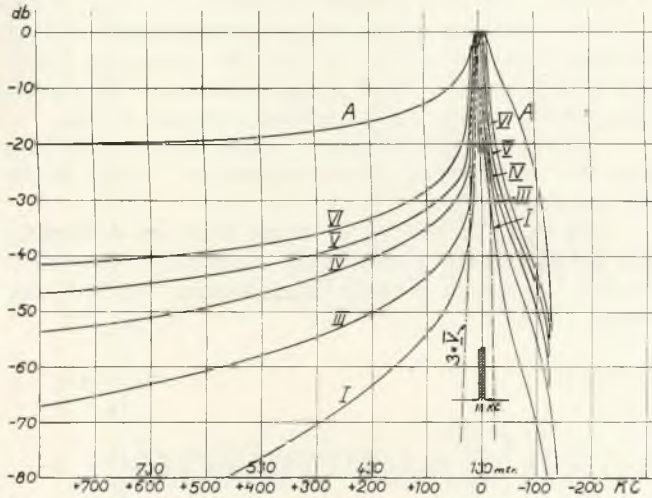
Filtry wstęgowe (dwuobwodowe) i selekcja.

Filtry wstęgowe powstały na skutek potrzeby przeciwdziałania zniekształceniom, wywoływanym przez zbyt ostre krzywe rezonansu t. j. w odbiornikach o dużej selektywności. O ile odbiornik nie jest selektywnym, jego krzywe rezonansu są o tyle płaskie, że niema zupełnie potrzeby stosowania filtrów wstęgowych. Z tego powodu jasnym jest,



Rys. 24.

że filtry wstępowe tylko wtedy mogą mieć praktyczne zastosowanie, o ile są dostatecznie selektywne. W celu wyjaśnienia powyższego pozwałam sobie zwrócić uwagę na krzywe podane na rys. 25.



Rys. 25.

Krzywe przedstawione na rys. 25 są temi samymi krzywymi, które w pierwszej części niniejszego artykułu zostały przedstawione na rys. 16, jednakże dla porównania selekcji wszystkie czubki krzywych zostały umieszczone na linii zerowej (w decibelach).

W ten sposób dokładnie możemy porównać ile jaka krzywa wprowadza tłumienia dla przeszkadzającej częstotliwości leżącej poza rezonansem, względnie za żadaną wstęgą częstotliwości, które chcemy przyjąć.

Wszystkie krzywe zostały zdjęte dla schematu według rys. 17, zmieniając odległość między cewkami! t. j. osłabiając sprzężenie między nimi.

Rys. 16 (część I) przedstawia dokładnie, co się dzieje z czubkiem krzywej i ze wzmacnieniem. Rys. 25 przedstawia części krzywej leżące daleko poza rezonansem i właściwie daje wyobrażenie o selekcji obwodów.

Jeżeli sprzężenie między cewkami powiększamy, natenczas powstaje zjawisko podwójnego rezonansu, otrzymujemy prostokątny czubek, jednakże selekcja znacznie spada, widzimy to jasno na rys. 25.

Obydwie cewki (400 — 500 zwojów) za pomocą kondensatorów były dostrojone do fali 2 300 m.

Jeżeli zamiast dwóch obwodów strojonych weźmiemy jeden obwód strojony anodowy, sprzężony pojemnościowo z lampą detektorową, to oczywiście otrzymamy większe wzmacnienie (ok. 6 db), jednakże selekcja będzie znacznie gorszą. Odpowiednią krzywą rezonansu (A) widzimy na rys. 25.

Z powyższego wynika, że filtr wstępowy jako taki jest więcej selektywnym niż zwykły obwód anodowy (gdyż dwa obwody zwykle są więcej selektywne niż jeden).

Krzywa V (rys. 25) posiada zupełnie to samo wzmacnienie (p. rys. 16) co krzywa IV, jednakże tłumienie przeszkadzających fal w krzywej IV jest większe o jakie 6 do 8 db.

Najwięcej selektywną jest krzywa I, chociaż przy niej tracimy na wzmacnieniu ok. 9 db (ok. 3 razy). Przy rozstrojeniu o 150 KC krzywa IV daje tłumienie 40 db (100 razy), tymczasem krzywa I daje 60 db (t. j. 1000 razy).

Krzywa $3 \times V$ przedstawia kaskadę z 3 filtrów, dających pojedynczo krzywą rezonansu V. Krzywa ta, posiadając czubek o szerokości 17 KC przy rozstrojeniu o 25 KC, daje tłumienie 40 db (100 razy), a zatem kaskada z 3 takich filtrów nie jest zbyt selektywną.

Idealnym filtrem byłby właściwie dopiero filtr dający przy rozstrojeniu o 9 KC — tłumienie 60—80 db. Przy zastosowaniu filtrów dwuobwodowych względnie trzykrotnej kaskady takich filtrów, widzimy jak daleko jesteśmy od tego ideału.

Selektywność filtru w zależności od oporności cewek, ich sprzężenia, pojemności i samoindukcji.

Na rys. 26 mamy zwykły filtr indukcyjny. Przyjmując, że w pierwszym obwodzie mamy siłę elektromotoryczną $E_1 \sin \omega t$ z odpowiednich równań różniczkowych, możemy obliczyć

prąd w pierwszym obwodzie

$$I_1 = E_1 \sqrt{\frac{Z_2^2 + R_2^2}{[Z_1 Z_2 - (R_1 R_2 + M^2 \omega^2)]^2 + [R_1 Z_2 + R_2 Z_1]^2}}$$

prąd w drugim obwodzie

$$I_2 = \frac{E_1 \omega M}{\sqrt{[Z_1 Z_2 - (R_1 R_2 + M^2 \omega^2)]^2 + [R_1 Z_2 + R_2 Z_1]^2}}$$

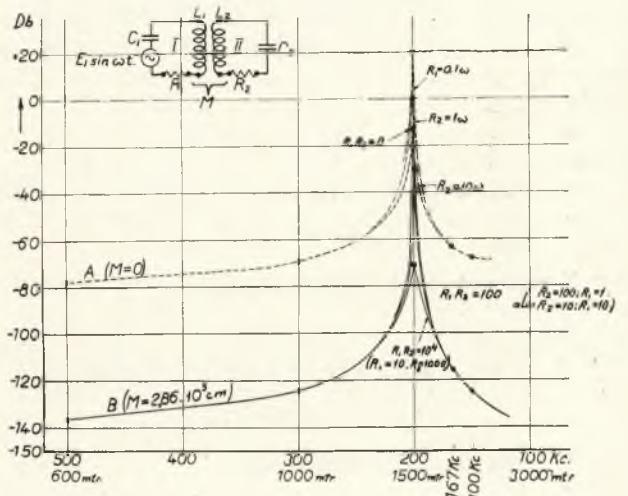
we wzorach powyższych oznaczają

$$Z_1 = L_1 \omega - \frac{1}{\omega C_1}; \quad Z_2 = L_2 \omega - \frac{1}{\omega C_2}$$

Przyjmując, że obydwa obwody znajdują się w rezonansie, t. j. że $Z_1 = 0$ i $Z_2 = 0$, otrzymamy wzory uproszczone

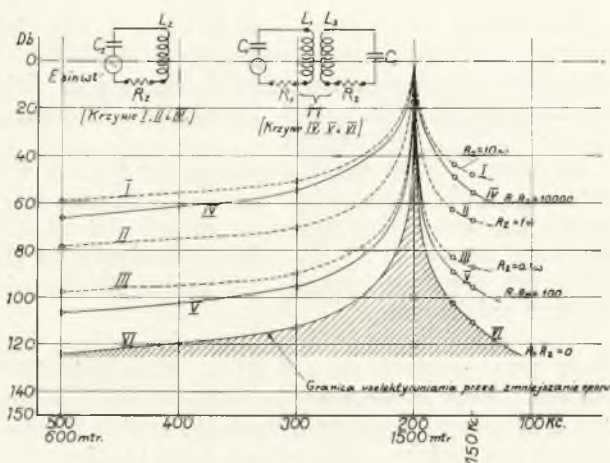
$$I_1 = \frac{E_1 R_2}{R_1 R_2 + M^2 \omega^2}$$

$$I_2 = \frac{E_1 \omega M}{R_1 R_2 + M^2 \omega^2}$$



Rys. 26.

W układach lampowych interesuje nas głównie napięcie na zaciskach kondensatora C_2 (rys. 26), t. j. napięcie, które otrzymamy na siatce lam-



Rys. 27.

py katodowej połączonej z obwodem II. Napięcie to równa się

$$E_{c2} = \frac{I_2}{\omega C_2}$$

a zatem, jeżeli narysujemy krzywe $I_2 = f(\omega)$ będziemy mieli wyobrażenie o selektywności filtru. Krzywe takie widzimy na rys. 26, przyczem krzywe kropkowane są krzywami rezonansu dla obwodu pojedynczego. Linja zerowa oznacza 1 mA.

Krzywe narysowane pełną linią oznaczają krzywe rezonansu dwóch obwodów, czyli filtru dwuobwodowego.

Na rys. 27 mamy te same krzywe, jednakże dla łatwiejszego porównania selekcji wszystkie czubki krzywych zostały umieszczone na linii zerowej (0 db). (c. d. n.)

OPORNOŚĆ GENERATORA LAMPOWEGO DLA CZĘSTOTLIWOŚCI MODULUJĄCEJ.

Prof. Dr. Janusz Groszkowski.

(Dokończenie).

Równanie (28) jest jednocześnie równaniem obwiedni przebiegów prądowych w obwodzie anodowym lampy, a więc odtwarza w pewnej skali np. w skali „p” równanie prądu anodowego tętniącego z częstotliwością modulacji ω .

Prąd ten może być przedstawiony w postaci

$$i_m = I_{m0} + \bar{I}_m \sin(\omega t + \psi) \quad (29)$$

Przez porównanie (29) z (28) i uwzględnienie równań (24) oraz (16) otrzymamy po przekształceniach

$$I_{m0} = \frac{P}{\rho} \left[V_{a0} + KV_{s0} + KV_s \frac{s}{s+r_0} \right] \quad (30)$$

$$\bar{I}_m = \frac{P}{\rho} \bar{V}_m \left[1 - \frac{KV_s \sqrt{(xs)^2 + (r^2 + x^2 + sr)^2}}{V_{a0} (s+r)^2 + x^2} \right] \cos \varphi \quad (31)$$

oraz

$$\text{tg } \psi = \frac{\text{tg } \varphi}{1 - \frac{KV_s \sqrt{(xs)^2 + (r^2 + x^2 + sr)^2}}{V_{a0} (s+r)^2 + x^2}} - 1 \quad (32)$$

Z równań (31) i (32) wyrazimy

$$z_m = \frac{\bar{V}_m}{\bar{I}_m} = \frac{\rho}{p} \frac{1}{1 - \frac{KV_s \sqrt{(xs)^2 + (r^2 + x^2 + sr)^2}}{V_{a0} (s+r)^2 + x^2}} \cos \varphi \quad (33)$$

Wprowadzając oznaczenia

$$\frac{\rho}{p} = a \quad \frac{KV_s}{V_{a0}} = b \quad (34)$$

oraz wyrażając $\cos \varphi$ przez x, r, s , równanie (33) i (32) przedstawimy jako:

$$z_m = \sqrt{r_m^2 + x_m^2} = a \cdot \frac{(s+r)^2 + x^2}{[(s+r)^2 + x^2] - b[r^2 + x^2 + rs]} \quad (35)$$

$$\text{tg } \psi = \frac{x_m}{r_m} = \frac{bxs}{[(s+r)^2 + x^2] - b[r^2 + x^2 + rs]} \quad (36)$$

Równania (35) i (36) określają oporność generatora lampowego dla częstotliwości modulacji. Spółczynniki a i b możemy określić w sposób następujący:

Dla rozstrojenia $\Delta \Omega = 0$ oczywiście jest

$$r = r_0 \text{ oraz } x = 0 \quad (37)$$

Wówczas z (35) i (36) otrzymujemy

$$r_{m0} = a \frac{1}{1 - b \frac{r_0}{s+r_0}}; \quad x_{m0} = 0 \quad (38)$$

Dla b. dużego rozstrojenia $\Delta \Omega \rightarrow \infty$, staje się $r = 0$ oraz $x = 0$, a przeto wtedy

$$r_{m\infty} = a \quad x_{m\infty} = 0 \quad (39)$$

Zatem mamy z ostatnich zależności

$$a = r_{m\infty} \quad b = \left(1 - \frac{r_{m\infty}}{r_0} \right) \left(1 + \frac{s}{r_0} \right) \quad (40)$$

Jeżeli przypuścimy, że oporność wewnętrzna (przebiegów elektronowych) lampy dla prądów zmiennych s nie zależy od częstotliwości, będzie ona miała tę samą wartość dla pulsacji ω co i dla Ω , a przeto przy włączeniu do obwodu anodowego zamiast obwodu rezonansowego LCR nastrojonego na pulsację Ω_0 , jakiegoś innego obwodu,

nastrojonego na pulsację ω i o oporności pozornej (dla tej pulsacji) równej liczbowo r_0 , wówczas będziemy mieli oczywiście

$$r_{m0} = s + r_0 \dots (41a)$$

oraz

$$r_{m\infty} = s \dots (41b)$$

Przezo z równania (40) określimy

$$b = 1 \dots (42)$$

Ostatecznie więc, po tych przekształceniach, otrzymujemy

$$r_m = (s + r) \sqrt{1 + \left(\frac{x}{s + r}\right)^2} \dots (43)$$

$$x_m = x \sqrt{1 + \left(\frac{x}{s + r}\right)^2} \dots (44)$$

Jeśli $x \ll s + r$, wówczas

$$r_m \cong s + r \quad x_m \cong x \dots (45)$$

Wartości (45) osiągają swe maxima dla r_{max} . Te znów — na zasadzie wzorów (12)

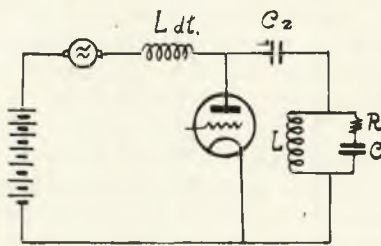
(13) — są

$$\left. \begin{aligned} r_{max} = r_0 = \frac{1}{2C\delta} \text{ dla } \Delta\omega = 0 \\ x_{max} = -\frac{1}{4C\delta} \text{ dla } \Delta\omega = \delta \end{aligned} \right\} \dots (46)$$

Zatem możemy napisać

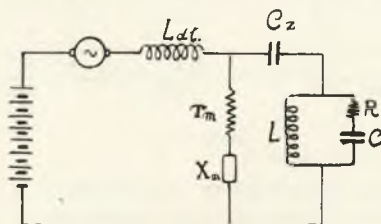
$$\left. \begin{aligned} r_{m\max} = s + \frac{1}{2C\delta} \text{ dla } \omega = 0 \\ x_{m\max} = -\frac{1}{4C\delta} \text{ dla } \omega = \delta \end{aligned} \right\} \dots (47)$$

Przy zasilaniu równoległym generatora — jak ma to zazwyczaj miejsce w systemie Heising'a — (rys. 8) układ równoważny w odniesieniu do modulatora będzie miał postać jak na rys. 9.



Rys. 8.

W tym przypadku wygodniej jest przejść z oporności zespolonej szeregowej (rys. 10a) wyrażonej wzorem (10) na równoległą (rys. 10b).



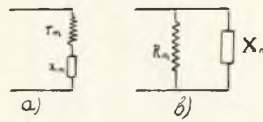
Rys. 9.

Wzory przejścia są tu

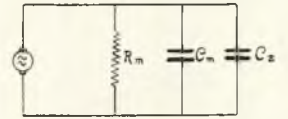
$$R_m = r_m + \frac{x_m^2}{r_m} \dots (48)$$

$$X_m = x_m + \frac{r_m^2}{x_m} \dots (49)$$

Pomijając dla prądów o częstotliwości modulacji oporność pozorną obwodu rezonansowego LCR, jak również oporność pozorną dławika Ldt, jako małe w stosunku do innych oporności, spro-



Rys. 10.



Rys. 11

wadzimy układ rys. 9 w dalszym ciągu do układu, jak na rys. 11, gdzie C_m obliczamy z zależności.

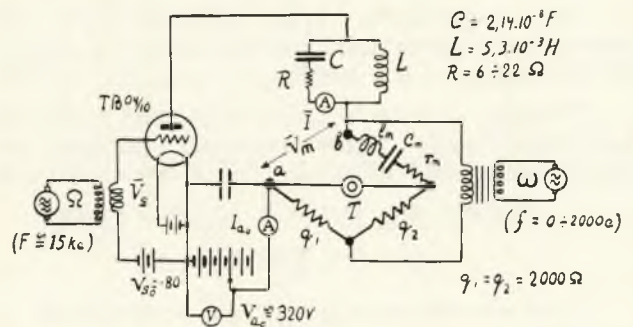
$$\frac{1}{\omega C_m} = X_m \dots (50)$$

Podstawiając do wzorów (48), (49) i (50) wartości z (43), (44) otrzymamy ostatecznie

$$R_m = \left[(s + r) + \frac{x^2}{(s + r)} \right] \sqrt{1 + \left(\frac{x}{s + r}\right)^2} \dots (51)$$

$$X_m = \left[x + \frac{(s + r)^2}{x} \right] \sqrt{1 + \left(\frac{x}{s + r}\right)^2} \dots (52)$$

Wyniki doświadczenia. W celu doświadczalnego sprawdzenia powyższych rozważań zestawiono układ pomiarowy według schematu rys. 12*).



Rys. 12.

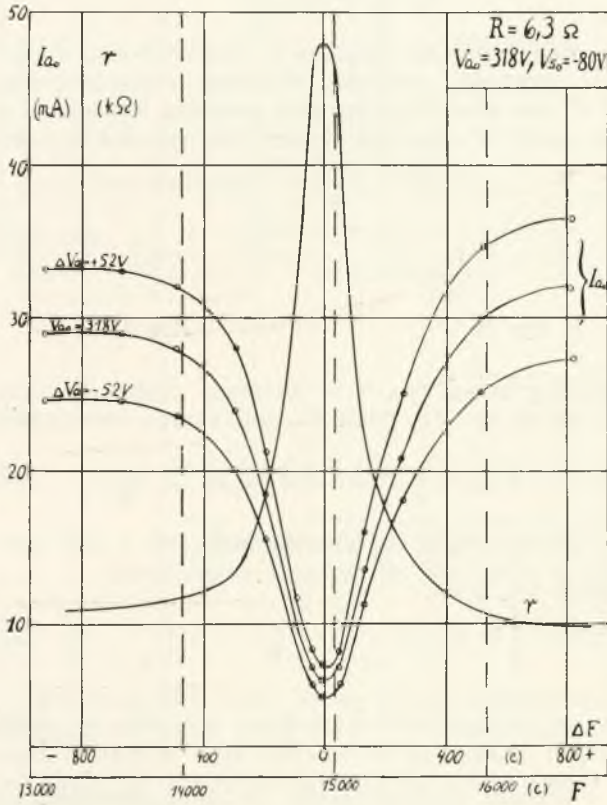
Zastosowano tu generator o wzbudzeniu obcem z zasilaniem obwodu anodowego szeregowym, dla uniknięcia komplikującego wpływu dławika w. cz. Modulacja (anodowa) jest tu również szeregową dla tych samych względów (bez dławika m. cz.). Układ generacyjny (na lewo od ab) stanowi jedną z gałęzi mostka q_1, q_2, c_m, l_m, r_m pozwalającego na pomiar — w różnych warunkach pracy i dla dowolnej częstotliwości modulującej ω — oporności zespolonej układu generacyjnego, określonej równaniem (2):

$$z = r_m + j x_m$$

$$r_m = f(\omega) \quad x_m = f(\omega)$$

*) Przy przeprowadzaniu doświadczeń pomagał mi asystent I. p. B. Ryniejski.

Ten sam układ pozwala również na zdejmowanie statycznych charakterystyk modulacji, a więc na określenie zależności przedstawionych na rys. 1 i 3.



Rys. 13.

Dla zdejmowania tych ostatnich (rys. 3), częstotliwość generatora wzbudzającego Ω mogła być zmieniana o $\Delta\Omega$ w granicach $\pm\omega_{max} \cong \pm 12\,000$.

W celu uniknięcia niepożądanych wpływów pojemnościowych przeprowadzono pomiary na częstotliwościach niższych, a mianowicie dla

$$\Omega = 94\,000 \text{ (} F \cong 15 \text{ kc)} \text{ i } \omega = 0 \div 12\,000 \text{ (} f = 0 \div 2\,000 \text{ c.)}$$

Dane obwodu rezonansowego, nastrojonego na Ω , były:

$$C = 2,14 \cdot 10^{-8} \text{ F} \quad L = 5,3 \cdot 10^{-3} \text{ H}$$

$$R' = 6,3 \Omega$$

$$\text{wzgl. } R'' = 22,3 \Omega$$

Zastosowana lampa TB 04/10 pracowała przy napięciu anodowym $V_{a0} = 320 \text{ V}$ i przy napięciu siatki $V_{s0} = -80 \text{ V}$.

Pomiary uskutecznił dla dwóch różnych wartości oporności R obwodu rezonansowego:

$$R' = 6,3 \Omega \text{ oraz } R'' = 22,3 \Omega \text{ czemu odpowiada:}$$

$$\delta' = 0,6 \cdot 10^3 \quad \delta'' = 2,1 \cdot 10^3$$

$$r'_0 = 39 \text{ k}\Omega \quad r''_0 = 11 \text{ k}\Omega$$

Krzywe statyczne prądu anodowego I_{a0} w zależności od rozstrojenia $\Delta\Omega$, zdjęte dla trzech napięć anodowych, podane są na rys. 13 i 14. Na

ich zasadzie wykreślona została krzywa $r_a = f(\Delta\Omega)$, obliczona na podstawie wzoru

$$r_a = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a} \quad (\Delta V_a = 52 \text{ V})$$

Przy rezonansie ($\Delta\Omega = 0$) mamy stąd wartości $r'_{a0} = 48 \text{ k}\Omega$ i $r''_{a0} = 23 \text{ k}\Omega$.

Przy znacznym rozstrojeniu (w kierunku $\Delta\Omega \rightarrow \infty$ zwarcie obwodu) jest $r'_{a\infty} = 8 \text{ k}\Omega$, $r''_{a\infty} = 10 \text{ k}\Omega$.

Przyjmijmy przeto — zgodnie z (41b) — średnio

$$r_{m\infty} = r_{a\infty} \cong s = 9 \text{ k}\Omega$$

Będzie zatem z (41a)

$$r_{m0} = r_{a0} = 9 + r_0$$

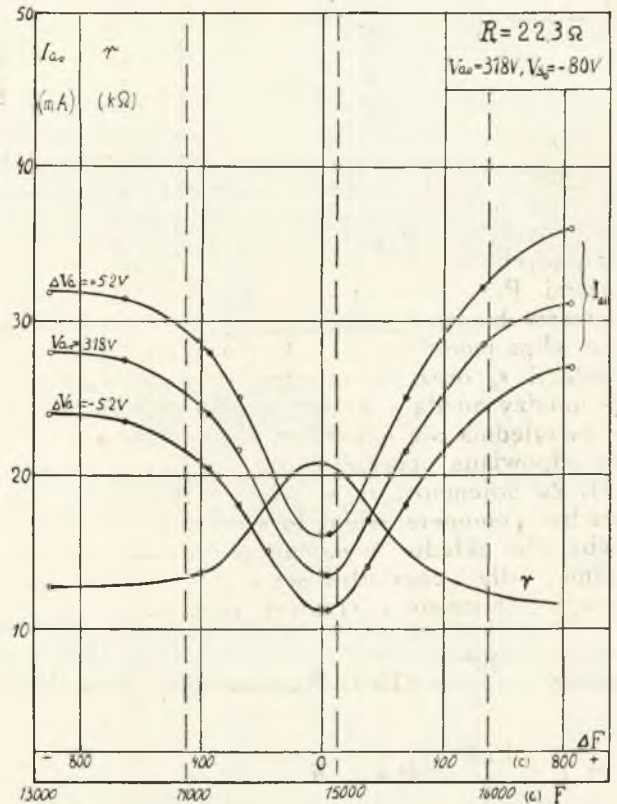
co daje

$$r'_{m0} = 9 + 39 = 48 \text{ k}\Omega$$

$$r''_{m0} = 9 + 11 = 20 \text{ k}\Omega$$

Krzywe zależności (2), otrzymane z pomiaru mostkiem, przedstawione są na rys. 15 i 16. Na tych samych rysunkach wykreślone są jednocześnie krzywe teoretyczne, obliczone na zasadzie wzorów (43) i (44), gdzie przyjęto $s = 9 \text{ k}\Omega$, zaś dla r i x wartości obliczone ze wzorów (12) i (13), przyjmując odpowiednie wartości C i δ (δ' wzgl. δ'').

Krzywe rys. 15 i 16 osiągają swe maxima: krzywa r_m dla $\omega = 0$, krzywe x_m dla $\omega' = 2\pi f' = 700$ oraz $\omega'' = 2\pi f'' = 2\,400$, co ze względu na przybliżenie wzorów (47) można uważać za dostatecznie zgodne z wartościami δ' i δ'' .



Rys. 14.

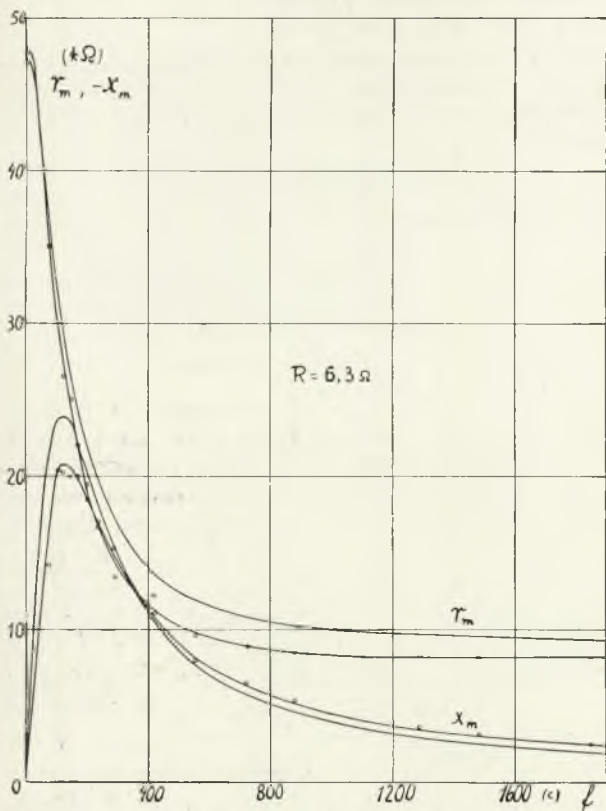
Przebieg zjawiska w generatorze o wzbudzeniu własnym. Uzasadnienie teoretyczne tego zjawiska w generatorze o wzbudzeniu własnym nie jest tak proste. Doświadczenie jednak pokazuje,

iz przebieg jego ma charakter analogiczny tak co do R_m jak i X_m , jak to przedstawiają wykresy rys. 17 otrzymane dla układu z rys. 12, w którym zastąpiono wzbudzenie obce przez własne.

co odpowiada równoległym pojemnościom

$$C'_m = 2,7 \cdot 10^{-8} F$$

$$C''_m = 1 \cdot 10^{-8} F$$

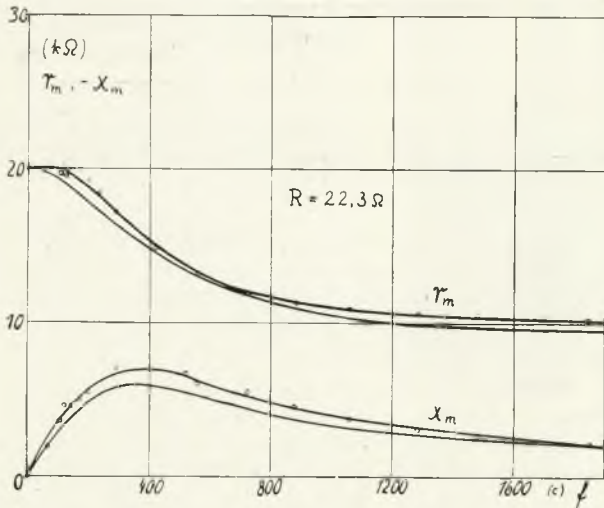


Rys. 15.

Znaczenie praktyczne zjawiska. Opisane zjawisko może odgrywać pewną rolę przy pracy generatorów modulowanych radjofonicznych, pracujących na falach długich oraz radjotelewizyjnych, pracujących wysokimi częstotliwościami modulującymi. Przy projektowaniu bowiem takich modulatorów bierze się pod uwagę — przy wykreślaniu elips modulacji — tylko oporność statyczną modulacji r_0 oraz pojemności statyczne występujące między anodą a katodą lampy modulacyjnej, nie uwzględnia się natomiast tej pojemności C_m , jaka odpowiada oporności urojonej X_m (rys. 10b i 11). Że pojemność ta w wielu przypadkach nie może być pominięta, widać to z jej rzędu wielkości choćby dla układu wykonanego doświadczenia. Istotnie, dla częstotliwości $\omega = \delta$ odpowiednie oporności obliczone z krzywej teoretycznej są:

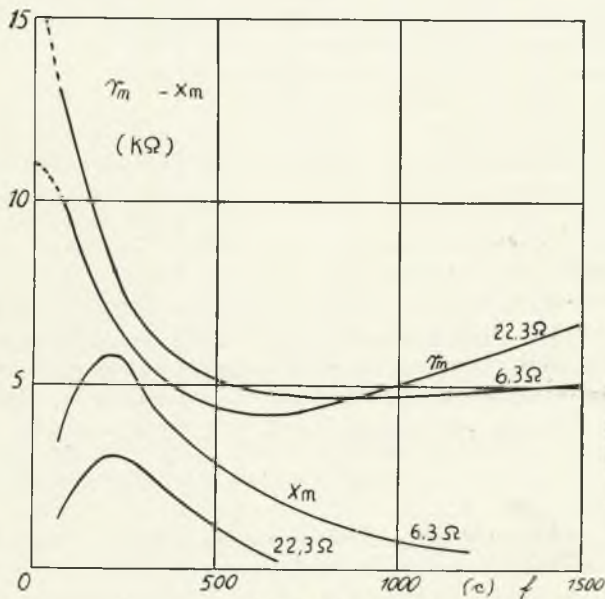
$$X'_m = 24 + \frac{30^2}{24} = 62 k\Omega; R'_m = 30 + \frac{24^2}{30} = 49 k\Omega$$

$$X''_m = 6 + \frac{15,5^2}{6} = 46 k\Omega; R''_m = 15,5 + \frac{6^2}{15,5} = 18 k\Omega$$



Rys. 16.

a więc pojemności rzędu pojemności kondensatora obwodu rezonansowego.



Rys. 17.

STRESZCZENIE.

Przy modulacji generatorów lampowych w układzie Heising'a układ generacyjny w odniesieniu do modulatora zachowuje się jak oporność zespolona, której część rzeczywista i urojona są funkcjami częstotliwości modulującej.

Podane jest teoretyczne uzasadnienie tego zjawiska, wynik doświadczenia potwierdzającego oraz wnioski praktyczne.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Mikrofony kondensatorowe i węglowe — konstrukcja i zastosowanie.

(W. C. Jones. *Bell System Technical Journal*, styczeń 1931).

Mikrofon elektrostatyczny jako taki, był wynaleziony w r. 1881 przez Dolbear'a. Praktyczną konstrukcję, która przetrwała zasadniczo do dziś, opracował Wente w r. 1917.

W pierwszych tego rodzaju mikrofonach, wskutek zbyt dużej masy membrany, naciąg jej musiał być bardzo silny celem uzyskania możliwie największej częstotliwości rezonansu. Oporność mechaniczna była więc duża i wydajność dla danego natężenia siły głosu — mała.

Obecnie zastosowano lekkie membrany ze stopów aluminium. W mikrofonie Westerna (typ 394) membrana jest zrobiona z blaszki (stop aluminium) o grubości 0,03 mm. Częstotliwość rezonansu wynosi około 5000 okresów, poczem następuje silny spadek wydajności. Tą częstotl. rezonansu określa się w sposób następujący: do membrany przykładą się specjalną słuchawkę telefoniczną. Prąd zmienny o częstotliwości akustycznej, przechodzący przez uzwojenia słuchawki, wznieca w membranie mikrofonu prądy wirowe. Siła, rozwijająca się jako skutek reakcji pola magnetycznego, powstałego z działania prądów wirowych oraz pola słuchawki, wprawia membranę w ruch. Częstotliwość rezonansu jest określona przez największą wydajność mikrofonu, zmierzoną woltomierzem lampowym.

Autor opisuje szczegółowo mikrofon wspomnianego wyżej typu, środki ostrożności przeciw zmianom ciśnienia, wilgotności, temperatury i t. p. oraz sposób wzorcowania. Należy przytem zaznaczyć, że żadne wzorcowanie nie może dać dokładnego obrazu pracy mikrofonu w normalnych warunkach pracy, t. j. w studjo.

Pierwsze mikrofony węglowe (Edison 1877), wykonane z grafitu, były bardzo nieczułe i wkrótce potem (Hunnings 1878) podał myśl zastąpienia grafitu sproszkowanym węglem, celem zwiększenia liczby punktów kontaktu. Od tego czasu wprowadzono cały szereg udoskonaleń (specjalny proszek węglowy, warstwy węgla po obu stronach membrany etc.). Autor podaje dokładny opis ostatniego modelu Westerna — 387. Membrana jest z duraluminu o grubości 0,045 mm, złożona w miejscu styku z węglem, celem zmniejszenia oporu kontaktu. Częstotliwość rezonansu jest około 5700 okr./sek. Próby zostały uskutecznione przez porównanie z przewzorcowanym uprzednio mikrofonem kondensatorowym.

Mikrofon węglowy jest wrażliwszy na zmiany temperatury; można tu zaobserwować zjawisko takie, że dana masa sproszkowanego węgla zajmuje różne objętości, zależnie od położenia wzajemnego cząsteczek. Powoduje to zmiany ciśnienia i oporu warstwy węgla. Również zlepianie się ziarenek ma swój wpływ ujemny. Powstaje ono, gdy obwód zostaje przerwany podczas przepływu prądu. Doświadczenie wskazało, że filtr, złożony z dwóch kondensatorów po 2 μ F i trzech cewek opóźniających po 1,5 mH, zabezpiecza mikrofon od tej wady bez powodowania zbyt dużych strat w transmisji.

Starzenia się warstwy węglowej może być spowodowane starciem się cząsteczek lub zbyt niemiernym nagraniem wskutek nadmiernych napięć stykowych. Starzeniu towarzyszy wzrost oporności i zmniejszenie czułości. Celem przeciwdziałania temu należy chronić mikrofon od wstrząsów oraz nadmiernych napięć.

Jakość reprodukcji mikrofonu węglowego nie jest gorsza od kondensatorowego. Poza to wydajność jego jest większa, więc konieczne wzmocnienie — mniejsze. Główną przyczyną ograniczenia jego zastosowania jest t. zw. szmer węglowy. Powodem tego jest ruch ziarenek wskutek nagrzania kontaktów oraz wydzielanie się gazów przy wroście temperatury podczas działania. Te wady powodują, że do reprodukcji o wysokim poziomie używany jest prawie wyłącznie mikrofon kondensatorowy. *K. Lewiński.*

KOMUNIKAT ZARZĄDU SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ SEP.

Dn. 11 listopada b. r. w lokalu SEP., odbyło się zebranie odczytowe, na którym prof. Janusz Groszkowski wygłosił odczyt p. t. „Pomiary częstotliwości i wzorcowanie falomierzy”, jako d. c. sprawozdania z prac Międzynarodowego Komitetu Radjotechnicznego C. C. I. R. w Kopenhadze. Prelegent omówił rodzaje wzorów oraz trudności w ustaleniu częstotliwości. Poza to podał klasyfikację, dopuszczalne tolerancje oraz dokładność szeregu istniejących i rozpowszechnionych falomierzy. Po odczycie wywiązała się dyskusja.

Dn. 25 listopada r. b. w lokalu SEP., odbyło się zebranie odczytowe, na którym mjr. inż. Kazimierz Krulisz wygłosił odczyt p. t. „Zagadnienie rozdziału fal i zmniejszenia wzajemnych przeszkód” jako d. c. sprawozdania z prac Międzynarodowego Komitetu Radjotechnicznego C. C. I. R. w Kopenhadze. Autor omówił rodzaje i przyczyny powstawania przeszkód oraz podał zalecenia C. C. I. R. w celu ich usunięcia. Poza to prelegent przedstawił szczegółowo ostatnie dane z rozchodzenia się fal radjofonicznych. Po odczycie wywiązała się dyskusja.

KOMUNIKAT INSTYTUTU RADJOTECHNICZNEGO W WARSZAWIE.

W dniu 4 listopada w pomieszczeniu Stowarzyszenia Elektryków Polskich (Królewska 11) odbyło się VIII z kolei posiedzenie naukowe Instytutu Radjotechnicznego, na którym pp.: D. Sokolcow i J. Bylewski zreferowali wyniki 3-iej serii badań nad rozchodzeniem się fal krótkich na terenie Europy. Wyniki były ilustrowane; pokazano zapomocą latarni przeszło 30 wykresów i tablic.

Po referacie wywiązała się obszerna i bardzo ożywiona dyskusja, w której brali udział pp.: J. Groszkowski, Jaskólski, K. Krulisz, A. Krzyczkowski, S. Manczarski i inni.

Referat powyższy będzie ogłoszony w „Wiadomościach i Pracach Instytutu Radjotechnicznego”.