

### Prądy elektryczne w obwodach sprzężonych

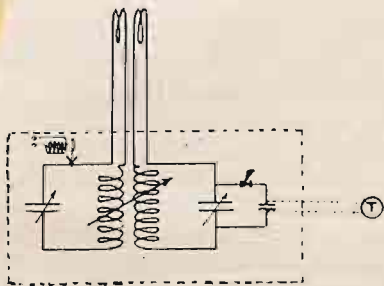
inż. Józef Plebański.

#### CZĘŚĆ II.

(Dalszy ciąg)

Zastosowanie dwóch sprzężonych obwodów dla falomierza.

Jak widać z rys. 2 dla pewnego sprzężenia np.  $\omega M=1$ ,  $k=0,21\%$  krzywa  $I_1^2 \text{eff} \cdot R_1$  w punkcie rezonansu obwodu II-go przecina prawie pod kątem  $90^\circ$  prostą linię  $I_1^2 \text{eff} \cdot R_1 = f(\nu_2)$  dla  $k=0$ . Jeżeli zatem w/g rys. 5 weźmiemy 2 obwody i najpierw dostroimy się na odbieraną falę obwodem I-szym, w którym załączony jest detektor ze słuchawką, a następnie włączymy ob-



Rys. 5.

wód II-gi i puścimy tiker tak, ażeby kilkaset razy na minutę przerywał lub włączał obwód II-gi, natenczas zależnie od ustawienia kondensatora  $C_2$  (dostrojenia II-go obwodu) będziemy słyszeli przerywanie sygnału w telefonie T (zmianie tonu). Przyczyną tego będzie ta okoliczność, że w/g rys. 2 będziemy przeskakiwali z krzywej  $\omega M=0$  na krzywą  $\omega M=1$ . Żadnej zmiany nie będziemy słyszeli jedynie w punkcie, gdzie się te dwie krzywe przecinają i punkt ten będziemy mogli oznaczyć bardzo dokładnie. Jeżeli zatem dostroimy się obwodem I-szym z dokładnością do 5%, to można teoretycznie dowieść, że za pomocą obwodu II-go będziemy mogli następnie osiągnąć dokładność 0,03%. Z urządzeniem tego rodzaju robiłem swego czasu próby z dobrym wynikiem i mogłem kondensator  $C_2$  ustawić z dokładnością  $0,25^\circ$  (dla  $\lambda=1000$  dawało to dokładność około 0,2%). W tym kierunku jednak nie posunąłem swej pracy zbyt daleko, gdyż uważałem, że sprawa precyzyjnych falomierzy zbyt aktualną nie jest, tem więcej, że inne metody mogą dać lepsze wyniki.

Zastosowanie obwodów sprzężonych (dwu ram ustawionych

pod pewnym kątem do siebie) dla oznaczenia ścisłego kierunku przychodzących sygnałów (radjogonjometrija). Jeżeli weźmiemy dwie ramy (rys. 6) i przyjmiemy, że fala elektromagnetyczna pada pod pewnym kątem np.  $\alpha$  i  $\beta$ , wtedy w ramie 1-szej otrzymamy siłę elektromotoryczną  $e_1 = E \cos \alpha \cdot \sin \omega t$ , w ramie II-ej —  $e_2 = E \cos \beta \cdot \sin \omega t$ .

Możemy się łatwo przekonać, że podstawiając te wartości w równaniu 9) i 10) i wykreślając krzywe jak na rys. 2, otrzymamy małe zmiany punktu przecięcia krzywej  $I_1^2 \text{eff} \cdot R_1 = f(\nu_2)$  dla  $\omega M=1$ ,  $k=0,21\%$  z taką krzywą) — t. j. linią prostą dla  $\omega M=0$ ,  $k=0$ .

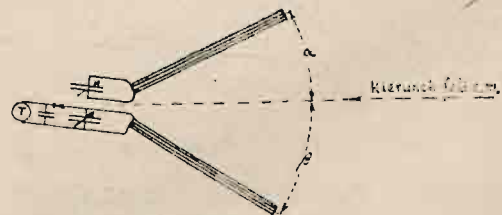
Czyli wyżej przytoczonej metody „quasi“ zerowej“ dla radjogonjometriji zastosować dotąd mi się nie udało. Natomiast położenie i wielkości minimum i maksimum zmieniają się dosyć znacznie w zależności od różnic między  $e_1$  i  $e_2$ . Można by zatem tego rodzaju metodę zastosować dla radjogonjometriji, jednakowoż należałoby wtedy użyć absolutnej metody pomiarów odbieranego prądu (nie słuchowej).

Rozpatrywać tej kwestji bliżej nie będę gdyż zamierzam poruszyć ją osobno.

#### II. Wpływ zmiany $E_1$ , $E_2$ , $R_1$ , $R_2$ , $M$ i t. d. na przebieg krzywych,

Możemy stosować dwa obwody w ten sposób, że na jeden działa siła elektromotoryczna kilka lub kilkanaście razy większa niż na drugi obwód. Wtedy charakterystyczne minima i maxima stopniowo zanikają i dla  $E_2=0$  otrzymujemy to co zwykle mamy, gdy w jednym z obwodów mamy siłę elektromotoryczną a w drugim obwodzie jej nie ma.

Jeżeli zmieniamy  $R_2$ , zwiększając go, to wpływ obwodu II-go na I-szy jest coraz mniejszy. Jednym słowem mamy tutaj pewne optimum. Jeżeli chcemy mieć jaknajwiększą różnicę między maximum i minimum, natenczas musimy odpowiednio dobrać opory



Rys. 6.

obwodów do ich sprzężenia. Widać to szczegółowo z wyżej przytoczonych krzywych.

B. Prądy w obwodach sprzężonych w zależności od długości fali.

W poprzednim rozdziale analizowałem zjawiska wzajemnego oddziaływania na siebie dwóch obwodów sprzężonych przy założeniu, że daną jest długość fali t. j. częstotliwość siły elektromotorycznej działającej na jeden i na drugi obwód, zmienialiśmy zaś dostrojenie obwodów, amplitudy sił elektromotorycznych, sprzężenia, opory i t. d.

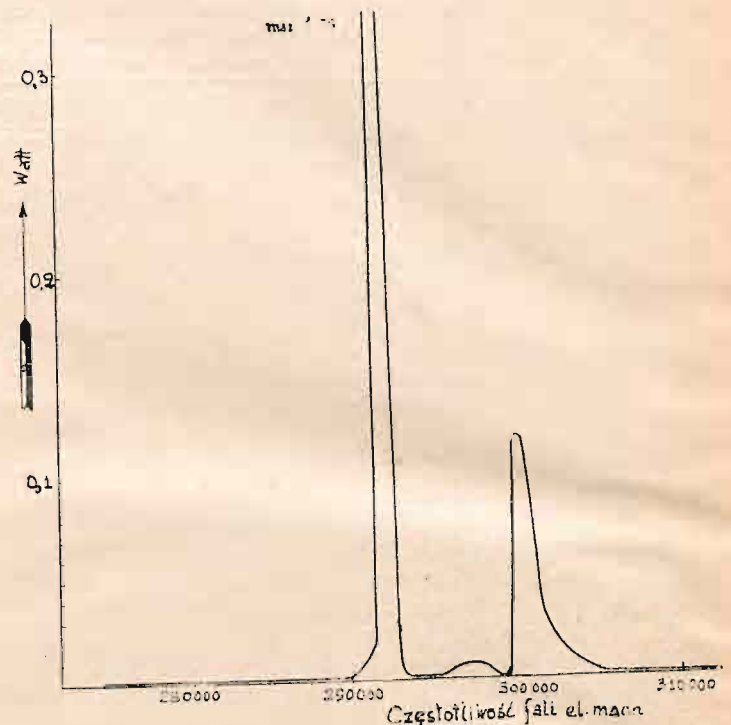
Obecnie zanalizujemy prądy powstające w obwodach sprzężonych jeśli obydwa ustawimy w pewnym położeniu i następnie będziemy zmieniali częstotliwość sił elektromotorycznych.

Weźmy z początku obwody, które mieliśmy w przykładzie z rys. 3

$$\begin{aligned} \text{t. j. } R_1 = R_2 = 3 \text{ omy, } C_1 = 999,4 \text{ cm, } C_2 = 960 \text{ cm} \\ L_1 = L_2 = 2,53 \cdot 10^{-4} \text{ Henry } M = 2,56 \cdot 10^{-6} \text{ Henry} \\ E_1 = E_2 = 1 \text{ Volt} \end{aligned}$$

otrzymamy wtedy krzywe wg. rys. 7. Jak widzimy z tych krzywych, dla  $I_1^2 \text{eff. } R_1$  otrzymamy najpierw

tych obwodów obrócili o  $180^\circ$  i odpowiednio obwody dostroili, to otrzymalibyśmy przy zmianie częstotliwości najpierw minimum potem maximum.



Rys. 8.

Na rys. 7 pokazane jest również ogólne zużycie energii w obydwu obwodach ( $I_1^2 R_1 + I_2^2 R_2$ ).

Na rys. 8 i rys. 9 mamy obwody z naszego drugiego przykładu t. j. gdy  $R_1 = 3$  omy,  $R_2 = 0,1$  oma,  $C_1 = 1 000$  cm,  $C_2 = 1 054$  cm  $E_1 = E_2 = 1$  V;  $\omega =$  zmienne.

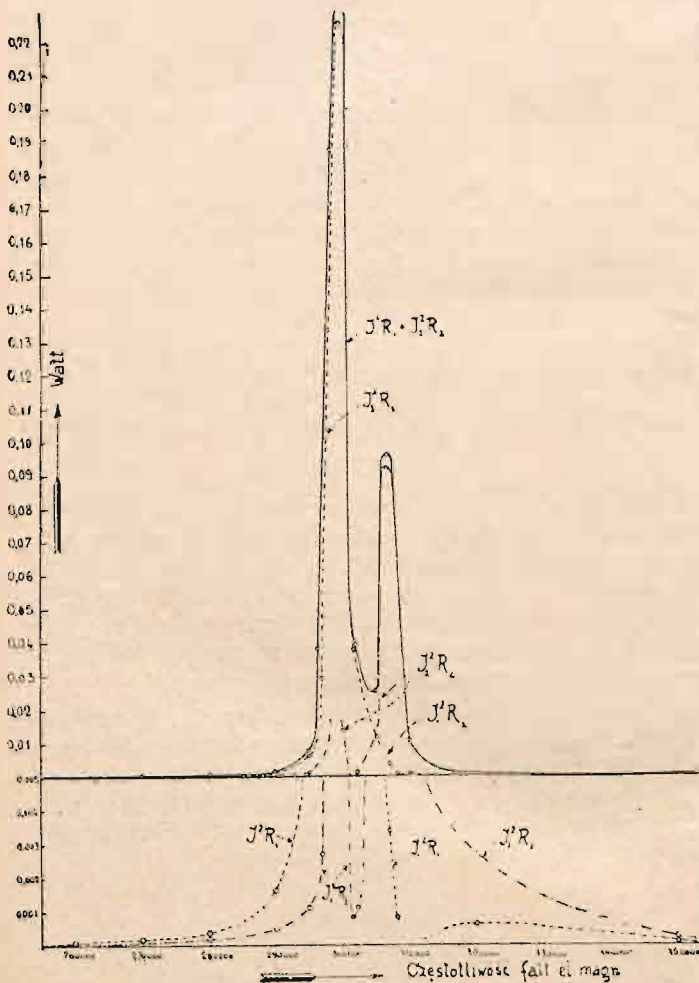
Jak widać z tej krzywej (dla  $I_1^2 \text{eff. } R_1$ ), otrzymamy najpierw ostre maximum potem ostre minimum, przyczem stosunek maximum do minimum będzie ok. 1 760 000, następnie otrzymamy jeszcze drugie maximum ale już znacznie mniejsze.

Zastosowanie 2-ch obwodów sprzężonych dla jednoczesnego odbioru i nadawania.

Powyższe zjawisko możemy z powodzeniem zastosować dla radjotelegrafii „duplex” t. j. dla jednoczesnego odbioru i nadawania. Jeżeli weźmiemy np. dwie ramy posiadające charakterystykę wg. rys. 8 i umieścimy je obok stacji nadawczej pracującej częstotliwością 294 000 okr. na sek. to stacji nadawczej w naszym odbiorniku słyszeć nie będziemy, natomiast dobrze będziemy słyszeli stację nadawczą korespondującą z nami, jeżeli ona będzie dostrojona na częstotliwość 292 500 okr./sek. Na przeciwległej stacji ramy odbiorcze muszą mieć sprzężenie odwrotne, t. j. takie, żeby najpierw był minimum a potem maximum. W ten sposób możemy urządzić stosunkowo prostymi środkami jednoczesny odbiór i nadawanie.

K r z y w e d y s p e r s j i.

Obserwując wyżej przytoczone krzywe, mimo woli nasuwa się pytanie (ponieważ są one przy pewnych warunkach ładząco podobne do krzywych dyspersji w optyce) czy nie zachodzi tu pewna analogja zjawisk i czy nie możnaby krzywych dyspersji objaś-



Rys. 7.

maximum, potem minimum czyli zjawisko podobne jak poprzednio, gdybyśmy zmieniali obwód wtórny, a fala była stała, jednak dla tych samych obwodów otrzymujemy tutaj najpierw maximum potem minimum czyli odwrotnie niż to było przedtem.

Dla obwodu II-go otrzymujemy najpierw pewne małe maximum, potem minimum, potem drugie maximum.

Rzecz jasna, że gdybyśmy cewkę sprzężenia

nić wzajemnym oddziaływaniem na siebie obwodów podobnych do wyżej opisanych, a składających się wprost z wirujących elektronów, jak to twierdzi współczesna wiedza.

Jeżeli na dielektryk działa pole elektryczne  $E_0$ , to w dielektryku następuje polaryzacja

$$p = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot E_0, \text{ gdzie } \epsilon - \text{stała dielektryczna.}$$

Energja w dielektryku równa się

$$M_{\Sigma} = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot E_0^2.$$

Jeżeli mamy zmienne pole elektryczne, natenczas

$$M_{\Sigma} = \frac{\epsilon}{8\pi} \cdot E_0^2 \sin^2 \omega t.$$

Energja w jednostce czasu będzie

$$W_{\Sigma} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\epsilon}{8\pi} \cdot E_0^2 \cdot \sin^2 \omega t \cdot dt = \frac{\epsilon E_0^2}{8\pi \cdot T} \int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt$$

Jeżeli przyjmiemy, że dielektryk składa się z eteru ( $\epsilon = 1$ ) oraz „n” kompleksów drgających, gdzie każdy kompleks składa się z 2, 3 lub więcej obwodów drgających (wirujących elektronów i t. p.) przyczem w każdym kompleksie mamy oddziaływanie na siebie obwodów według wzorów przytoczonych we wstępie do niniejszej pracy, to wtedy otrzymamy

$$W_{\Sigma} = \frac{\epsilon E_0^2}{8\pi T} \int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt = \frac{E_0^2}{8\pi T} \int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt +$$

$+ n E_1 I_1 \cos \varphi_1 + n E_2 I_2 \cos \varphi_2 + \dots + n E_x I_x \cos \varphi_x$   
 stąd:

$$W_{\Sigma} = \frac{\epsilon E_0^2}{16\pi} = \frac{E_0^2}{16\pi} + n E_1 I_1 \cos \varphi_1 + n E_2 I_2 \cos \varphi_2 + \dots + n E_x I_x \cos \varphi_x.$$

skąd możemy obliczyć  $\epsilon = \nu^2$  ( $\nu =$  współczynnik załamania)

$$\nu^2 = \epsilon = 1 + \frac{n \cdot 16\pi}{E_0^2} \left[ E_1 I_1 \cos \varphi_1 + E_2 I_2 \cos \varphi_2 + \dots + E_x I_x \cos \varphi_x \right]$$

$$\nu^2 = \epsilon = 1 + K \cdot \sum EI \cos \varphi = 1 + K \sum I^2 R,$$

stąd jasnym jest, że jeżelibyśmy dokładnie obliczyli względne pojemności, opory, sprzężenia i t. p. tych obwodów tworzonych przez wirujące elektrony i wliczyli dla nich krzywe sumy zużycia energii dla wszystkich obwodów w funkcji długości fali, to powinniśmy otrzymać krzywe dyspersji odpowiadające tym krzywym zdjętym praktycznie.

Bardzo ciekawymi byłyby szczegółowe badania w tym kierunku. Nie chcąc zbyt przedłużyć pracy niniejszej, nie mogę niestety bliżej omówić tej sprawy dodam jednak, że możnaby już wyprowadzić pewne wnioski z praktycznie zdjętych i znanych krzywych dyspersji dla różnych ciał. Tak np. w krzywych dyspersji mamy zwykle najpierw minimum (przy krótkich falach) a potem maximum (przy dłuższych falach) a zatem należy przypuścić, że w każdym kompleksie sprzężonych wirujących elektronów, elektrony te wirują w jednym, a nie w przeciwnych kierunkach.

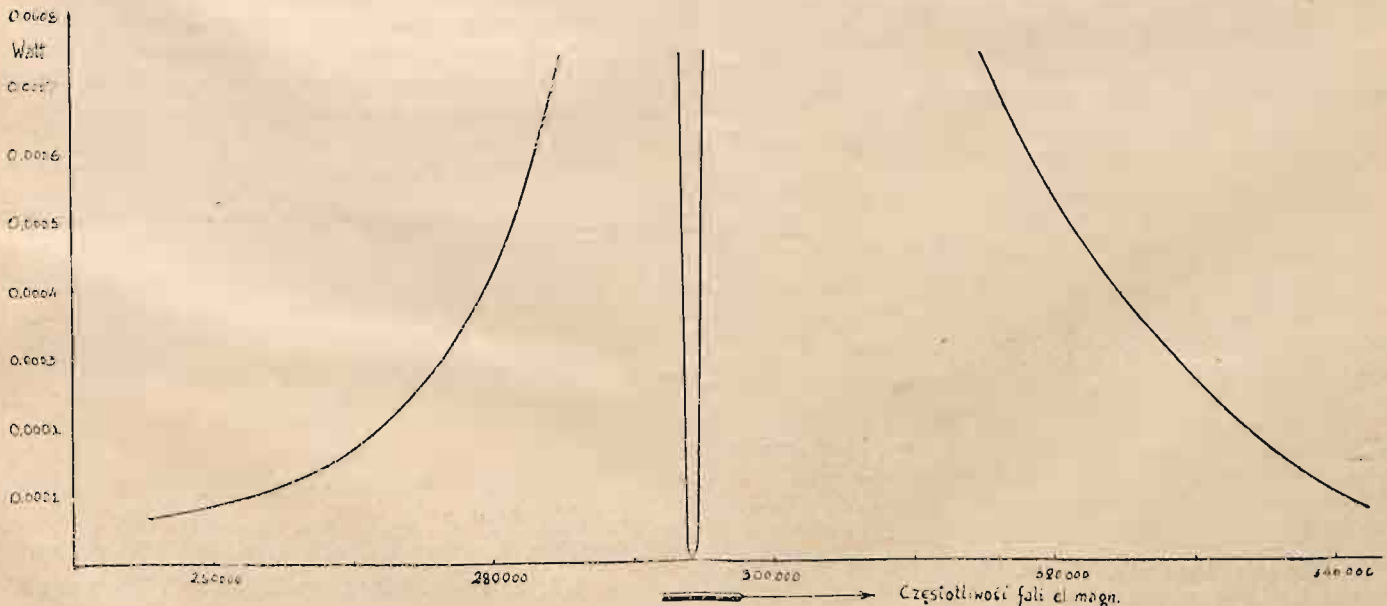
Na rys 10 wykreśliłem krzywe dla 2 obwodów o następujących danych: ↓

$$E_1 = E_2 = 1 \text{ wolt}$$

$$R_1 = R_2 = 3 \text{ omy}$$

$$C_1 = 99\,940 \text{ cm} = \sim 0,1 \text{ MF}$$

$$L_1 = 2,53 \cdot 10^{-6} \text{ Henry}$$



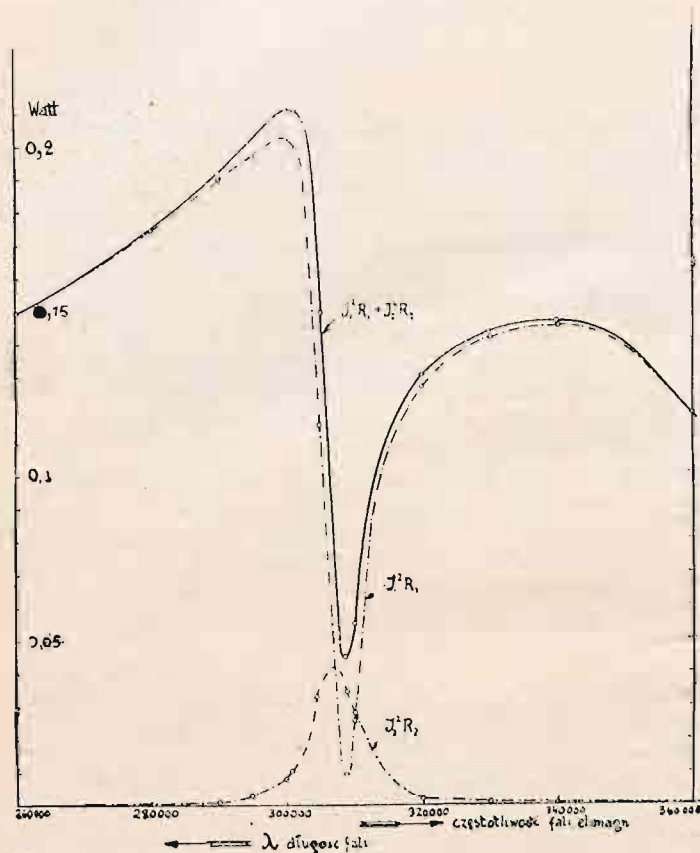
Rys. 9.

$$M = \sim 2,53 \cdot 10^{-6} \text{ Henry}$$

$$C_2 = 960 \text{ cm} = \sim 0,001 \text{ MF}$$

$$L_2 = 2,53 \cdot 10^{-4} \text{ Henry.}$$

Jak widać idąc od fal mniejszych do większych otrzymujemy najpierw minimum potem maximum czyli tak samo jak w zwykłych krzywych dyspersji, jed-



Rys. 10.

nakowoż dalszy przebieg krzywych t. j. na prawo i lewo od miejsca anormalnej dyspersji nie jest ten sam. Dowodziłoby to, że w atomach mamy więcej niż po dwie grupy sprzężone.

Sprawą tą należałoby się więcej szczegółowo zająć: możnaby wtedy wyprowadzić ciekawe wnioski co do budowy materji.

(C. d. n.).

**Sprostowanie.** W zeszycie 15—16 „Przeglądu Radiotechnicznego w pracy inż. J. Plebańskiego „prądy elektryczne w obwodach sprzężonych” str. 61—drugi wiersz z góry (lewa część winno być  $L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} = 0$  (a nie  $L_1 \omega \cdot \frac{1}{C_1 \omega} = 0$ ).

Ta sama strona (lewa kolumna) ostatnie 2 wiersze z dołu winny być: „odpowiadałoby jednemu pierwszemu obwodowi dostrojonemu do rezonansu można zrobić jednak”...

Prawa część strony 61—1-szy wiersz pod rysunkiem winien być wykreślony.

**Sprostowanie.** W nr. 15—16, str. 64 Wiad. Techn. wiersz 6 od końca:

zamiast 200 megomów ma być 20 megomów.

## Lampa katodowa dwusiatkowa<sup>1)</sup>,

przez inż. Sokolcowa.

Lampa dwusiatkowa zwraca na siebie w ostatnich latach coraz większą uwagę tak radiospecjalistów, jak również radioamatorów. Mamy już dość dużo schematów włączania tej lampy, zarówno odbiorczych, jak i nadawczych. W związku z tem zakłady lamp katodowych wypuszczają na rynek coraz to nowe typy tych lamp do typu „Micro” włącznie. (Mikro-bigril firmy La Radiotechnique w Paryżu — dostarczane na rynku polskim przez T-wo P. T. R.).

A więc nastąpił już czas zdać sobie sprawę z własności tych lamp, oraz z możliwości ich skutecznego zastosowania w praktyce.

### A. TEORJA.

1. **Dobroć lampy.** Jak wiadomo, tak zwana „dobroć” G trój elektodowej lampy katodowej, t. zn. zdolność danej lampy do największego wzmocnienia energetycznego, równa się:

$$G = \frac{4 W_{a \max}}{E_s^2 \text{ eff}} = \frac{1}{D^2 R} = S_a^2 R = \frac{S_a^2}{D} \dots \dots \dots (1)$$

Gdzie  $S_a$  — jest nachylenie charakterystyki.

$D$  — „przechwyty” („Durchgriff”), t. j. współczynnik przechwytywania linii sił pola anody przez siatkę.

Ponieważ z drugiej strony dla lamp, najczęściej stosowanych konstrukcji, można przyjąć  $D \approx \frac{1}{K_a}$ ,<sup>2)</sup> wzór powyższy przyjmuje postać:

$$G = K_a S_a \dots \dots \dots (2)$$

skąd

$$K_a = \frac{G}{S_a} \dots \dots \dots (3)$$

To znaczy, że dla zwiększenia zdolności amplifikacyjnej lampy, trzeba zwiększyć jej „dobroć”.

Zwiększenie zaś dobroci lampy, jak to wynika ze wzoru (1), może polegać albo na zwiększeniu „nachylenia charakterystyki”  $S_a$ , lub też na zmniejszeniu „przechwyty”  $D$ .

Rozpatrzmy każdą z tych możliwości oddzielnie.

2) **Zmniejszenie  $D$ .** Wielkość  $D$  wchodzi w grę w lampach z jedną siatką, jak widać z równania dla prądu anodowego (emisyjnego) w tych lampach, a mianowicie:

$$I_a = k (E_s + D E_a)^3 \dots \dots \dots (4)$$

Jest ona miarą wpływu napięcia anodowego  $E_a$  na prąd anodowy  $I_a$  w stosunku do napięcia na siatce  $E_s$ . Naprzykład, jeżeli  $D = 0,1$ , to zmiana  $E_a$  na 10 woltów działa tak samo, jak zmiana  $E_s$  na 1 wolt.

Porównyując wzór (4) ze wzorem Langmuir'a dla prądu anodowego (emisyjnego) w lampie dwuelektrodowej.

$$I_a = k S_a^{3/2} \dots \dots \dots (5)$$

<sup>1)</sup> Odczyt, wygłoszony 6. V i 17 VII 1925 r. w Stow. Radiotechn. Polsk.

<sup>2)</sup> Dr. Barkhausen, Elektronenröhren 1923 str. 61.

<sup>3)</sup> J. Groszkowski, „Lampy katodowe”, Warszawa 1925 r. str. 63.

przychodzimy do wniosku, że lampę z siatką można, z punktu widzenia warunków powstania prądu emisyjnego, rozpatrywać, jak lampę dwuelektrodową, mającą anodę w miejscu siatki i napięcie anodowe równe  $= (E_s + DE_a)$ .

Kreśląc charakterystykę  $I_a = f(E_s)$ , widzimy, że składnik  $DE_a$  wywołuje przesunięcie charakterystyki w lewo, to znaczy: przy danej zmianie wielkości  $E_a$ , dla osiągnięcia tego samego natężenia prądu, trzeba odpowiednio zmienić  $E_s$ . Na przykład, jeżeli przy  $E_a = 100$  v,  $D = 0,1$  i  $E_s = -5$  v. mamy pewien prąd  $I_a$ , to powiększając  $E_a$  do 200 v., żeby otrzymać ten sam prąd, trzeba zmniejszyć  $E_s$  do  $-15$  v.

Z tego przesunięcia charakterystyki można łatwo zmierzyć współczynnik przechwytywania  $D$ , ponieważ z powyższego rozumowania wynika, że

$$D = \left( \frac{\Delta E_s}{\Delta E_a} \right) I_c = \text{const.} \quad (6)$$

Jeżeli teraz będziemy zmniejszali  $D$ , dostaniemy przy stałych potencjałach siatki i anody przesunięcie charakterystyki w prawo, t. j. w zakres coraz to mniej stromej części jej przebiegu.

Ponieważ dla każdej lampy jest pożądanem trzymanie tego przesunięcia w pewnych granicach, nawet prawie w pewnej ściśle określonej wielkości, jesteśmy zmuszeni jednocześnie ze zmniejszeniem  $D$  zwiększyć  $E_a$ . Na przykład, pracując przy  $DE_a = 5$  v, mamy

$$\text{dla } D = \frac{1}{10} = 10\% \quad E_a = 50 \text{ v.}$$

$$\text{„ } D = \frac{1}{100} = 1\% \quad E_a = 500 \text{ v.}$$

Z tego widać, że na drodze zmniejszenia  $D$  dochodzimy bardzo prędko do praktycznej granicy, spowodowanej znacznym wzrostem napięcia anodowego ze wszelkimi ujemnymi stronami tego wzrostu.

Jednakże jednym z możliwych rozwiązań tego zagadnienia zmniejszenia  $D$  nie tylko bez odpowiedniego zwiększenia  $E_a$ , a nawet może przy mniejszym  $E_a$ , jest zastosowanie drugiej siatki, tak zwanej „siatki osłonnej”, która mieści się między pierwszą siatką a anodą.

Do takiej czteroelektrodowej lampy można zastosować tensam wzór Langmuir'a odpowiednio zmieniony <sup>4)</sup>, a mianowicie:

$$I_a = k_1 [E_{s1} + D_1 (E_{s1} + D_2 E_a)] = k_1 (E_{s1} + D_1 E_{s2} + D_1 D_2 E_a) \quad (7)$$

Dla przesunięcia charakterystyki jest tu miarodajnym wyraz  $D_1 (E_{s2} + D_2 E_a)$ . Wielkość tego przesunięcia w pożądanym granicach ustala się zapomocą napięcia  $E_{s2}$ , do czego właśnie służy druga siatka. Współczynnikiem zaś przechwytywania linii pola anody jest w tym wypadku iloczyn  $D_1 D_2 = D$ . On może być wzięty stosunkowo bardzo mały bez powiększenia  $E_a$  i bez niepożądanego przesunięcia charakterystyki.

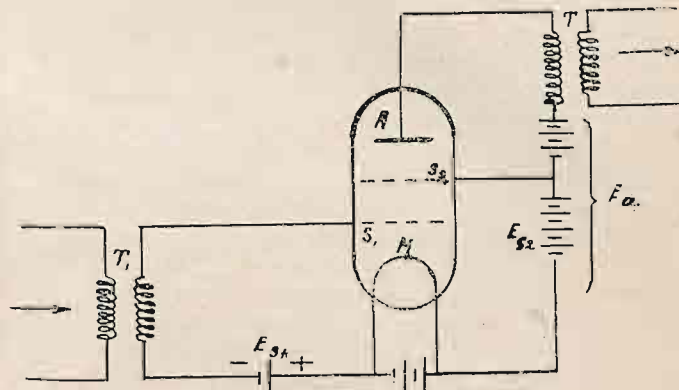
Jako przykład Barkhausen przytacza następujące dane:

Niech będzie zastosowane przesunięcie charakterystyki na 6 v. Wybierzemy  $D_1$  dosyć duże, żeby zmniejszyć  $E_{s2}$ , a mianowicie niech  $D_1 = 0,3$ . Wtedy dla  $E_{s2}$  dostajemy  $E_{s2} = \frac{6}{0,3} = 20$  v.

Żeby przeprowadzić prąd przez siatkę  $S_2$  ku anodzie wystarczy na anodzie mieć napięcie o jakie 10 w. większe, t. j.  $E_a = 30$  v. Chcąc teraz mieć  $D = 0,01$ , mamy dla  $D_2 = \frac{D}{D_1} = \frac{0,01}{0,3} = 0,03$ .

Z tego obliczenia wynika, że z lampą dwusiatkową dostajemy taką samą „dobroć” lampy ( $D = 0,01$ ) przy napięciu anodowym  $E_a = 30$  v., jak z lampą jednosiatkową przy  $E_a = 600$  v., przy założeniu, że w obydwóch wypadkach mamy to samo przesunięcie charakterystyki na 6 V i ten sam współczynnik przechwytywania  $D = 0,01$ ; lub, przy danym napięciu anodowym, lampę dwusiatkową pozwala zmniejszyć „przechwytywanie” 20 razy i odpowiednio zwiększyć „dobroć” lampy 20 razy.

Układ zasadniczy dla tej lampy jest podany na rys. 1<sup>5)</sup>.



Rys. 1.

Przypływający z zewnątrz prąd zmienny daje się bezpośrednio, lub przez transformator  $T_1$ , na siatkę  $S_1$ , która odgrywa rolę siatki zwykłej w lampie trójelektrodowej. Siatka dodatkowa  $S_2$  „osłonna”, ma potencjał dodatni, odpowiednio mniejszy od potencjału anody. Wzmocnione prądy odbiera się zapomocą transformatora  $T$ .

Z powyższego rozważania widać, że zastosowanie lampy dwusiatkowej z siatką osłonną rozwiązuje teoretyczne zagadnienie powiększenia dobroci lampy w znacznym stopniu i ma tę zaletę, że wymaga stosunkowo małych napięć anodowych.

Ale ta lampa ma i swoje bardzo duże wady, a mianowicie:

Skutkiem dodatniego potencjału siatki  $S_2$  oraz bardzo małych jej otworków, duża część prądu zamiast do anody płynie do tej siatki dodatkowej, przez co zmienia się rozdział prądu w obwodach, co ujemnie wpływa na dobroć lampy; dla zmniejszenia tego efektu trzeba odpowiednio powiększać napięcie anodowe, t. z. zmniejszać zaletę tej lampy.

2. Z drugiej strony zmniejszając  $D$ , przez to samo zwiększamy opór wewnętrzny ( $R_w = \frac{1}{SD}$ ), a ponieważ najlepsze warunki pracy lampy są wtedy, gdy opór zewnętrzny  $R_z$  układu lampowego równa się oporowi wewnętrznemu  $R_w$  ( $R_z = R_w$ ), — zachodzi wielka trudność zrównoważenia w tym wypadku  $R_w$  przez odpowiednio dobrany  $R_z$ .

W każdym razie z lampą dwusiatkową z dodatnią siatką osłonną możemy w dość znacznym stopniu zwiększyć dobroć lampy.

Ta lampa znalazła już zastosowanie w praktyce i firmy, wyrabiające lampy katodowe, wypuszczają na rynek dobre gatunki lamp tego typu, jak to zobaczymy poniżej. Teraz zaś przejdziemy do drugiego sposobu powiększenia dobroci lampy, a mianowicie zapomocą zwiększania  $S_a$ .

3. Zwiększanie  $S_a$ . Zwiększanie nachylenia  $S_a$  można osiągnąć przede wszystkim zapomocą zmniejszenia ujemnego działania przestrzennego. Ponieważ prąd emisyjny jest właśnie ruchem tego ładunku przestrzennego, to ze wzoru Langmuir'a

$$I_c = k E_a^{3/2} \quad (8)$$

<sup>4)</sup> Dr. H. Barkhausen. Ibid. § 8, str. 49 — i § 10 str. 66 — 67.

<sup>5)</sup> Dr. H. Barkhausen. Vid. rys. 33, str. 67.

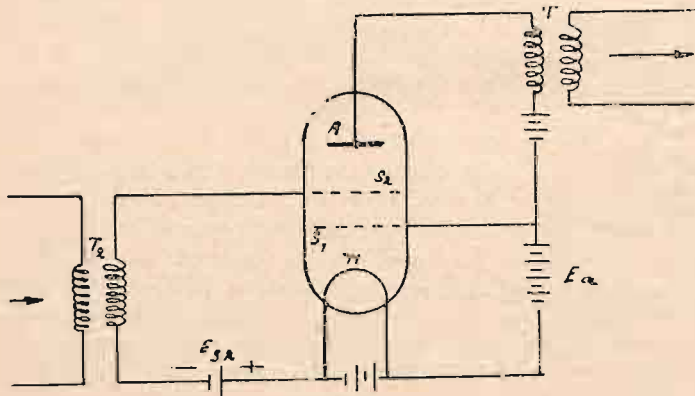
wynika, że można dojść do celu przez zwiększenie współczynnika  $k$ , który dla układu cylindrycznego równa się

$$k = 1,415 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{l}{r} \dots \dots \dots (9)$$

Zwiększyć współczynnik  $k$  można powiększając  $l$  (długość drucika), lub zmniejszając  $r$  (promień cylindra siatkowego). W obydwóch wypadkach prędko dochodzimy do granic praktycznych: zwiększając  $l$ , powiększamy wymiary lampy oraz moc żarzenia; zmniejszanie wywołuje dość znaczne trudności konstrukcyjne, zachodzi obawa dotknięcia drucika do siatki<sup>6)</sup>.

I w tym wypadku zwiększania  $S_a$  można znaleźć bardzo praktyczne rozwiązanie zagadnienia na drodze zastosowania lampy dwusiatkowej, lecz siatka dodatkowa odgrywa tu zupełnie inną rolę, niż w przypadku poprzednim.

A mianowicie, — chcąc zmniejszyć ujemny wpływ ładunku przestrzennego na emisję katody i razem z tym skorzystać z dobrego wpływu małego  $D$  na dobroć lampy, umieszcza się pomiędzy drucikiem a siatką zwykłą siatką dodatkową, t. zw. „siatką przeciwdunkową”, z dodatnim potencjałem, która przyciąga do siebie elektrony i kieruje je dalej w przestrzeń pomiędzy siatkami. Przez to zmniejsza się i nawet zupełnie zubożnia się działanie ładunku przestrzennego, jako już nie znajdującego się w pobliżu katody; względny opór wewnętrzny lampy staje się mniejszym; nachylenie charakterystyki, a razem z tym i dobroć lampy zwiększa się. Rzecz jasna, że napięcie anodowe może być przytem bardzo niższe<sup>7)</sup>.



Rys. 2.

Układ zasadniczy dla tej lampy jest podany na rys 2<sup>8)</sup>. Siatka, pierwsza od katody, jest przeciwdunkową, ma potencjał dodatni tej wielkości, żeby osiągnąć prawie prąd nasycenia. Elektrony płyną przez dziureczki tej siatki w przestrzeń pomiędzy  $S_1$  i  $S_2$ . Siatka druga  $S_2$  i anoda odgrywają zwykłą rolę siatki i anody w lampie trójelektrodowej i dlatego są włączone w ten sam sposób.

Zastosowanie lampy z siatką przeciwdunkową pozwala zwiększyć dobroć lampy w dużym stopniu przy bardzo małym napięciu anodowym, nawet zupełnie bez specjalnej baterji anodowej, czemu zawdzięcza większe rozpowszechnienie w praktyce w porównaniu z lampą pierwszego typu.

4. Lampa pięcioelektrodowa. Żeby skorzystać z zalet jednej i drugiej lampy 4-elektrodowej zostały proponowane lampy z trzema siatkami. Lampa taka składa się z drucika, z siatki przeciwdunkowej, z siatki zwykłej, z siatki osłonnej i nakoniec z anody. Działanie tej lampy łatwo zrozumieć z po-

<sup>6)</sup> Dr. H. Barkhausen. Vid. rys 34, str. 67.

<sup>7)</sup> Manfred v. Ardenne und Werner S l a w y k. „Über moderne Empfangschaltungen mit Doppelgitterröhren”. Der Radio-Amateur 6 III. 1925. H. 10. Str. 243.

<sup>8)</sup> J. Groszkowski. Vid. str. 298 — 299.

przednich wywodów. Tak skomplikowana lampa nie znalazła narażenie zastosowania w praktyce.

**B. Konstrukcja i dane elektryczne lamp dwusiatkowych.**

1. Wzmianka historyczna. Według wiadomości w pismach najstarszą lampą dwusiatkową była lampa „W Schottky” („Siemens—Schottky”) zastosowana w Niemczech w ro-



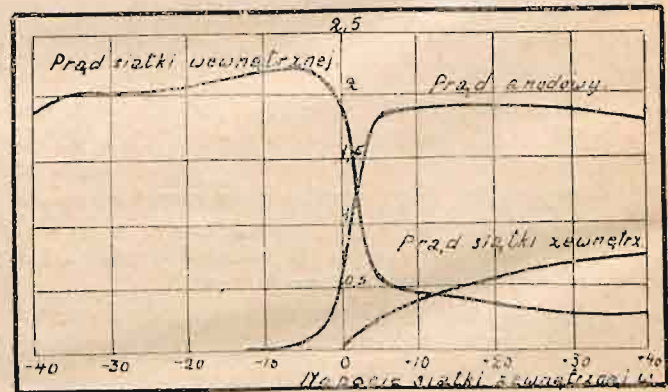
L a m p a R — 18

Charakterystyka :

- Napięcie żarz. . . 3,8 v.
- Prąd żarzenia . . 0,36 A.
- Napięcia anodowe 0—20 v.
- Prąd nasycenia 2—3 mA
- Spółczynnik amplikacji . . . . . 9—11

Rys. 3.

ku 1918 w amplifikatorach podczas doświadczeń z tak zwaną telegrafją przez ziemię. Ta lampa wymagała napięcia anodowego 24 woltów (prąd żarzenia 0,4 amp. i 4 wolt). Trochę później wypuściła firma „Telefunken” lampę dwusiatkową typu RE26, która wymagała tylko 16 woltów anodowego napięcia i miała bardzo stromą charakterystykę. Następnie firma Siemens wypuściła lampę typu Gelr. 16 o tych samych własnościach. Biorąc pod uwagę, że w tych czasach stosowano zwykle napięcia na anodzie ok. 100 woltów, lampy dwusiatkowe wymagające 16 woltów przedstawiały pod tym względem dość wielką zaletę.



Rys 4.

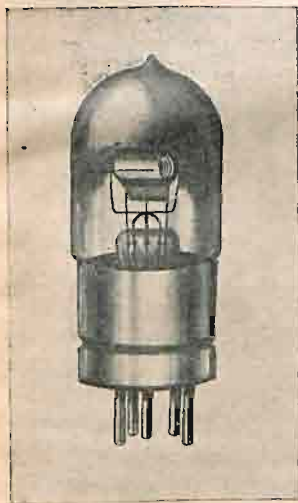
2. Różne typy lamp dwusiatkowych. Z dalszym rozwojem radiotechniki, idącym między innymi ku niższemu napięciu anodowemu, 16-to woltowe lampy dwusiatkowe nie były już tak pożyteczne i wtedy zjawiała się na rynku lampa dwusiatkowa Philips'a typu D6 wymagająca tylko 2 — 6

woltów na anodzie (prąd żarzenia 0,5 amp. przy 3,5 woltach). W dalszym ciągu zjawiała się lampa Philips'a typu B6, z bardzo zniżoną energią żarzenia, a mianowicie prąd żarzenia — 0,5 amp. przy 7,8 woltach.

Lampie typu D6 odpowiadała mniej więcej lampa typu K4 angielskiej firmy „Bower Electric”.

Dużą uwagę zwrócono na wykonanie lamp dwusiatkowych we Francji, gdzie, o ile wiem, zostały wypuszczone na rynek najlepsze typy lamp tego rodzaju przez firmę „La Radiotechnique” T. S. F.

Bardzo dobrą jest odbiorcza lampa tej firmy typu „R. 18” („Radio-Bigril”) przedstawiona na rysunkach 3 i 4\*\*). Jak widać z danych elektrycznych, oraz z wykresu charakterystyki tej lampy, pochłania ona bardzo małą energię żarzenia, ma bardzo stromą charakterystykę i wymaga bardzo małego napięcia anodowego. Lampa może być zastosowana w układach, pracujących bez specjalnej baterji anodowej.



Rys. 5.

Lampa R—43.

Prąd żarzenia . 0,06 amp.  
Napięcie „ . 3,5—3,8 v.  
„ anodowe 5—25 v.  
Prąd nasycenia ca  $4 \cdot 10^{-3}$  amp.  
Spółczynnik amplikacji 9—11.

Ale postęp w opracowaniu coraz to lepszych typów lamp dwusiatkowych na tem się nie skończył i w ostatnich czasach firma „La Radiotechnique” wypuściła na rynek lampę katodową dwusiatkową „Micro” („Micro-Bigril<sup>11)</sup>) typu RB, przedstawioną na rysunkach 5 i 6.

Ta najnowsza lampa łączy w sobie zalety jednosiatkowych lamp „Micro” i dwusiatkowych lamp typu R. 18, a mianowicie: Biorąc bardzo mały prąd żarzenia (0,06 amp.), one mogą być zasilane przez ogniwa suche i w ten sposób bardzo się nadają do stacji przenośnych, lotniczych oraz amatorskich. Krzywa prądu anodowego (rys. 6) wskazuje bardzo stromy przebieg charakterystyki, co pozwala zniżyć napięcie baterji anodowej, a nawet pracować w niektórych wypadkach zupełnie bez baterji anodowej.

U nas w Polsce lampy dwusiatkowe wyrabia fabryka lamp katodowych Polskiego Towarzystwa Radjotechnicznego P.T.R. Sp. Akc. Wypuszczone są właśnie lampy typów R. 18 i R 43 firmy „La Radiotechnique”, jaknajlepsze.

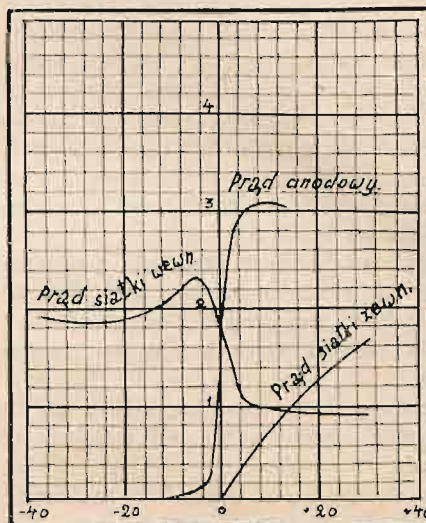
\*) Patrz „Przeg. Radiotechn.” 1925 r. zeszyt str. 47.

\*) W. Schottky. Archiv für Elektrotechnik, 8 str. 299, r. 1919.

\*\*) Katalog tej firmy, oraz firmy polskiej P. T. R. „Radio-lampy” produkującej te lampy.

11) Patrz najnowszy katalog tej firmy pod tytułem „Les nouvelles lampes” str. 9 — 12, gdzie oprócz szczegółowych danych lampy, podane są także schematy włączenia jej w różnych wypadkach.

Dane konstrukcyjne. Konstrukcja lamp dwusiatkowych mało się różni od jednosiatkowych pod względem kształtu i materiału siatki dodatkowej. Tylko lampy dwusiatkowe firmy A. E. G. typu K 8 mają siatkę w kształcie drucika nawiniętego na ramce szklanej.



Napięcie siatki zewnętrznej w voltach

Rys. 6.

W lampach Philips'a, oprawka lampy ma zwykły kształt z czterema nóżkami i siatka dodatkowa ma wyprowadzenie z boku oprawki; lub też oprawka lampy ma nie cztery, lecz pięć nóżek, jak w lampach T. S. F. Lampy pierwszego rodzaju nadają się do używania w aparatach, mających zwykłe cztero-oczkowe gniazda; do lamp zaś drugich firma dostarcza specjalne gniazda.

D. Sokolcow.  
(C. d. n.)

## Referaty.

*Proceedings of the Institute of Radio-Engineers. Tom 13, Nr. 2.*

1) Frank R. Elder. Magnetron jako wzmacniacz i generator drgań dużej mocy.

Autor daje szczegóły konstrukcyjne magnetronów oraz resumé ogólnej teorii magnetronów. W pierwszej części swej pracy autor opisuje czterolampowy wzmacniacz magnetronowy dla fal 8 000 mtr. W drugiej części omawia układy generacyjne z magnetronami; układy tego rodzaju opisane są dosyć szczegółowo w celu zaznajomienia czytelnika z nowymi schematami. Następnie autor podaje warunki dobrego funkcjonowania i dużej sprawności oraz obliczenie generatora tego typu wraz z krzywami przebiegu napięć anodowych i t. d. W końcu znajdujemy porównanie rezultatów otrzymanych z poprzednimi obliczeniami.

2. Charles V. Logwood. Nowy system zasilania prądem układów amplifikacyjnych.

Autor opisuje najrozmaitsze sposoby zamiiany zwykłych baterji żarzenia i baterji anodowych urządzeniami prostowniczymi wraz z odnośnymi filtrami, termoelementami, prostownikami elektrolitycznymi i przetwornicami.

3. August Hund. Metoda cechowania falomierzy za pomocą generatora harmonicznego.

Autor opisuje metodę cechowania falomierzy za pomocą generatora, którego zasadnicza częstotliwość jest dostatecznie niską (np. 10 do 15 na sek), tak że dokładnie może być określona. Specjalny generator harmoniczny pozwala użytkować w celu cechowania harmoniczne aż do 100-ej, i wyżej.

4. P. O. Pedersen. Metoda mierzenia oporów dla wielkiej częstotliwości za pomocą elektrometru.

Autor krytykuje obecnie stosowane metody pomiarów oporów dla wielkich częstotliwości i podaje nową metodę z elektrometrem kwadrantowym (?) Elektrometr jest załączony na zaciskach indukcyjności obwodu drgającego. Kondensator tego obwodu ładuje się do napięcia  $V_0$  i następnie po naciśnięciu specjalnego klucza wyładowuje się przez wspomnianą indukcyjność. Pedersen dowodzi teoretycznie, że odchylenie galwanometru jest proporcjonalne do  $V_0^0 \cdot L/2 R$ . Autor podaje również sposoby uniknięcia ewentualnych błędów. Za pomocą podanego sposobu opór na wielką częstotliwość daje się zmierzyć w ciągu kilku sekund, przyczem dokładność dochodzi do 0,1%.

5). E. Z. Stowell. Opór indukcyjny słuchawki telefonicznej.

Autor robił pomiary doświadczania z ok. 50 słuchawkami 14 różnych fabryk przy częstotliwościach od 6 000 do 1 000 000 na sek.

Okazało się, że para słuchawek zachowuje się elektrycznie jako równoległy obwód rezonansowy. Słuchawki posiadają zupełnie inną częstotliwość drgań własnych niż częstotliwość drgań własnych błony. Rezonans elektryczny następuje w słuchawkach przy ok. 12 000 okr./na sek. Przy tej częstotliwości opór słuchawki wzrasta ogromnie. Dla częstotliwości wyższych słuchawka zachowuje się jako kondensator o względnie dużych stratach dielektrycznych.

Wszystkie słuchawki mają następujące cechy wspólnie:

1. Z małymi wyjątkami wszystkie posiadają częstotliwość drgań własnych w granicach od 9 000 do 15 000 okr./sek.
2. Opór zastępczy słuchawek w punkcie rezonansu równa się od 100 000 do 200 000 omów.
3. Dla częstotliwości wyższych od 50 000 okr./sek. słuchawki zachowują się jako kondensatory rzędu  $10^{-10}$  Farada.
4. Opór słuchawek dla częstotliwości wyższych ponad 50 000 okr./sek. jest odwrotnie proporcjonalny do częstotliwości i równa się

$$R = \frac{\Psi}{C\omega}$$

gdzie  $\Psi = 0,06$  (dla większości słuchawek).

5. Przy częstotliwościach 1 000 000 okr./sek. słuchawki mało różnią się między sobą; zachowują się wtedy jako kondensatory  $10^{-10}$  Farada przy czem pojemność ta składa się głównie z pojemności doprowadzeń.

Inż. Józef Plebański.

## DZIAŁ PATENTOWY.

### Patenty na wynalazki z dziedziny radjotechniki, udzielone przez Urząd Patentowy Rzeczypospolitej Polskiej.

Nr. 133. Joseph Béthenod i Emil Girardeau. Francja. Iskiernik o wielokrotnem działaniu. 13.5.24.

Nr. 407. C. Lorenz Aktiengesellschaft. Niemcy. Sposób i układ połączeń do ucworokniatniania częstotliwości zasadniczej zapomocą transformatorów statycznych. 26.7.24.

Nr. 415. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Niemcy. Urządzenie do prostowania i wzmacniania drgań na stacji odbiorczej telegrafu bez drutu. 1.8.24.

Nr. 416. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Niemcy. Układ nadawczy o wielkiej częstotliwości do telefonii i telegrafii bez drutu. 2.8.24.

Nr. 678. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Niemcy. Sposób i urządzenie do wysyłania sygnałów radjotelegraficznych zapomocą przyrządów nadawczych. 25.9.24.

Nr. 738. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Niemcy. Urządzenie odbiorcze w telegrafach i telefonach bez drutu. 3.10.24.

Nr. 757. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. Niemcy. Przełącznik do stacji bez drutu. 6.10.24.

Nr. 771. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. Niemcy. Przyrząd dostrajający do bezdrutowego przesyłania wiadomości. 8.10.24.

Nr. 783. Marconi's Wireless Telegraph C-o Ltd. Wielka Brytania. Transformatory do zwiększania częstotliwości prądów zmiennych. 11.10.24.

Nr. 870. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. Niemcy. Naciągająca antena do telegrafu bez drutu. 5.11.24.

Nr. 871. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. Niemcy. Urządzenie nastawne do bardziej i mniej dokładnej regulacji przyrządów, szczególnie do bezdrutowej telegrafii. 5.11.24.

Nr. 872. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. Niemcy. Samoczynny kołowrót do drutu, szczególnie do drutów powietrznych stacji telegrafów iskrowych. 5.11.24.

Nr. 958. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. i Siegmund Loe-we. Niemcy. Urządzenie do zmiany długości fal. 13.11.24.

Nr. 959. Société Française Radio-Electrique. Francja. Rurki o parze rtęciowej do wytwarzania fal niegasnących. 13.11.24.

Nr. 961. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. i Siegmund Loe-we. Niemcy. Sposób i urządzenie do stacji iskrowych. 13.11.24.

Nr. 1011. Marius Latour. Francja. Urządzenie odbiorcze w telegrafii bez drutu. 19.11.24.

Nr. 1012. Marconi's Wireless Telegraph C-o Ltd. Antena radjotelegraficzna. 19.11.24.

Nr. 1160. Société Française Radio-Electrique. Francja. Telefon. 5.12.24.

Nr. 1161. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. Niemcy. Urządzenie pomocnicze do kontrolowania i notowania wysyłanych wiadomości przy telegrafii bez drutu. 5.12.24.

Nr. 1163. Société Française Radio-Electrique. Francja. Telefon. 5.12.24.

Nr. 1379. Marconi's Wireless Telegraph C-o Ltd. Wielka Brytania. Udoskonalenia w wytwarzaniu drgań elektrycznych niegasnących oraz w użytkowaniu tychże do celów telegrafii i telefonii bez drutu. 13.1.25.

Nr. 1380. Marconi's Wireless Telegraph C-o Ltd. Wielka Brytania. Anteny radjotelegraficzne. 13.1.25.

Nr. 1381. Société Française Radio-Electrique. Francja. Układy połączeń w radjotelefonii z alternatorem o wielkiej częstotliwości. 14.1.25.

Nr. 1382. Marconi's Wireless Telegraph C-o Ltd. Wielka Brytania. Urządzenie nadawcze radjotelegraficzne. 14.1.25.

Nr. 1383. Marconi's Wireless Telegraph C-o Ltd. Odbiornik radjotelegraficzny. 14.1.25.

Nr. 1384. Marconi's Wireless Telegraph C-o Ltd. Wielka Brytania. Aparat odbiorczy radjotelegraficzny. 14.1.25.

Nr. 1385. Marconi's Wireless Telegraph C-o Ltd. Wielka Brytania. Urządzenie odbiorcze w telegrafii bez drutu. 14.1.25.