

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XIII.

1 Października 1935 r.

Zeszyt 19—20

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

UWAGI O PROJEKTOWANIU WZMACNIACZY MOCY MAŁEJ CZĘSTOTLIWOŚCI KLASY B.

C Z Ę Ś Ć I.

Quelques remarques sur le calcul des amplificateurs de basse fréquence de la classe B.
Première partie.

Inż. Adam Smoliński

Sommaire.

L'article contient la description de trois méthodes de l'analyse des phénomènes dans les amplificateurs de la classe B. Deux de ces méthodes sont justes, la troisième est fautive. Ensuite l'auteur présente une méthode graphique pour le choix des meilleures conditions de travail pour les lampes de classe B et de la lampe pilote appelée „driver”. La fin de cet article a été consacrée aux méthodes de l'élimination des oscillations parasites aussi qu'au moyen de réglage automatique du potentiel négatif des grilles a l'aide du courant anodique.

1. WSTĘP.

Na wstępie streścimy zalety i wady wzmacniaczy klasy B w porównaniu do wzmacniaczy klasy A *). Otóż wzmacniacze klasy B posiadają większą sprawność i wykorzystanie lamp, dają więc przy tych samych lampach większą moc wyjściową. Nadto mają one małe zużycie mocy, gdy niema napięcia sterującego, a więc i lepszą średnią sprawność za pewien okres czasu. Np. stosunek mocy pobranej przy pełnym wysterowaniu wzmacniacza 20 W klasy B do mocy pobranej bez sygnału wynosi około 2,5:1 i rośnie ze wzrostem mocy, podczas gdy dla klasy A wynosi on około 1,2:1 i jest prawie niezależny od mocy.

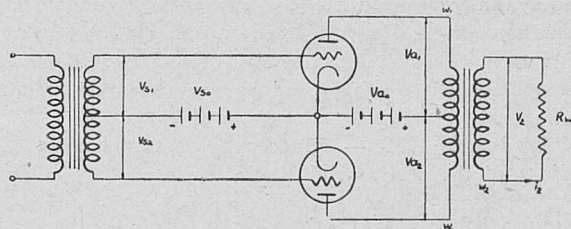
Spółczynniki sprawności i wykorzystania lamp ^{2) 3)} są następujące: dla klasy A teoretycznie maksimum sprawności wynosi 50%, podczas gdy dla klasy B 78,5%. Drugi współczynnik, tak zwany współczynnik wykorzystania lampy, będący stosunkiem maksymalnej mocy wyjściowej do mocy admysyjnej wynosi dla klasy A również 50%, a dla klasy B 246%, czyli prawie 5 razy tyle.

Natomiast wadą wzmacniaczy klasy B jest zawartość harmonicznych nieparzystych, głównie trzeciej, podczas gdy w klasie A mamy przeważnie drugą harmoniczną; wada tkwi w tem iż trzecia harmoniczna jest przykrzejsza dla ucha, niż druga.⁴⁾

W praktyce współczynnik wykorzystania lamp waha się około 100%, dla klasy B, podczas gdy dla klasy A wynosi on średnio 20%. Do wad klasy B należy zaliczyć również trudności zachodzące przy wyregulowaniu tych układów, które są znacznie większe, niż dla klasy A, jednak zupełnie możliwe do pokonania.

*) Teoria i ich działanie wzmacniaczy klasy B zostały omówione w artykułach 1) 2) 3).

Artykuł niniejszy obejmuje kilka uwag o projektowaniu wzmacniaczy klasy B, przeto na wstępie przypomnieć należy zasadę ich działania.

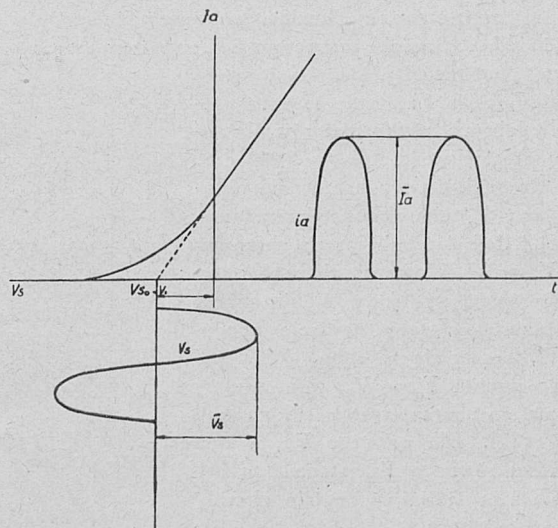


Rys. 1.

Wzmacniaczem małej częstotliwości klasy B nazywamy układ przeciwobny (rys. 1) w którym lampy pracują na dolnym zakrzywieniu charakterystyki (rys. 2). Punkt pracy obiera się na przedłużeniu charakterystyki

$$I_a = f(V_s) \text{ dla } V_{s0} = V_1.$$

Przyłożone na pierwotne uzwojenie transformatora wejściowego napięcie, indukuje SEMne w obu połówkach wtórnego uzwojenia. Jeśli teraz SEMna w górnej połówce posiada taki kierunek, że zmniejsza ujemne napięcie na

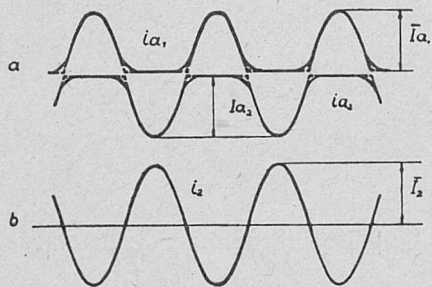


Rys. 2.

siatce, to przez lampę górną popłynie prąd. Tymczasem w dolnej połówce SEMna powiększa minus na siatce i prąd anodowy nie płynie. W drugiej połowie okresu prąd ano-

dowy popłynie w lampie dolnej, podczas gdy górna jest zamknięta. Przebiegi prądów anodowych podane są na rys. 3a. Linje kreskowane wskazują przebiegi dla charakterystyk prostolinijnych (z rys. 2), podczas gdy linje pełne dla charakterystyk rzeczywistych.

Obie połowki sinusoid dodają się w transformatorze wyjściowym (rys. 3b) tak, że w rezultacie prąd w uzwojeniu wtórnym transformatora wyjściowego jest sinusoidalny.



Rys. 3.

Jeśli przejdziemy do charakterystyk rzeczywistych, to owe zniekształcone sinusoidy (rys. 3a) dadzą w rezultacie prąd sinusoidalny, o ile punkt pracy (na rys. 2) został wybrany na przecięciu się osi odciętych z przedłużeniem charakterystyki $I_a = f(V_s)$ czyli w punkcie $V_{s0} = V_1$.

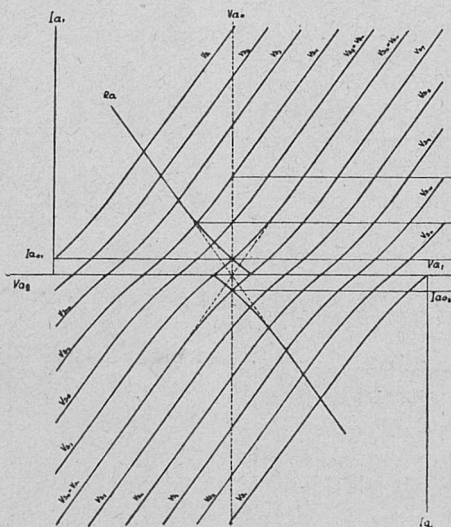
Powyższe rozważania wydają się dosyć ściśle z fizycznego punktu widzenia, jednak przy bliższym wglądzie w zjawiska nasuwają się pewne obiekcje.

W latach 1931 — 33 toczyła się na łamach „Proceedings of the Institute of Radio Engineers” żywa dyskusja^{5) 6) 7) 8)} na temat ścisłych przebiegów we wzmacniaczach klasy B. Powstało kilka metod przedstawiania tych przebiegów oraz obliczenia mocy wyjściowej i zniekształceń w obwodach anodowych. Z nich wyłoniła się jedna, bardzo praktyczna, co do obliczania mocy i zniekształceń, metoda, posiadająca wystarczającą dla praktycznych obliczeń dokładność, jednak nie dająca wglądu na przebiegi, zachodzące w układzie.⁹⁾

2) Wykreślony obraz przebiegów w układzie klasy B.

Metoda powyższa, opracowana przez Thomsona⁶⁾ odzwierciedla na charakterystykach lamp przebiegi, zachodzące w układzie klasy B. Zakładamy, że mamy w układzie (rys. 1) transformatory idealne, to znaczy, że możemy pominąć indukcyjności rozproszenia, oporności rzeczywiste, wpływ pojemności własnych i prądu magnesującego. Założenie to jest słuszne dla dobrych transformatorów dla zakresu częstotliwości 100 — 5 000 c/s.

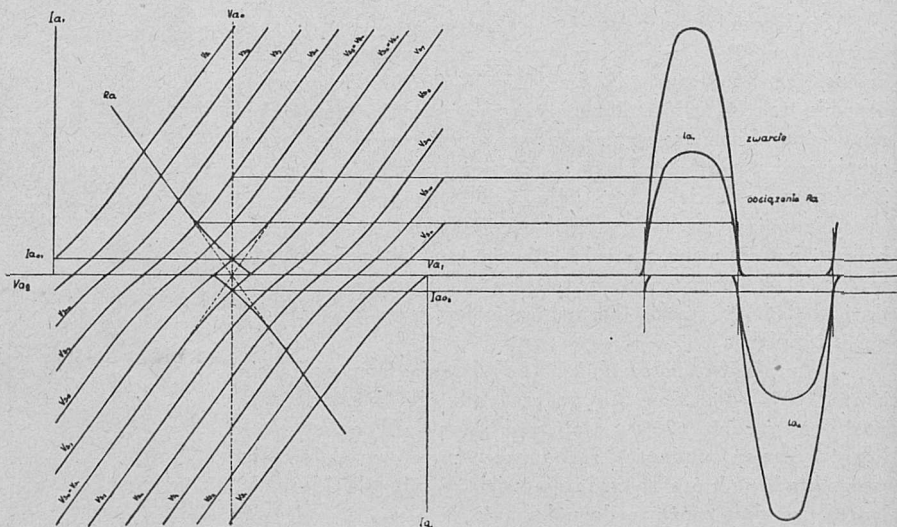
Rysunek 4a wyobraża nam układy $I_a = f(V_a)$ charakterystyk obu lamp, górnej i dolnej. Punkt pracy wybieramy dla $V_{a0} = V$. Wówczas charakterystyki odwrócone względem siebie należy tak przesunąć, żeby napięcie anodowe V' , zeszły się ze sobą. Wówczas z tego punktu $V_{a0} = V_1$, prowadzimy styczną do charakterystyk statycznych $I_a = f(V_s)$. Dla pewnego V_s , w tym wypadku równego V_{s0} , styczna ta zlewa się z prostolinią częścią charakterystyki statycznej. To napięcie obieramy jako ujemne napięcie siatki, czyli, że w tym wypadku $V_{s0} = V_{s0}'$. W każdej z lamp ustali się prąd anodowy spoczynkowy I_{a0} .



Rys. 4a.

Przykładamy teraz na siatki napięcie zmienne o amplitudzie $V_{s1} = |V_{s0} - V_{s1}|$ i zwieramy opór obciążenia R_w . Lampa górna otrzymuje dodatnią połówkę napięcia na siatkę, jej prąd anodowy rośnie przez pierwszą ćwiartkę od I_{a01} do wartości wyznaczonej przez przecięcie się charakterystyki statycznej dla $V_s = V_{s1}$ i $V_{a0} = \text{const}$, podczas gdy prąd anodowy lampy dolnej maleje od I_{a02} do zera (rys. 4b). W drugiej ćwiartce okresu prąd anodowy lampy górnej maleje do I_{a01} , a w dolnej w pewnej chwili zaczyna płynąć prąd anodowy, rosnąc do I_{a02} . Przebiegi w następnej połowie okresu powtarzają się, należy tylko zmienić oznaczenia lamp: dolną na górną i odwrotnie. Jeśli teraz lampy będą pracować nie na zwarcie, lecz na pewien rzeczywisty opór R_w , to chwilowy punkt pracy będzie wędrować nie po prostej pionowej $V_{a0} = \text{const}$, lecz po prostej nachylonej pod pewnym kątem, zależnym od wartości oporu R_w . To jest słuszne jedynie w tym wypadku, gdy charakterystyki są prostolinijne i nie posiadają dolnych zakrzywień. W rzeczywistości jednak wskutek tych dolnych zakrzywień, zakrzywia się również i linia obciążenia (rys. 4a).

Bardzo często popełnia się błąd, zastępując charakterystyki obu lamp, przez lampę fikcyjną, której charakterystykę można otrzymać przez dodanie do siebie charakterystyk obu lamp rzeczywistych i zakładając, że przebiegi w tej lampie fikcyjnej są sinusoidalne. W rzeczywistości jednak przebiegi w lampach rzeczywistych i w uzwojeniach pierwotnych transformatora wyjściowego nie są sinusoidalne, więc operowanie charakterystyką lampy fikcyjnej będzie tylko wtedy słuszne, gdy będziemy pamiętali, że przez jedną połówkę okresu działa jedna lampa rzeczywista, a przez drugą połówkę druga. Wówczas jednak przejrzystej jest operować tylko jedną lampą i podwajając obliczone wartości na moc. Do tej sprawy wrócimy jeszcze w dalszym ciągu. (Dodatek 2). Trzeba jednak dodać, że wskutek tego linie obciążenia obu lamp zginają się i przez pewien czas pracują obie lampy, zamiast jednej. Jest to chwila przenoszenia się obciążenia z jednej lampy na drugą. Część zniekształceń, powstała wskutek dolnych zakrzywień, znosi się, lecz tylko ta część, która odpowiada parzystym potęgom równania dolnego zakrzywienia charakterystyki. Nieparzyste harmoniczne dodają się i zwiększają ogólną zawartość harmonicznych. Z pewnym więc przybliżeniem można założyć, że dolna część wypadkowej linii obciążenia wyprostowuje się.



Rys. 4b.

3. Oporność obciążenia i moc wyjściowa, przypadająca na jedną lampę.

Do obliczeń nie będziemy więc musieli rysować charakterystyki obu lamp, wystarczy bowiem przeprowadzić je dla jednej lampy i otrzymaną moc podwoić.

Chcemy teraz znaleźć zależność między opornością obciążenia układu R_w , a opornością obciążenia lampy R_a wyznaczającą kąt α :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{R_a} \dots \dots \dots (1)$$

Zakładając, że mamy do czynienia z idealnym transformatorem oraz rzeczywistą opornością obciążenia R_w , linia obciążenia będzie prostą, teoretycznie wychodzącą z punktu V_{a0} pod kątem α , lecz w rzeczywistości, jak już wyżej wspomniano, zaginająca się nieco.

Moc wyjściowa całkowita, wydzielona w oporności R_w wynosi

$$P_{wc} = \frac{1}{2} \bar{I}_a \bar{V}_a \dots \dots \dots (2)$$

Na jedną lampę przypada

$$P_w = \frac{1}{4} \bar{I}_a \bar{V}_a \dots \dots \dots (3)$$

Dla wyznaczenia mocy musimy teraz znaleźć zależność między R_w a R_a . Postać tej zależności zależy od metody obliczania mocy. W opisywanej na tem miejscu metodzie, w której zakładamy, że lampka pracuje impulsami, składającymi się z połówek sinusoid, wzdłuż prostej obciążenia, pochylonej pod kątem α (rys. 5), musimy konsekwentnie obliczać wszystkie przebiegi na połowę okresu. W innych metodach, w których połówki sinusoid rozkładamy na szereg Fourriera i rozważamy przebiegi dla podstawowej, proste obciążenia są inaczej zdefiniowane (dodatek 1 i 2).

Powracając do naszej metody, stwierdzamy, że obciążeni R_w przenosi się na lampę przez połowę okresu przez przekładnię $\frac{w_1}{w_2}$

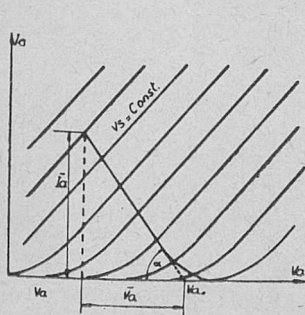
czyli, że

$$R_a = R_w \left(\frac{w_1}{w_2} \right)^2 \dots \dots \dots (4)$$

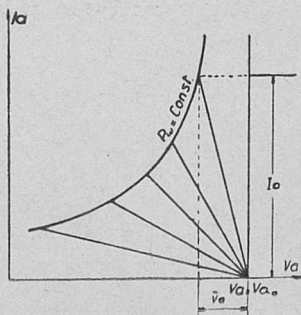
Jeśli przekładnia całkowita wynosi 1:1, to

$$2w_1 = w_2 \text{ oraz } R_a = \frac{1}{4} R_w \dots \dots \dots (4a)$$

Ponieważ takie przenoszenie oporu dla przebiegów sinusoidalnych, trwających tylko pół okresu, nie jest oczywiste, więc w dodatku 1 podano na to dowód.



Rys. 5.



Rys. 6.

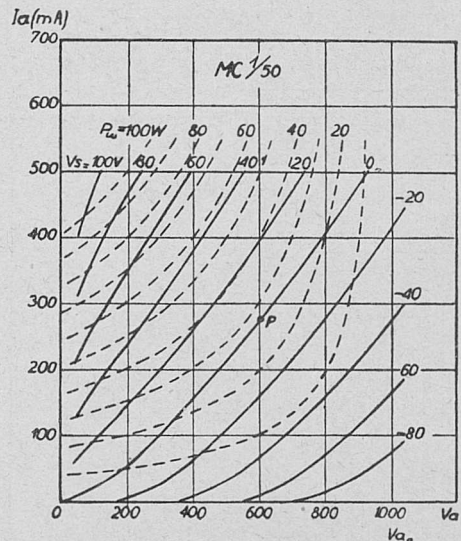
4) Obliczanie mocy wyjściowej⁶⁾.

Moc wyjściowa jednej lampy wyrażona jest równaniem (3).

Równanie to możemy napisać jeszcze w innej postaci:

$$\bar{I}_a \bar{V}_a = 4 P_w \dots \dots \dots (5)$$

Mówi ono, że końce linii obciążenia, wyrysowanych na charakterystykach $I_a = f(V_a)$, leżą na hyperboli równobocznej, której asymptotami są oś V_a i prostopadła do niej, wystawiona w punkcie $V_{a0} = V_{a0}$ (rys. 6). Podstawiając różne wartości na moc wyjściową, otrzymujemy rodzinę hyperbol. Na rys. 7 podano podobną rodzinę hyperbol na charakterystykach lampy MC^{1/5}, dla $V_{a0} = 1000$ V.



Rys. 7.

Z powyższego wykresu łatwo jest odczytać wiele danych, przydatnych do projektowania, a mianowicie:

1) maksymalną moc wyjściową dla danego napięcia anodowego V_{a0} i wzbudzenie siatki $\bar{V}_s$,

2) wymagany przytem opór obciążenia,

3) zmiany mocy wyjściowej P_w w zależności od R_a ,

4) początek zniekształceń w obwodzie anodowym lampy, spowodowanych wchodzeniem na zagęszczenie charakterystyk stycznych. Wówczas krzywe prądu i napięcia spłaszczają się na wierzchołku, więc równanie (3) traci swą ważność i graficzne obliczanie za pomocą hyperboli jest nie ściśle. Jednak w praktyce nie gra to wielkiej roli, gdyż ze względu na zniekształcenia unikamy zakresów, gdzie charakterystyki statyczne zagęszczają się. Ze względu na zniekształcenia, pochodzące z obwodu siatki, ważny jest punkt P na rys. 7, punkt, w którym osiąga się największą moc wyjściową bez prądu siatki.

Jeśli teraz przejdziemy na inne napięcie anodowe, to tylko należy przesunąć rodzinę hyperbol w ten sposób, żeby punkt przecięcia się asymptot wypadł w nowym V_{a0} . Najłatwiej to uczynić w ten sposób: całą rodzinę hyperbol przerysowujemy na kalkę i przesuwamy ją na charakterystykach.

Gdyby się okazało, że dany typ lampy nie odpowiada nam z pewnych względów, to na charakterystykach nowego typu należałoby narysować nową rodzinę hyperbol. Możemy jednak użyć poprzedniej kalki, trzeba będzie tylko moc pomnożyć przez pewien współczynnik, określony skalami napięć i prądów charakterystyk obu typów lamp. Skale napięć i prądów charakterystyk można tak dobrać, żeby współczynnik ten był liczbą całkowitą. Jeśli teraz współczynnik ten będzie podany na charakterystykach, to do obliczeń wystarczy jedna kalka dla wszystkich typów lamp.

5) Obliczenie mocy traconej w anodzie.⁷⁾

Moc tracona w anodzie jest jednym z czynników, ograniczających moc wyjściową. Równa się ona różnicy między mocą zasilania i mocą wyjściową.

Ponieważ składowa stała prądu anodowego równa się $\frac{1}{\pi} \bar{I}_a$ (dodatek 1 wzór 7), więc moc zasilania jednej lampy równa się

$$P_z = \frac{1}{\pi} \bar{I}_a V_{a0} \dots \dots \dots (6)$$

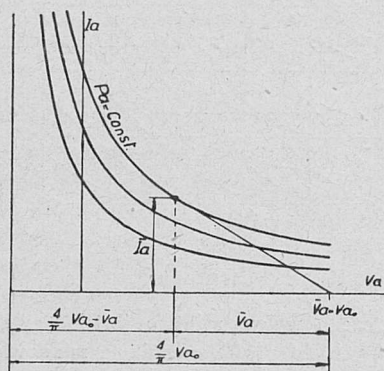
Moc tracona w anodzie

$$P_a = P_z - P_w = \frac{1}{\pi} \bar{I}_a \bar{V}_{a0} - \frac{1}{4} \bar{I}_a \bar{V}_a \dots \dots \dots (7)$$

Miejsce geometryczne końców linii obciążenia dla stałej mocy traconej w anodzie stanowi również hyperbola równoboczna gdyż równanie 7 można napisać w następującej postaci:

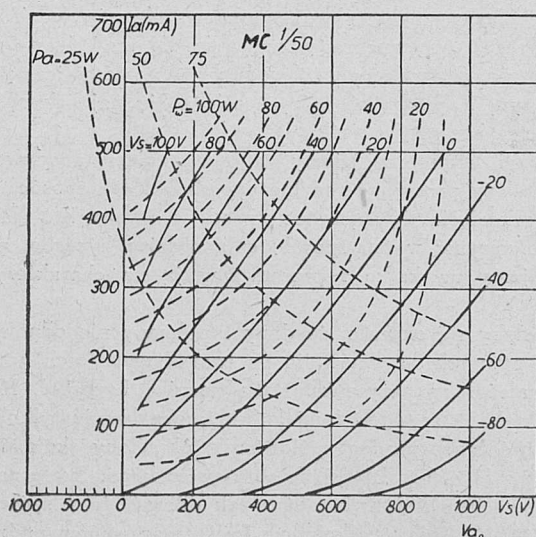
$$\bar{I}_a \left(\frac{4}{\pi} V_{a0} - \bar{V}_a \right) = 4 P_a \dots \dots \dots (8)$$

Asymptotami tej hyperboli są oś V_a i prostopadła do niej, wystawiona w punkcie $V_a = -\left(\frac{4}{\pi} - 1\right) V_{a0}$ (rys. 8).



Rys. 8.

Trzeba dodać, że współczynniki wielkości, będących po prawej stronie równań (5) i (8) posiadają tę samą wartość. Stąd wynika, że hyperbole służące do wyznaczania mocy wyjściowej, jakoteż traconej w lampie, są jednakowe, tylko odwrócone. Wobec tego kalkę powyżej opisaną można stosować i do tego wypadku, używając odpowiednich do typu lamp skal.



Rys. 9.

Jeśli teraz chcemy pracować przy innym napięciu anodowym, to trzeba odpowiednio przesunąć kalkę z hyperbolami. Dlatego praktycznie jest podzielić oś V_a w ujemnym kierunku na części $\left(\frac{4}{\pi} - 1\right)$ razy większe od podziałek w dodatnim kierunku. Wykonano to na rys. 9, na którym ma-

my podany przykład zastosowania obu rodzin hyperbol. W praktyce należy nałożyć na siebie kalki z obu rodzinami hyperbol na charakterystykę i wówczas łatwo spostrzeżemy, w jaki sposób moc wyjściowa jest ograniczona mocą admi-syjną, wynoszącą w naszym przykładzie 75 W.

6. Ustawienie na minimum prądu siatki⁹⁾.

W celu uzyskania możliwie dużej mocy wyjściowej, musimy zastosować możliwie duże amplitudy napięcia sterującego siatki lampy klasy B. Wówczas wchodzimy w zakres dodatnich potencjałów siatek, gdzie płynie ich prąd, wskutek czego pobierają one moc z poprzedniego stopnia, zwanego zwykle driverem. Otóż ten driver musi być tak obliczony, żeby dostarczyć tej mocy, gdyż w przeciwnym wypadku spodziewać się należy znacznych zniekształceń. Żeby driver wypadł mały, to tak należy dobrać warunki pracy lamp klasy B, aby one pobierały minimum mocy z drivera, co nastąpi wtedy, gdy prąd siatek lamp klasy B osiągnie minimum. Z rodziny hyperbol łatwo można znaleźć odpowiedź, jak należy dobrać warunki pracy, żeby otrzymać minimum prądu siatki.

Oznaczamy przez

$$v_{s \max} = \bar{V}_s - V_{s0} \dots \dots \dots (9)$$

maksimum dodatniego napięcia siatki podczas jednego okresu i równocześnie występujące minimum napięcia anodowe-go przez

$$v_{a \min} = V_{a0} - \bar{V}_a \dots \dots \dots (10)$$

Następnie wprowadzamy oznaczenie

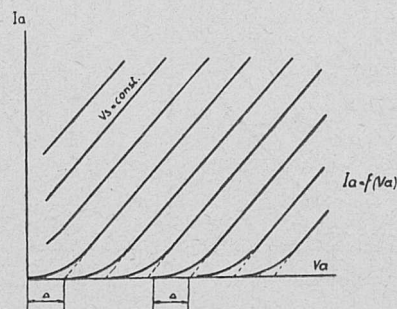
$$\alpha = \frac{v_{s \max}}{v_{a \min}} \dots \dots \dots (11)$$

Przyglądając się charakterystykom prądu siatki łatwo spostrzeżemy, że prąd siatki dla α będącego w pobliżu 1 ($v_{s \max} \approx v_{a \min}$) w pierwszym przybliżeniu nie zależy głównie od $v_{s \max}$, lecz od α . Ponieważ prąd siatki rośnie ze wzrostem α , więc musimy stosować możliwie małe α . Jeśli natomiast $v_{s \max}$ jest małe w porównaniu do $v_{s \min}$, czyli $\alpha \ll 1$, to prąd siatki zależy głównie od $v_{s \max}$.

Rozważmy teraz dokładniej wypadek, gdy $v_{s \max}$ i $v_{s \min}$ są tego samego rzędu ($\alpha \approx 1$). W tym celu napiszemy równanie charakterystyki lampy trójelektrodowej w uproszczonej postaci, jako linijową zależność

$$I_a = \frac{1}{\rho} (K V_s + V_a - \Delta) \dots \dots \dots (12)$$

Jak wyznaczyć Δ wskazuje rys. 10.



Rys. 10.

Podstawiając równanie (11) w (12) otrzymujemy amplitudę prądu anodowego w zależności od $v_{a \min}$ i od α

$$\bar{I}_a = \frac{1}{\rho} (K \alpha v_{a \min} + v_{a \min} - \Delta) \dots \dots \dots (13)$$

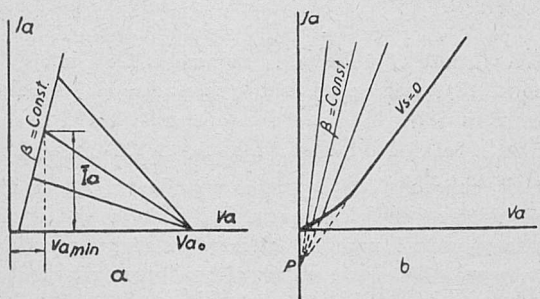
Zakładając zaś, że

$$\beta = 1 + K \alpha \dots \dots \dots (14)$$

otrzymamy z równania (13)

$$\bar{I}_a = \frac{1}{\rho} (\beta v_{a \min} - \Delta) \dots \dots \dots (15)$$

Równanie to możemy narysować na wykresie $I_a = f(V_a)$ w postaci linii prostych. Oznaczają one dla stałego β miejsce geometryczne końców wszystkich linii obciążenia, posiadających tę samą wartość β (rys. 11a). Dla różnych wartości β powstaje rodzina prostych (rys. 11b), tem się też charakteryzująca, że im większe jest β , tem ostrzejszy kąt tworzy prosta z osią napięć anodowych. Wszystkie proste przechodzą przez punkt $(0, -\frac{\Delta}{\rho})$, który, jak widać z równania (12), leży na przecięciu przedłużenia charakterystyki statycznej dla $V_s = 0$ i osi rzędnych.



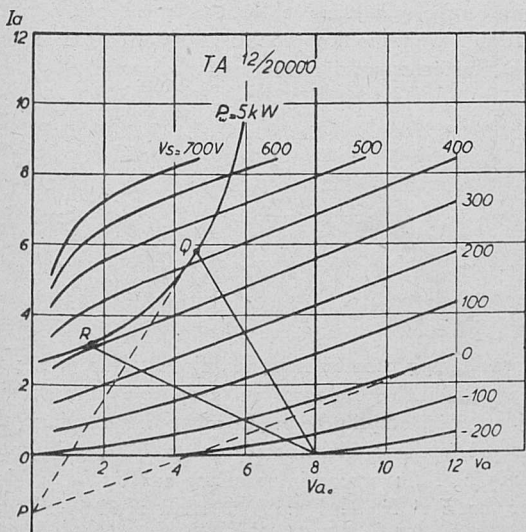
Rys. 11.

Dla osiągnięcia minimum prądu siatki należy starać się o małe α a więc i β musi być małe. Następnie należy pamiętać, że dla danej mocy wyjściowej minimum prądu siatki osiąga się dla punktu styczności do hyperboli danej mocy, wyprowadzonej z punktu P o współrzędnych $(0, -\frac{\Delta}{\rho})$. Punkt ten P łatwo znaleźć przedłużając prostoliniową część charakterystyki stycznej dla $V_s = 0$ aż do przecięcia się z osią rzędnych.

Powyższa metoda posiada naturalnie tylko wtedy wystarczającą dokładność, gdy można zastąpić charakterystyki statyczne w pobliżu poszukiwanego punktu pracy przez linie proste z wystarczającą dla obliczeń dokładnością.

Pozostaje nam jeszcze do omówienia drugi wypadek, gdy $\alpha \ll 1$. Wówczas minimum prądu siatki występuje dla minimum jej dodatniego napięcia $v_{s \max}$ przy danej mocy wyjściowej.

Przykład ustawienia na minimum prądu anodowego dla obu wypadków podany jest na rys. 12. Dla lampy TA 12/20000,



Rys. 12.

pracującej przy $V_{a0} = 8$ kV, należy dobrać minimum prądu siatki dla mocy $P_w = 5$ kW. Otóż punkt Q daje minimum prądu siatki dla minimum α , a punkt R dla minimum $v_{s \max}$. Minimum α wynosi 0,1, podczas gdy α dla punktu R wynosi 0,2. Obie te wartości są małe w porównaniu do 1, więc minimum prądu siatki należy oczekiwać w pobliżu punktu R. Ponieważ w praktyce mamy do czynienia z mocami większymi od 5 kW w podobnej lampie, więc i α będzie większe. Wobec tego punkt, dla którego osiąga się minimum prądu siatki, będzie przesuwiał się w górę po hyperboli mocy wyjściowej od punktu R do punktu Q, powyżej którego nie przejdzie.

7. Dobór R_a opt.

Mając już koniec linii obciążenia, wyznaczony na hyperboli żądanej mocy wyjściowej i ograniczony z jednej strony hyperbolą dopuszczalnej mocy traconej w anodzie, a z drugiej strony warunkiem minimalnego prądu siatki, możemy teraz z łatwością określić opór anodowy, na jaki pracuje każda z lamp. Opór ten wyrażony jest równaniem (1).

8. Zniekształcenia pochodzące z obwodu anodowego.

Zniekształcenia nieliniowe, występujące we wzmacniaczach klasy B, zostały omówione w 1). Tutaj zajmiemy się tylko obliczeniem zniekształceń, pochodzących z obwodu anodowego. Ponieważ mamy do czynienia z układem przeciwnym, więc otrzymamy tylko nieparzyste harmoniczne, głównie trzecią. Otóż tę trzecią harmoniczną możemy obliczyć łatwo z charakterystyki $I_a = f(V_a)$, wyznaczając z nich amplitudę prądu anodowego $\bar{I}_a$ odpowiadającą napięciu sterującemu $\bar{V}_s$, oraz prąd anodowy I_2 , leżący na tej samej linii obciążenia R_a , a odpowiadający napięciu siatki $\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{V}_s$ i wstawiając do następującego wzoru

$$k_3 = \frac{\bar{I}_a - \sqrt{2} I_2}{\bar{I}_a + \sqrt{2} I_2} \dots \dots \dots (16)$$

wyprowadzonego w dodatku 3.

9. Transformatory wyjściowe.

Transformator wyjściowy jest tym członem układu, w którym następuje dodawanie niesinusoidalnych przebiegów, rezultatem czego jest przebieg sinusoidalny w uzwojeniu wtórnym, a więc i w oporności obciążenia. Transformator pracuje z pewnymi stratami, więc moc wyjściowa P_w , dostarczana przez lampę, jest większa od mocy użytecznej P_u , wydzielonej w oporności obciążenia R_u . Oznaczając przez η sprawność transformatora mamy zależność

$$P_u = \eta P_w \dots \dots \dots (17)$$

Straty mocy wynoszące $(1-\eta) P_w$ dzielą się na straty w żelazie P_z oraz na straty w miedzi P_m

$$(1-\eta) P_w = P_z + P_m \dots \dots \dots (18)$$

Straty te możemy wyrazić jako pewne oporności, które przeniesione na stronę wtórną transformatora, dodają się do oporności użytecznej R_u , dodając tak zwaną oporność wyjściową R_w .

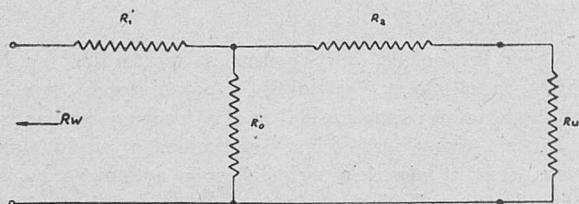
Ta oporność wyjściowa R_w , przeniesiona na pierwotną stronę przez przekładnię połówkową p_p równa się oporności obciążenia lampy R_a . Wobec tego przekładnia połówkowa transformatora, w pierwszym przybliżeniu, pomijając opory strat, równa się

$$p_p = \frac{w_1}{w_2} = \sqrt{\frac{R_a}{R_u}} \dots \dots \dots (19)$$

Zajmiemy się teraz obliczeniem tejż przekładni w założeniu, że rozproszenie jest minimalne, a indukcyjność po-

poręczna bardzo duża. Bieg obliczeń będzie następujący: z charakterystyk statycznych określimy dla danej mocy wyjściowej P_w składową zmienną napięcia anodowego V_a oraz składową zmienną prądu anodowego I_a dla danego R_a . Ponieważ pracujemy na oporności obciążenia R_u , więc przekładnia będzie określona w pierwszym przybliżeniu przez wzór (19). Moc użyteczna P_u wyrażona jest natomiast wzorem (17). Obliczenia jej sprowadza się do obliczenia sprawności

$$\eta = \frac{P_u}{P_w} = \frac{P_w - \Sigma \text{ strat}}{P_w} \dots \dots \dots (21)$$



Rys. 13.

Sumę strat obliczymy według rys. 13, na którym R_1' oznacza oporność połowy uzwojenia pierwotnego, R_0' oporność odpowiadającą stratom w żelazie, obie przeniesione na stronę wtórną, a R_2 oporność uzwojenia wtórnego. W oporności R_1 płynie prąd I_a przez połowę okresu, a w oporności R_2 prąd I_2 przez cały okres, ale na jedną lampę przypada tylko pół okresu. Wobec tego

$$\Sigma \text{ strat} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} I_a^2 R_1 + \frac{1}{2} I_2^2 R_2 \right] + P_z \dots (22)$$

Straty te odnoszą się do połowy okresu, przez którą płynie prąd. Tak samo przez połowę okresu przenosi się moc z jednej lampy na oporność użyteczną R_u . W równaniu 22 nie znamy jeszcze prądu I_2 i strat w żelazie P_z . Prąd I_2 możemy łatwo obliczyć pamiętając, iż jest on przeniesioną przez przekładnię p_p różnicą prądu I_a i prądu strat w żelazie:

$$I_2 = p_p \left[I_a - \frac{2 \sqrt{2} P_z}{V_a - I_a R_1} \right] \dots \dots \dots (23)$$

Straty w żelazie obliczymy dla danej indukcji B z wagi tej części rdzenia, w którym ta indukcja panuje. Albowiem strumień

$$\Phi = B s = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{V_a - I_a R_1}{4,44 f w_1 10^{-8}} \dots \dots \dots (24)$$

gdzie s jest przekrojem rozpatrywanej części rdzenia. Trzeba jeszcze pamiętać, że straty w żelazie zależą również od

częstotliwości. Przy danym napięciu osiągają one największą wartość przy dolnej częstotliwości. Straty w żelazie w W/kg można oszacować z poniższego wzoru, pamiętając jednak, że przy małych indukcjach dla zwykłego żelaza transformatorowego daje on za duże wartości:

$$p_z = 0,078 \left(\frac{f}{100} \right) \left(\frac{B_{\max}}{1000} \right)^{1,6} + 0,044 \left(\delta \frac{f}{100} \cdot \frac{B_{\max}}{1000} \right)^2 \dots (25)$$

Teraz straty w żelazie P_z , przypadające na jedną lampę i na pół okresu będą się równały połowie całkowitych strat w żelazie P_{z_c}

$$P_z = \frac{1}{2} P_{z_c} = \frac{1}{2} \sum p_{zi} m_i$$

gdzie m_i jest ciężarem odpowiedniej części rdzenia, w której panuje indukcja B_i .

Teraz możemy obliczyć I_2 ze wzoru (23) dalej Σ strat ze wzoru (22), oraz sprawność η ze wzoru (21) i na koniec P_u ze wzoru (17).

W ten sposób uzyskana wartość mocy użytecznej P_u nie ściśle obliczona, gdyż lampa pracuje na R_w , a nie na R_u , jak założono przy obliczaniu P_w . Dlatego obliczenie należy skorygować i naprzód obliczyć właściwą przekładnię p_{pp} ze wzoru (20), gdzie R_w określimy przez równanie:

$$R_w = R_1' + \frac{(R_2 + R_u) R_0'}{R_2 + R_u + R_0'} \dots \dots \dots (26)$$

pamiętając, że oporność strat w żelazie

$$R_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{(\bar{V}_a - \bar{I}_a R_1)^2}{2 P_z} \dots \dots \dots (27)$$

przenosi się na stronę wtórną, jako

$$R_0' = \frac{R_0}{p^2} \dots \dots \dots (28)$$

tak samo jak

$$R_1' = \frac{R_1}{p^2} \dots \dots \dots (29)$$

Dwójkę w mianowniku wzoru (27) uzasadnia się tem, że P_z wyraża straty w żelazie na pół okresu, a do obliczenia oporności potrzeba strat z całego okresu.

Zakładamy tutaj w pierwszym przybliżeniu, że oporność R_0 nie zmienia się znacznie przy zmiennej mocy wyjściowej.

Jak już wyżej zaznaczono, moc użyteczna nie jest ściśle obliczona. Chcąc znać jej dokładniejszą wartość, należy powtórzyć powyższe obliczenia przy nowej wartości przekładni. W wypadku jednak transformatora o małych stratach powtórne przeliczanie jest zbyteczne.

C. d. n.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Pomiar głębokości modulacji.

(Ciąg dalszy).

6) *Metoda Geisslera i Jalliff'e'a.* Określenie k przez pomiar maksymalnych wartości amplitud prądów modulowanego i niemodulowanego.

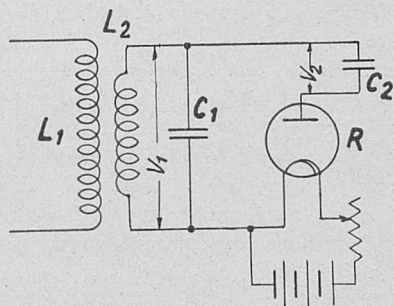
Sprzęgamy z obwodem antenowym obwód, składający się z kondensatora C i załączonej do niego równolegle cew-

ki L , oraz lampę prostowniczą R (dioda). Napięcie, powstające na okładkach kondensatora, proporcjonalne do maksymalnej wartości amplitudy prądu antenowego, mierzymy za pomocą woltomierza elektrostatycznego. W czasie spoczynku mamy E_0 i I_0 ; w czasie rozmowy zaś E_1 i I_{mx} . Możemy napisać, że $E_0 : E_1 = I_0 : I_{mx}$, skąd zgodnie ze wzorem

(b) $k = \frac{I_{mx} - I_0}{I_0} = \frac{E_1 - E_0}{E_0}$. Zamiast lampy można użyć

opór omowy. Wtedy E_0 i E_1 mierzymy na jego zaciskach zapomocą woltomierza lampowego.

7) *Metoda Mandelstam'a i Papalex'i'ego*. Określenie k ze stosunku wartości maksymalnej do wartości skutecznej prądu modulowanego. Z równań wyprowadzonych na wstępie wynika że stosunek $\frac{I_{mx}^2}{i_{sk}^2} = 4 \frac{(1+R)^2}{2+R^2}$ zależy wyłącznie od wartości współczynnika k . Zapomocą specjalnego układu w połączeniu z podwójnym elektrometrem możemy otrzymać przyrząd, wskazujący od razu ten stosunek, albo po uprzednim wycechowaniu, bezpośrednio odpowiednią wartość k . Rys. 4 podaje schemat połączeń. Przez cewkę L_1



Rys. 4.

przepływa badany prąd modulowany. Równolegle do cewki L_2 załączony jest kondensator C_1 oraz kondensator C_2 połączony szeregowo z prostownikiem lampowym R . Napięcie na okładkach kondensatora C_1 (V_1) jest proporcjonalne do siły el. m., indukowanej w cewce L_2 . Przez odpowiedni dobór pojemności kondensatora C_2 możemy otrzymać takie warunki, że, powstające na jego okładkach, napięcie stałe V_2 będzie praktycznie równe V_{1mx} . Łącząc okładki kondensatorów z układami dwóch połączonych elektrometrów lub woltomierzy elektrostatycznych, otrzymamy następujące siły, działające na układy ruchome

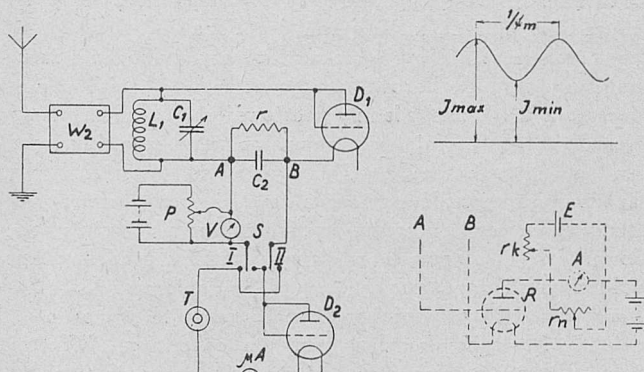
$$F_1 = \alpha_1 V_{1sk}^2 \text{ i } F_2 = \alpha_2 V_{2sk}^2 = \alpha_2 V_{1mx}^2.$$

Łącząc ze sobą mechanicznie układy ruchome przyrządów w ten sposób, ażeby F_1 i F_2 działały w kierunkach przeciwnych i usuwając wszelkiego rodzaju wpływ pasorzytniczy sił obcych (ciężkość, sprężystość i t. p.) możemy napisać: $F_1 = F_2$ lub też $\alpha_1 \cdot V_{1sk}^2 = \alpha_2 \cdot V_{1mx}^2$ czyli $\frac{V_{1mx}^2}{V_{1sk}^2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}$. Skąd widzimy, że wychylenia podwójnego przyrządu są proporcjonalne do współczynnika głębokości modulacji. Zamiast elektrometra podwójnego można użyć dwóch elektrometrów o niezależnych układach ruchomych, których wskazówki poruszają się wzdłuż wspólnej skali specjalnej konstrukcji, używanej w falomierzach Ferri'e. Wskazania przyrządu pierwszego są proporcjonalne do i_{sk}^2 ; wskazania zaś drugiego do I_{mx}^2 . Przy użyciu skali Ferri'e można wycechować przyrząd bezpośrednio w wartościach k .

8) *Metoda B van der Pol'a i K. Pusthumus'a*. Określenie k przez pomiar I_{mx} i I_{min} drgań modulowanych.

Układ, przedstawiony na rys. 5, pozwala na pomiar współczynnika k prądów, zasilających odbiornik. Zasada działania jest następująca: prądy antenowe wzmacniamy we wzmacniaczu wys. cz. (Wz), poczem zasilamy nimi obwód drgań $L_1 C_1$ wraz z dołączoną do niego gałęzią równoległą, zawierającą detektor lampowy D_1 i kondensator stały C_2 zablokowany oporem r . Wartość C_2 tak jest dobrana, że dla prądów modulujących kondensator stanowi praktycznie przerwę, natomiast dla prądów wielkiej częstotliwości zwiera

on opór r . Napięcie na okładkach C_2 zmienia się według krzywej, na rys. 5, gdzie f_m jest częstotliwością modulującą. Minimalne i maksymalne wartości tego napięcia określamy zapomocą woltomierza V , załączonego do potencjometru P . Układ, składający się z baterji B , potencjometru P , detektora D_2 , słuchawek T i mikroamperomierza zerowego μA i przełączników, pozwala skompensować napięcie na C_2 . Przerzucając S raz w położenie I, a potem w II i sprowadzając każdorazowo przyrząd μA do zera zapomocą potencjometru P , odczytujemy bezpośrednio na woltomierzu V napię-

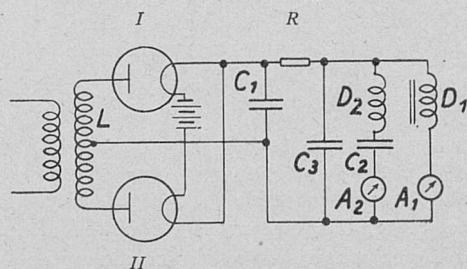


Rys. 5.

cie, którego wartość jest proporcjonalna raz do I_{min} , raz do I_{max} , znając które, obliczamy ze znanego wzoru k . Telefon T służy dla dokładnego ustalenia warunków kompensacji.

Dokładność metody wynosi ok. 2%. Sprawdzenie warunków symetryczności modulacji dokonujemy robiąc pomiary prądem niemodulowanym. Wartości, odczytane na woltomierzu V , muszą być dla obu położań przełącznika jednakowe i równe średniej arytmetycznej wartości otrzymanych przy prądzie modulowanym.

9) *Metoda Geisslera*. Pomiar współczynnika k przez wyznaczenie stosunku prądu modulującego i nośnego.



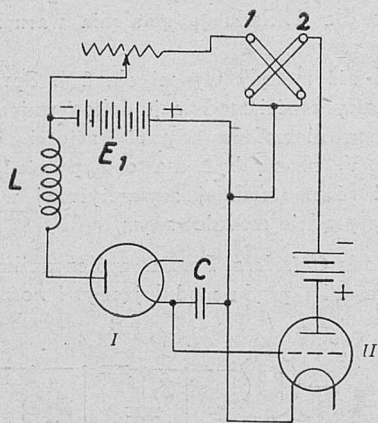
Rys. 6.

Na rys. 6 mamy przedstawiony, stosowany przy tej metodzie, układ połączeń. Cewka L służy do sprzężenia z obwodem antenowym. Zasila ona prostownik dwupołowy (lampa I i II), dostarczający na okładki kondensatora C_1 napięcie proporcjonalne do prądu antenowego. Równolegle do kondensatora C_1 załączony jest układ, składający się z szeregowego oporu omowego R i dwóch gałęzi równoległych $I_1 - A_1$ i $DI_2 - C_2 - A_2$. Prąd, płynący przez opór R , jest proporcjonalny również do prądu antenowego. Amperomierz A_1 wskazuje wartość proporcjonalną do amplitudy prądu nośnego I_0 , zaś prąd, płynący przez A_2 , jest proporcjonalny do amplitudy prądu modulującego i_0 . Znając I_0 i i_0 możemy zapomocą równania (a) obliczyć k . Wielkość oporu R musi być dużą w porównaniu z oporem pozornym gałęzi $A_1 DI_1$ i $A_2 DI_2$. Kondensator C_3 i dławik DI_2 służą dla zrównoważenia układu.

10) Metody pozwalające na bezpośrednie odczytywanie k .

Wszystkie dotychczas opisane metody wymagają oprócz pomiaru jeszcze mniej lub więcej skomplikowanych rachunków. Jedynie metoda Papalexi pozwala odczytać k bezpośrednio, lecz zato wymaga stosowanie podwójnych elektrometrów lub elektrodynamometrów, co praktycznie jest niedogodnym i dlatego metoda ta jest rzadko stosowana. Wszyscy konstruktorzy dążyli do wynalezienia prostej i bezpośredniej metody pomiaru k . Częściowo udało się rozwiązać tę kwestję pp. Bugge i Hallen'owi, którzy ulepszyli poprzednio opisaną metodę van der Pol'a.

Metoda Buggego. Zmiana dotyczy tylko urządzenia kompensacyjno-pomiarowego, dołączonego do zacisków kondensatora C_2 . Zamiast lampy prostowniczej D_2 , mamy lampę wzmacniającą R . Najpierw robimy pomiar bez odbioru prądu badanego. Cewka L_1 jest zwartą, kompensujemy prąd anodowy zapomocą baterji dodatkowej i potencjometra. Drugim etapem pomiaru będzie wyznaczenie amplitudy niemodulowanej I_0 . W tym celu zasilamy odbiornik prądem niemodulowanym i zapomocą r_m (rys. 5) dobieramy takie warunki, ażeby wychylenie α_1 amperomierza A wynosiło 100 działek. Następnie kompensujemy go oporem r_k . Wreszcie robimy trzeci pomiar, przy którym odbieramy drgania modulowane, otrzymując wychylenie α_2 amperomierza A , proporcjonalne do amplitudy prądu modulującego i_0 . Ponieważ $k = \frac{i_0}{I_0} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$, to możemy napisać, że $k = \frac{\alpha_2}{100} = \alpha_2 \%$.

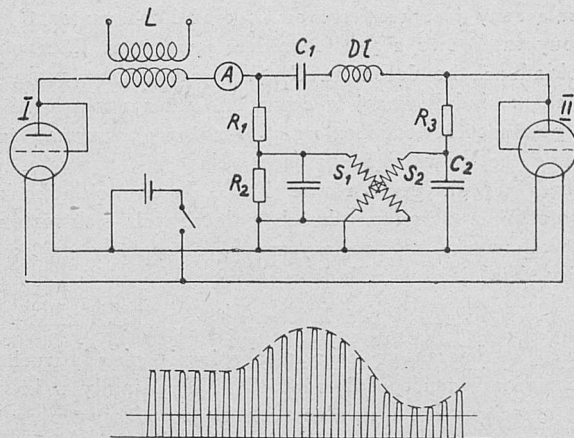


Rys. 7.

Inny układ podany przez Buggego przedstawia nam rys. 7. Zapomocą cewki L sprzęgamy się z obwodem antenowym. Odbieramy początkowo drgania niemodulowane i tak dobieramy wartość napięcia E , ażeby przez lampę I nie płynął wcale prąd anodowy. Kondensator C nie będzie wtedy naładowany. Jako wskaźnik kompensacji służy prąd anodowy lampy II , który musi pozostać równym prądowi spoczynkowemu (czyli gdy L jest równe $E_1 = 0$). Prąd anodo-

wy spoczątku wprowadzamy do zera układem kompensacyjnym. Napięcie E_1 a więc i prąd w cewce I przyrządu elektrodynamicznego będą proporcjonalne do wartości maksymalnej płynącego w antenie prądu I_0 . Gdy zaczynamy modulację, to napięcie E_1 indukowane w cewce L zmienia się na E_{mx} proporcjonalne do I_{mx} . Różnica napięć $E_{mx} - E_0$ ładuje wtedy kondensator C (E_0 skompensowane uprzednio przez E_1), przez co udziela się siatce lampy II odpowiednie napięcie i w obwodzie anodowym tej lampy, a zatem i w cewce 2 przyrządu, popłynie prąd i_0 proporcjonalny do $I_{mx} - I_0$, czyli do prądu modulującego i_0 , o ile lampa II pracuje na prostolinijszej części charakterystyki. Przyrząd elektrodynamiczny wskazuje wtedy bezpośrednio wartość k . Wadą tego systemu jest duże tłumienie przyrządu pomiarowego.

Metoda Hallen'a. Jestto zmodyfikowany układ Geisslera. Cewka L (rys. 8) zasila detektor prostolinijszy I . Prąd wyprostowany, przepływający przez amperomierz A , opór R_1 i cewkę S_1 przyrządu elektrodynamicznego, ma wtedy przebieg podany na rysunku. Cewka S_1 zabocznikowana oporem R_2 , będzie reagować tylko na średnią arytmetyczną wartości prądu (linja przerywana na rysunku). Przy drganiach sinusoidalnych wyniesie ona $\frac{I_0}{\pi}$. Równolegle do układu pierwszego załączony jest drugi, składający się z diawika DI , kondensatora C_1 i prostownika II , prostującego już tylko prąd modulujący. Przez opór R_3 i cewkę S_2 będzie więc



Rys. 8.

płynął prąd proporcjonalny do pr. modul. Dobierając tak wartości R_2 i R_3 , ażeby w cewkach przyrządu płynęły prądy proporcjonalne do amplitud I_0 i i_0 , możemy wycelować przyrząd bezpośrednio w stopniach głębokości modulacji k . Prócz podanych metod opracowano jeszcze cały szereg urządzeń do bezpośredniego i pośredniego pomiaru k , lecz praktycznie one są mało stosowane.

M. Pcz.

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

Biuro Redakcji i Administracji: Warszawa Królewska 15, II piętro
telefon № 690-23.

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

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

Ceny ogłoszeń
podaje administracja
na zapytanie.

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

S. A. Z. G. „Drukarnia Polska”, Warszawa, Szpitalna 12. Tel. 5.87-98 w dzierżawie Spółki Wydawniczej Czasopism Sp. z o. o.