

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XII.

1 Maja 1934 r.

Zeszyt 9—10

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

WALNE ZGROMADZENIE SEP W KRAKOWIE.

1 — 3 CZERWIEC 1934.

SEKCJA TELEKOMUNIKACYJNA.

DZIAŁ RADJOTECHNIKI.

SPIS RZECZY.

	Str.
Prof. Dr. <i>J. Groszkowski</i> . Działanie prostownikowe mikrofonów o zmiennej oporności rzeczywistej	34
<i>D. M. Sokolcow</i> , <i>S. Ryżko</i> i <i>W. Majewski</i> . Obecny stan techniki fal decymetrowych	35
Dr. <i>W. Majewski</i> . Reflektory elektrycznych fal ultra-krótkich	43
Inż. <i>P. Modrak</i> . Przygotowanie płytek kwarcu i turmalinu	55
Inż. <i>S. Dierewianko</i> . Charakterystyki częstotliwości głośników dynamicznych ze stożkiem papierowym	57
Inż. <i>C. Rajski</i> . O najkorzystniejszej ilości ogniw filtru prostownikowego	59
Inż. <i>A. Smoliński</i> . Wzmacniacze małej częstotliwości klasy B	61

SOMMAIRE.

	Pages
<i>J. Groszkowski</i> , D. Sc. Microphone à résistance variable comme redresseur	34
<i>D. Sokolcow</i> , <i>S. Ryżko</i> et <i>W. Majewski</i> . Etat actuel de la technique des ondes ultra-courtes. (Emission, réception, propagation et applications pratiques)	35
<i>W. Majewski</i> , D. Sc. Réflecteurs pour ondes ultra-courtes	43
<i>P. Modrak</i> , I. E. Préparation des plaques de quartz et de tourmaline	55
<i>S. Dierewianko</i> , I. E. Les caractéristiques de fréquence des haut-parleurs dynamiques à cone	57
<i>C. Rajski</i> , I. E. Sur le meilleur nombre des cellules de filtre d'un redresseur	59
<i>A. Smoliński</i> , I. E. Les amplificateurs basse fréquence classe B	61

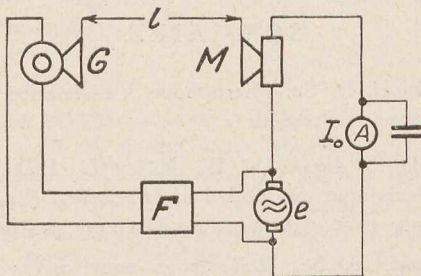
DZIAŁANIE PROSTOWNIKOWE MIKROFONÓW O ZMIENNEJ OPORNOŚCI RZECZYWISTEJ.

Prof. Dr. Janusz Groszkowski.

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

Streszczenie. Rozważania teoretyczne potwierdzone doświadczeniem pokazują, iż mikrofon o zmiennej oporności rzeczywistej (np. węglowy), włączony do obwodu, w którym działa zmienna SEM-na, zachowuje się jak prostownik (synchroniczny), jeśli jest pobudzany akustycznie ze źródła (np. przez głośnik), zasilanego przez tę samą SEM-ną (synchronicznie).

Układ (rys. 1), składający się z mikrofonu, działającego na zasadzie zmiennej oporności rzeczywistej (np. mikrofon węglowy), połączony jest szeregowo ze źródłem zmiennej SEM-nej e , które zasila jednocześnie głośnik G przez zmiennik fazy F . W obwodzie mikrofonu znajduje się amperomierz A z ruchomą cewką.



Rys. 1.

Załóżmy, iż oporność mikrofonu zmienia się pod wpływem dźwięku według wzoru

$$r = R_0 - \bar{R} \sin \omega t,$$

zaś SEM-na źródła ma postać

$$e = \bar{E} \sin(\omega t + \varphi),$$

gdzie φ jest przesunięciem fazowym SEM-nej względem ruchu membrany mikrofonu. Jeżeli pominiemy oporność pozostałej części obwodu [albo włączymy ją do oporności R_0], wówczas na chwilowe natężenie prądu w obwodzie otrzymamy wzór

$$i = \frac{e}{r} = \frac{\bar{E} \sin(\omega t + \varphi)}{R_0 - \bar{R} \sin \omega t} = \bar{I} \frac{\sin(\omega t + \varphi)}{1 - m \sin \omega t}, \dots (1)$$

gdzie $m = \frac{\bar{R}}{R_0}$ i $\bar{I} = \frac{\bar{E}}{R_0}$

Ponieważ dla $m < 1$

$$\frac{1}{1 - m \sin \omega t} = 1 + m \sin \omega t + m^2 \sin^2 \omega t + m^3 \sin^3 \omega t + \dots$$

przeto (1) można przedstawić w postaci

$$i = \bar{I}(1 + m \sin \omega t - m^2 \sin^2 \omega t + \dots) \sin(\omega t + \varphi) \dots (2)$$

Gdy $m \ll 1$, wzór (2) sprowadza się do prostszego

$$i = \bar{I}(1 + m \sin \omega t) \sin(\omega t + \varphi) \dots (3)$$

Średnia wartość tego wyrażenia (3) określona jest zależnością:

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \bar{I}(1 + m \sin \omega t) \sin(\omega t + \varphi) d\omega t =$$

$$= [\bar{I} \sin(\omega t + \varphi)]_{sr. w.} + [m \bar{I} \sin(\omega t + \varphi) \sin \omega t]_{sr. w.} = A + B,$$

przyczem oczywiście

$$A = 0$$

Co się tyczy B , to po przekształceniu mamy

$$B = [m \bar{I} \cos \varphi \sin^2 \omega t]_{sr. w.} + [m \bar{I} \sin \omega t \cos \omega t \sin \varphi]_{sr. w.} = C + D$$

Tutaj znów

$$D = 0,$$

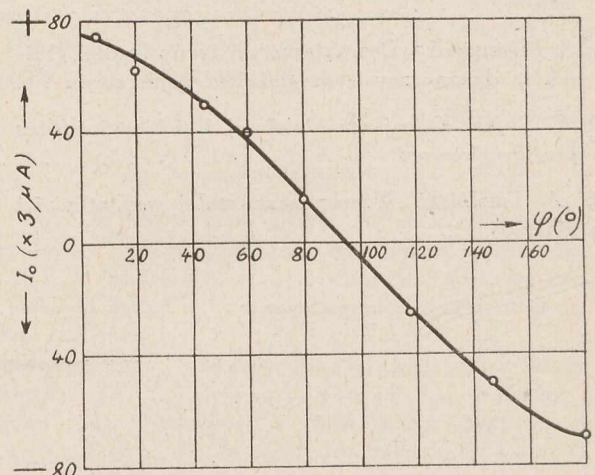
natomiast

$$C = \frac{1}{2} m \bar{I} \cos \varphi$$

Ostatecznie więc średnia wartość prądu w obwodzie mikrofonu będzie¹⁾

$$I_0 = \frac{1}{2} m \bar{I} \cos \varphi = \frac{1}{2} \frac{R}{R_0} \frac{\bar{E}}{R_0} \cos \varphi \dots (4)$$

Wzór (4) pokazuje, iż (jeśli tylko $\varphi \neq 90$) otrzymamy wychylenie amperomierza A , chociaż w obwodzie mikro-



Rys. 2.

¹⁾ Ścisłe rozwiązanie wyrażenia (4) daje nam wzór

$$I_0 = \frac{1}{2} m \bar{I} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{2^{2n}} m^{2n} \right) \cos \varphi$$

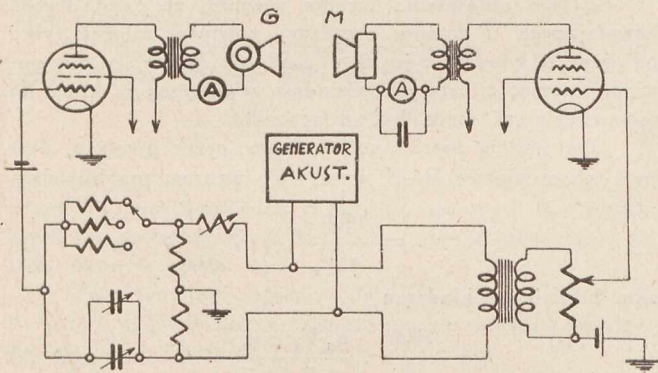
fonu nie działa żadna SEM-na stała i niema żadnej oporności nieliniowej.

Mamy tu do czynienia z pewnego rodzaju prostownikiem synchronicznym²⁾, bowiem zmiana oporności mikrofonu zachodzi synchronicznie z częstotliwością SEM-nej prostowanej.

Zmiana kąta φ wpływa na skuteczność prostowania (podobnie jak przesuwanie szczotek na komutatorze w prostowniku synchronicznym) i pozwala nawet na odwrócenie kierunku prądu I_0 .

Zmianę kąta φ można uzyskać bądź to przy pomocy przesuwnika fazowego F przy stałej odległości l głośnika od mikrofonu, bądź też przez zmianę tej odległości l , przy niezmiennym ustawieniu przesuwnika.

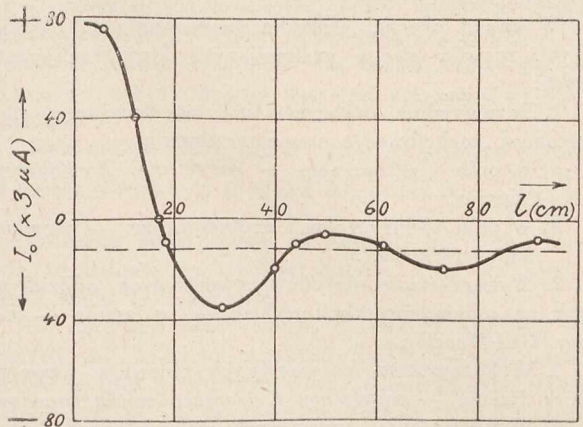
Wykres rys. 2 przedstawia zależność I_0 w funkcji kąta φ (liczonego od jednego z maximum), zdjętą doświadczalnie w układzie, wskazanym na rys. 3. Natomiast



Rys. 3.

²⁾ Podobnym np. do prostownika z komutatorem, obracany z pomocą silnika synchronicznego.

wykres rys. 4³⁾ podaje zależność prądu I_0 od odległości głośnika od mikrofonu przy niezmiennym ustawieniu przesuwnika fazowego dla częstotliwości $f = 730$ c. W miare



Rys. 4.

wzrostu l amplituda drgań membrany mikrofonu maleje, a więc maleje m , ponadto ze względu na wzrost drogi przejścia fali głosowej zmienia się faza φ . Punkty jednakowej zmiany kierunku prądu I_0 odpowiadają kątom

$$\varphi = 2\pi \left(n + \frac{1}{4} \right)$$

(gdzie $n = 0, 1, 2$); wyznaczają one długość fali głosowej, zgodnie z wzorem

$$\lambda \approx \frac{34000}{730} = 47 \text{ cm.}$$

³⁾ Wykres ten jest skorygowany przez równoległe przesunięcie osi l w ten sposób, aby stała się ona osią tej sinusoidy tłumionej. Przyczyny tego, iż oś ta nie odpowiada zeru prądu I_0 , należy szukać w efekcie samoczynnego działania głośnikowego w mikrofonie węglowym. Zjawisko to zostało zaobserwowane przez asyst. inż. A. Smo-lińskiego.

OBECNY STAN TECHNIKI FAL DECYMETROWYCH.

D. M. Sokolcow, S. Ryżko i W. Majewski.

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

Streszczenie. W pierwszej i drugiej części referatu autorzy, dając krótki rozwój radjotechniki fal decymetrowych, omawiają i opisują stosowane obecnie układy do nadawania i odbioru tych fal. W ostatniej części artykułu omówione są fizyczne właściwości fal ultrakrótkich oraz wskazane możliwości zastosowania ich w praktyce.

Wstęp.

Rozwój radjotechniki w latach ostatnich idzie w kierunku coraz to krótszych fal. W chwili obecnej mamy okres tak zwanych fal „ultra-krótkich”, t. j. fal o długości poniżej 3-ch metrów i nawet poniżej jednego metra. Te ostatnie fale nazywamy „falami decymetrowymi”.

Nad falami decymetrowymi pracuje teraz literalnie cały świat radjotechniczny. Dość obszerne badania tych fal

były przeprowadzone w 1933 r. przez Instytut Radjotechniczny¹⁾. Badania Instytutu trwają w dalszym ciągu, mając na celu tak zastosowanie tych fal dla celów radjokomunikacji praktycznej, jak również i inne możliwe zastosowania, np. w medycynie, gdzie fale decymetrowe, jak można sądzić z tego, co już opublikowano, mają wielką przyszłość.

Ze względu na tak wielkie znaczenie tych fal podamy tu metody i układy wytwarzania i odbioru oraz zasadnicze ich własności.

¹⁾ Wyniki tych badań zostały ogłoszone w Przegl. Radjotechn. 1933 r. Nr. 17-18, str. 97; 1934 r. Nr. 1-2, str. 1-4 i Nr. 3-4, str. 9-10. Patrz także „Wiadomości i Prace Instytutu Radjotechnicznego” 1933 r., Nr. 6.

I. OSCYLATORY I NADAJNIKI DECYMETROWE.

D. M. Sokolcow.

Wstęp. Próby otrzymania fal krótszych od jednego metra ze zwykłą trójelektrodową lampą elektronową, pracującą w normalnych warunkach sprzężenia zwrotnego, na-

potykają na znaczne trudności. Praktycznie rzecz biorąc, można powiedzieć, że granica długości fal dla zwykłych układów krótkofalowych leży około 3 metrów. A zatem dla

otrzymania i zastosowania w praktyce fal krótszych, należy stosować specjalne układy generacyjne, których zasada działania jest zupełnie różna od zasady działania zwykłych oscylatorów.

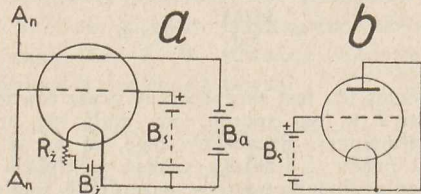
W chwili obecnej technika generowania fal decymetrowych rozwija się w następujących kierunkach zasadniczych:

1. Bezpośrednie wykorzystanie oscylacyjnego ruchu elektronów, zachodzącego wewnątrz lampy
 - a) w polu elektrycznym — *oscylatory Barkhausena-Kurza*,
 - b) w polu elektrycznym i magnetycznym — *oscylatory magnetrónowe*.
2. Wykorzystanie obwodów zewnętrznych, oddziaływujących na oscylacyjny ruch elektronów w lampie — *oscylatory Gill-Morell'a*.
3. Wykorzystanie oscylacyjnych obwodów wewnętrznych w lampie — *oscylatory z drgającą siatką (anodą)*.
4. Wykorzystanie specjalnych zjawisk, zachodzących w lampie i w obwodach z nią związanych, skąd powstały różne — *oscylatory typów specjalnych*.

Wymienione tu typy oscylatorów oraz odpowiadające im układy nadawcze, rozpatrzmy poniżej.

1. *Oscylator Barkhausena-Kurza*. Zasadniczy układ oscylatora Barkhausena-Kurza jest podany na rys. 1.

Różnica pomiędzy tym układem a zwykłymi układami oscylatorów lampowych polega na tem, że anoda posiada niższy potencjał, niż siatka (rys. 1), oraz że oscylator



Rys. 1.

ten niema, jak to zwykle bywa, zewnętrznego obwodu oscylacyjnego, pobudzanego lampą. W układzie B—K oscylatorem jest tylko sama lampa.

Działanie tego oscylatora, wg. teorii Barkhausena-Kurza, polega na zjawisku następującym. Wyrzucane przez katodę elektrony przyciągane są przez siatkę, biegnąc do niej z wzrastającą szybkością. Szybkość ta będzie maksymalna przy przejściu elektronów przez siatkę. Część elektronów, która przedostanie się poza siatkę, będzie dążyła skutkiem bezwładności w kierunku anody ze zmniejszającą się szybkością. W pewnej chwili szybkość elektronów osiąga wartość zero i wtedy elektrony zwracają ku siatce. Punkt zmiany kierunku ruchu elektronów zależy od szeregu czynników: napięcia na anodzie, napięcia na siatce i początkowej szybkości elektronów, różnej dla różnych elektronów. Wszystkie punkty powrotu elektronów znajdują się na powierzchni ekwipotencjalnej o potencjale zerowym. Powierzchnia ta w pierwszym przybliżeniu może być przyjęta za powierzchnię cylindryczną, której osią jest nić katody, a promień jej przekroju zależy od wyżej wymienionych czynników.

Elektrony, biegnąc z powrotem do siatki, znowu nabierają coraz większej szybkości i część ich przelatuje przez siatkę do obszaru siatka-katoda, gdzie, pod wpływem ujemnej katody i przyciągającej elektrody siatki, szybkość ich znowu zmniejsza się aż do zera, poczem powracają one znowu do siatki. Cały proces tego ruchu powtarza się. Mamy tu do czynienia z oscylacyjnym ruchem elektronów, — w lampie powstają oscylacje elektronowe, lampą, jak czę-

sto się mówi, oscyluje. Oscylacje te trwają przez cały czas zarzenia nici, bo chociaż przy każdym przejściu przez siatkę część elektronów pozostaje na niej, to jednak ubytek ten jest skompensowany przez elektrony, wyrzucane w dalszym ciągu przez katodę.

Wytworzony w lampie ruch elektronów może być w ten lub inny sposób wyprowadzony na zewnątrz, albo może wprowadzić w drgania obwody oscylacyjne, znajdujące się w samej lampie.

W podanym na rys. 1-a dipolu A_n , załączonym do anody i do siatki, powstaje fala stojąca, powodując promieniowanie na zewnątrz fal elektromagnetycznych o długości, odpowiadającej częstotliwości drgań elektronów w lampie.

Bliższe badania takich układów pokazały, że mamy tu do czynienia ze zjawiskiem znacznie więcej skomplikowanym. Zasadniczo jednak jako proces pierwotny, który objaśnia wszystkie inne powstające zjawiska, możemy przyjąć wyżej podane objaśnienie działania oscylatorów B—K.

Z tego objaśnienia wynika również, że częstotliwość powstających w lampie oscylacji powinna zależeć tylko od danych konstrukcyjnych i zasilania lampy, a nie powinna zależeć od stałych obwodów zewnętrznych, które do tego oscylatora mogą być załączone.

Jak podaje teoria, potwierdzona przez pomiary, długość fali oscylatora B—K wyraża się wzorem przybliżonym

$$\lambda = \frac{1000 d_a}{\sqrt{V_s}} \dots \dots \dots (1)$$

albo bardziej dokładnym

$$\lambda = \frac{1000}{\sqrt{V_s}} \cdot \frac{d_a V_s - d_s V_a}{V_s - V_a} \dots \dots \dots (2)$$

Gdzie: V_a — napięcie na anodzie,
 V_s — napięcie na siatce,
 d_a — średnica anody,
 d_s — średnica siatki.

Wyznaczając napięcia w woltach i wymiary średnic w centymetrach, otrzymujemy długość fali w centymetrach.

Wzór ten był sprawdzony przez szereg badaczy i daje dosyć dokładną wartość na długość fali, co potwierdza, że teoria B—K o działaniu ich oscylatora jest zasadniczo prawdziwa.

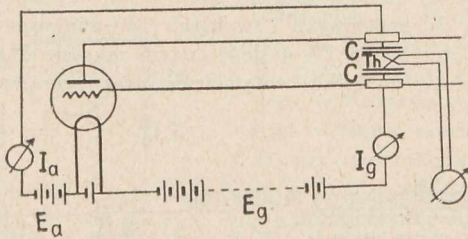
2. *Oscylator Gill-Morell'a*. Dalsze szczegółowe badania oscylacji B—K pokazały, że tak na ich częstotliwość, jak i moc, wpływają nie tylko warunki zasilania danej lampy, lecz i zewnętrzny oscylacyjny obwód, załączony do jej elektrod.

E. Gill i J. Morell, załączając do siatki i anody układ drutów lecherowskich z przesuwającym mostkiem pojemnościowym (albo też stosując urządzenie do zmiany długości drutów — rury wysuwane), znaleźli, że częstotliwość oscylacji, powstających w takim oscylatorze, zależy od stałych zewnętrznego obwodu oscylacyjnego i że w pewnych warunkach dostrojenia tylko ten właśnie obwód zewnętrzny jest miarodajny dla częstotliwości oscylacji, nie zaś warunki zasilania lampy, od których częstotliwość takiego oscylatora jest praktycznie niezależna. Gill i Morell pokazali, że ich oscylator może pracować nawet przy dodatniej anodzie, której potencjał dochodził w ich badaniach aż do 160 V, chociaż zawsze był znacznie niższy od potencjału siatki.

Układ oscylatora Gill-Morella jest podany schematycznie na rys. 2.

Objaśnienie działania tego oscylatora było dane przez H. Hollmanna. Mamy tu oddziaływanie na ruch elektro-

nów w lampie zmiennej różnicy potencjałów, powstającej na elektrodach lampy skutkiem działania załączonego do nich obwodu oscylacyjnego. Powstające w ten sposób zmienne pole elektryczne nakłada się na stałe pole, wytworzone przez napięcia zasilające lampy i zmienia warunki oraz



Rys. 2.

charakter ruchu elektronów; w pewnych warunkach to zmienne pole tak przeważa w swem działaniu, że tylko od niego, t. j. od stałych obwodu zewnętrznego, zależą oscylacje w lampie.

H. Hollmann podaje następujący wzór do obliczenia w tym wypadku długości fali.

$$\lambda = \frac{1000 d_a \sqrt{V_s - V_0}}{V_s - \frac{4}{\pi^2} V_0} \dots \dots \dots (3)$$

gdzie V_0 jest amplitudą zmiennego napięcia $V_0 \sin \omega t$, które jest nałożone przez oscylujący obwód zewnętrzny na stałe napięcie siatki V_s .

Wzór ten jest zbliżony do wzoru B—K (1) i dla $V_0 = 0$, t. j. kiedy niema tego zmiennego napięcia, przechodzi we wzór Barkhausena-Kurza.

Mając normalny układ B-K i zmieniając dane obwodu zewnętrznego, można otrzymać albo oscylacje B-K albo oscylacje G-M, przyczem w obszarze przejściowym mamy i jeden i drugi typ oscylacji.

Oscylacje Gill-Morrella są o większej mocy i o krótszej fali, aniżeli oscylacje Barkhausena-Kurza dla tych samych napięć zasilających lampę.

Z tego już widać, że przytoczona wyżej prosta teoria działania oscylatora elektronowego, podana przez Barkhausena-Kurza, nie jest wystarczająca; faktyczne zjawiska są znacznie więcej skomplikowane. Prawdopodobnie i w tych tak zwanych oscylacjach elektronowych mamy ostаточно do czynienia z układami oscylacyjnymi, powstającymi wewnątrz lampy i składającymi się, jak zwykle obwody Thomsonowskie z pojemności i samoindukcji. Za pojemności służą tu pojemności międzyelektrodowe, zaś doprowadzenia do elektrod posiadają pewną indukcyjność. Ponieważ stała dielektryczna dielektryka pomiędzy elektrodami zależy nie tylko od próżni i możliwych resztek gazów, lecz jeszcze i od wypełnienia jej przez elektrony, to jasne jest, że nie jest ona wielkością stałą, lecz zależy od warunków ruchu elektronów, t. j. od szeregu czynników zewnętrznych, o których była mowa wyżej. Z tego widać, że w lampie może powstać kilka różnych obwodów zdolnych do oscylacji z różną częstotliwością, z pośród których można przy pewnych sprzyjających warunkach wybrać i wyprowadzić na zewnątrz jedną o największej w danych warunkach mocy.

3. Układ nadajnika decymetrowego zwykłego typu.

Układy używane w praktyce przy zastosowaniu fal decymetrowych do celów radiokomunikacji i zwane układami Barkhausena-Kurza, są faktycznie układami złożonego typu, w których mamy do czynienia z oscylacjami B-K i z oscylacjami G-M, a raczej głównie z temi ostatnimi, bo dobieramy nie tylko odpowiednie warunki zasilania, lecz i odpowiednie stałe obwodów zewnętrznych.

Schematyczny układ decymetrowego nadajnika radio-telegraficznego jest podany na rys. 3.

Źródła zasilające doprowadzamy do elektrod poprzez dławiki wielkiej częstotliwości, ażeby oddzielić zupełnie obwody oscylujące od źródeł. Modulacja jest anodowa. Anoda posiada potencjał ujemny, ale bardzo często potencjał jej wynosi zero, to znaczy jest ona połączona na krótko z katodą.

Jako antena służy dipol, którego wymiary powinny być dobrze dobrane do długości fali nadajnika ($l_1 \equiv \frac{\lambda}{4}$).

Potencjał siatki zależy od długości fali i jest zwykle rzędu od dwustu do kilkuset woltów. Prąd żarzenia jest zwykle rzędu 1—2 amperów.

Co się tyczy samej lampy, to chociaż z pośród znajdujących się na rynku zwykłych lamp trójelektrodowych niektóre z nich o symetrycznym cylindrycznym układzie elektrod nadają się w pewnym stopniu do wytwarzania fal decymetrowych²⁾, to jednak lepiej jest używać lamp specjalnych³⁾.

We wspomnianych wyżej artykułach o pracach Instytutu Radjotechnicznego⁴⁾ czytelnik znajdzie układy kompletne z podaniem wszystkich charakterystycznych danych liczbowych dla nadajnika do radiokomunikacji telefonicznej i telegraficznej jedno i dwustronnej.

Ze względu na małą wydajność układów dla fal decymetrowych oraz dla skierowywania tych fal w ściśle określonym kierunku stosuje się reflektory przeważnie typu żeberkowego; szczegóły ich budowy oraz wygląd zewnętrzny czytelnik znajdzie we wspomnianych artykułach Instytutu.

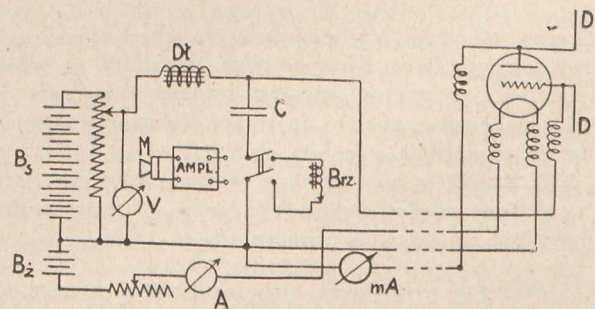
Ze względu na niedostateczną jeszcze stałość pracy nadajników decymetrowych na stacji nadawczej stosuje się układ kontrolujący, złożony zwykle z odbiornika detektorowego ze słuchawką i odpowiednio ustawiony względem nadajnika.

Pomiar długości fali odbywa się zwykle zapomocą układu drutów Lechera. Falomierz typu technicznego dla tak krótkich fal nie jest jeszcze opracowany.

Nie rozwiązano jeszcze również sprawy stabilizacji fal decymetrowych. Używane obecnie stabilizatory kwarcowe oraz turmalinowe nie nadają się dla fal poniżej 3 metrów, a tembardziej dla fal decymetrowych. Praca nadajnika decymetrowego stabilizuje się narazie tylko dobraniem i utrzymaniem odpowiednich warunków zasilania.

4. Oscylatory z wewnętrznymi obwodami oscylującymi.

Jak już powiedziano wyżej, w oscylującej lampie mamy obwody oscylacyjne, utworzone w systemie elektrodowego i doprowadzeń. Szczegółowe badania pokazały, że, wykorzy-



Rys. 3.

²⁾ Do takich lamp należą między innymi lampy Philipsa E, TA—08/10, francuskie Metal E₂, Metal T oraz MTC (szczególnie przerobione do tego celu) i inne.

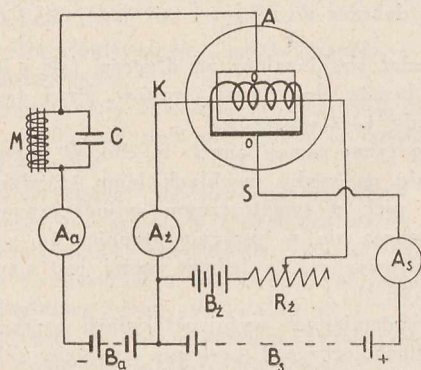
³⁾ O lampach decymetrowych patrz artykuł D. M. Sokolcowa w Przeglądzie Wojskowo-Technicznym, 1933, zeszyt listopadowy, str. 558—585 i zeszyt grudniowy, str. 625—666.

⁴⁾ Patrz odnośnik 1.

stując te wewnętrzne obwody lamp, można otrzymać oscylacje o znacznie mniejszej długości fali, aniżeli te, które dają zwykle oscylatory B-K i nawet G-M.

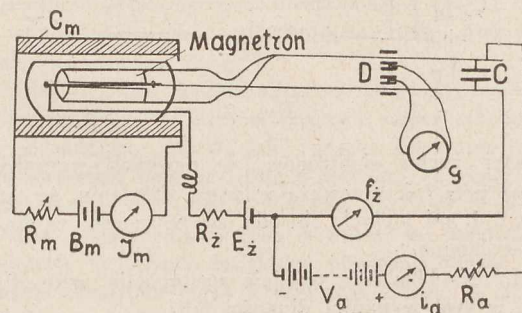
Najwięcej znane narazie lampy z wewnętrznymi obwodami oscylacyjnymi wykorzystują obwód siatki, składający się z samej spiralki siatki i łączącego jej końce drutu o kształcie prostokątnym. Jest to tak zwana „lampa z drgającą siatką”.

Układ oscylatora z taką lampą podany jest na rys. 4.



Rys. 4.

szej mocy użytecznej. Moc ta w układach magnetronowych nawet dla fali rzędu kilku decymetrów może dochodzić do kilkunastu watów; natomiast w układach B-K i G-M bardzo trudno otrzymać nawet kilka watów. Tak samo wydajność układów magnetronowych dochodzi do 10% (dla fal poniżej 1 m) i nawet do 30% (dla fal około 3 m). Wydajność oscylatorów decymetrowych zwykłych jest mniejsza od 3%. Łatwość otrzymania fal w dość dużym zakresie długości od kilku metrów do kilku centymetrów oraz dobra wydajność



Rys. 5.

Jak daleko można iść ze zmniejszeniem dł. fali w takich lampach, wskazują między innymi badania K. Kohla, który zapomocą zaprojektowanej przez siebie lampy z drgającą siatką otrzymał fale o długości 14 cm i nawet 8 cm. Stosując specjalną budowę elektrod⁵⁾, zmniejszył on falę do 6 cm i ostatnio nawet do 4,7 cm.

Z układami tego typu osiągnięto ostatnio, w styczniu 1934 r., bardzo poważne wyniki, a mianowicie uskuteczniło komunikację radiotelefoniczną na odległości 56 km (pomiedzy Lypne i St. Inglevert, Anglja — Francja⁶⁾).

5. *Magnetrony.* We wszystkich wyżej wymienionych układach nadajników decymetrowych i nawet centymetrowych stosowane są lampy trójelektrodowe. Ale oscylacje o długości fali tego samego rzędu można otrzymać i z lampą dwuelektrodową, jeżeli umieścić ją w stałym polu magnetycznym, które skręca elektrony z drogi prostoliniowej.

Lampy tego rodzaju noszą nazwę *magnetronów*⁷⁾.

Układ oscylatora magnetronowego jest podany na rys. 5.

Oscylatory magnetronowe wykazały jeszcze jedną bardzo dodatnią stronę; mianowicie, dają one układy o najwięk-

szą i możność otrzymania mocy o znaczeniu technicznym zwróciła uwagę fachowców na magnetrony, które teraz przeważnie stosuje się w próbach zastosowań do radiokomunikacji praktycznej. Ale magnetrony mają i swoje bardzo poważne strony ujemne; a mianowicie układy są znacznie więcej złożone z powodu stosowania pola magnetycznego oraz, co szczególnie jest ważne z punktu widzenia zastosowań praktycznych, — w magnetronach bardzo trudną do opracowania jest sprawa modulacji, dotychczas wogóle nie rozwiązana.

Są to narazie główne typy oscylatorów i nadajników na fale decymetrowe.

Mamy jeszcze szereg innych układów, stosujących lampy o specjalnej budowie elektrod oraz o specjalnie zmniejszonych wymiarach (t. zw. lampy-liliputy), ale wszystkie te układy mają narazie więcej charakter laboratoryjny, aniżeli praktyczny.

Dla tego też, ze względu na brak miejsca, układów tych tu bliżej nie omawiamy.

II. ODBIÓR FAL DECYMETROWYCH ZA POMOCĄ UKŁADÓW LAMPOWYCH.

Stanisław Ryżko.

Szereg czynników, występujących przy częstotliwościach odpowiadających falom decymetrowym powoduje, że odbiór tych fal jak również ich generacja stanowi w technice radiowej zagadnienie zupełnie specjalne. Jako najważniejsze z pośród tych czynników należy wymienić:

1. Zbyt długi w porównaniu z okresem drgań czas przebiegu elektronu między elektrodami lampy — co w rezultacie powoduje zmniejszenie wzmocnienia.

⁵⁾ Szczegóły o budowie tych lamp patrz wymieniony wyżej artykuł D. M. Sokolcowa o lampach elektronowych w Przeglądzie Wojskowo-Technicznym 1933, grudzień, str. 625—640.

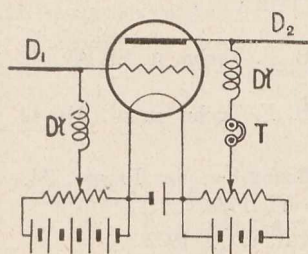
⁶⁾ G. Clavier and L. Gall'ant — „The Anglo-French Micro-Ray, Link Between-Lypne and St. Inglevert” — Electrical Communication, 1934, V. 12, Nr. 3, str. 222—228.

⁷⁾ Szczegóły o magnetronach oraz dane liczbowe układów magnetronowych patrz wyżej wymieniony artykuł D. M. Sokolcowa o lampach elektronowych „Przegl. Wojsk.-Techn.” 1933, grudzień, strona 640—654.

2. Niedopasowanie obwodów strojonych stosowanych przy tych częstotliwościach, do lamp normalnie używanych; obwód oscylacyjny, w skład którego wchodzi zwykle pojemność międzyelektrodowa lampy, posiada mały stosunek indukcyjności L do pojemności C ; pozatem oporność omowa obwodu R jest dla tych częstotliwości znaczna. Obie powyższe przyczyny powodują, że opór dynamiczny obwodu $\frac{L}{RC}$ jest zbyt mały w stosunku do oporu wewnętrznego lampy, co nie pozwala na energetyczne wykorzystanie układu.

Czynniki powyższe uniemożliwiają stosowanie do odbioru fal decymetrowych układów, używanych przy falach krótkich, i dlatego przy falach decymetrowych stosuje się układy, oparte na wykorzystaniu zupełnie innych, niż normalnie, własności lampy trójelektrodowej, a mianowicie, prawie wyłącznie używa się tu układu z lampą trójelektrodową o dużym dodatnim potencjale na siatce.

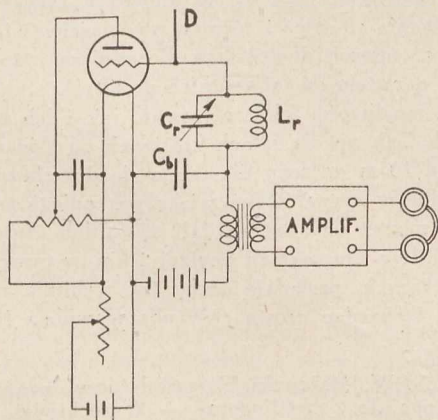
Układ taki jest przedstawiony na rys. 6; został on zastosowany do odbioru fal decymetrowych poraz pierwszy przez Barkhausena i Kurza. Z rysunku widać, że układ ten, zresztą zupełnie podobny do układu, stosowanego do generacji fal decymetrowych, składa się z lampy trójelektrodowej, której anoda i siatka są



Rys. 6.

Odbiorniki o schematach podobnych do powyższego były często stosowane, chociaż nie znano wcale zasady ich działania. Mniemano zwykle, że odbiór fal decymetrowych, przy pomocy układu Barkhausena - Kurza, polega, tak jak i generacja tych fal, na oscylacjach elektronów wewnątrz lampy; jednak przy odbiorze lampy, znajdując się na granicy powstawania drgań własnych, jest pobudzana do oscylacji nawet przez niewielkie ilości energii, przychodzące do niej z nadajnika. Intensywność tych drgań zmienia się proporcjonalnie do ilości energii przychodzącej, czyli w takt modulacji nadajnika; efekt odbiorczy dają zmiany prądu anodowego, które są proporcjonalne do intensywności drgań.

Z powyższego widać, że działanie odbiornika z lampą o dużym dodatnim potencjale siatki tłumaczono sobie w sposób nieco podobny do działania zwykłego detektora z reakcją. Na gruncie tej analogii powstały odbiorniki superreakcyjne dla fal decymetrowych. Rozpowszechniły się przytem dwa zasadnicze typy: odbiorniki jednego typu posiadają specjalny generator, dostarczający dodatkowego napięcia zmiennego potrzebnego do superreakcji — odbiorniki drugiego typu takiego generatora nie posiadają; napięcia zmiennego do superreakcji dostarcza w tym wypadku pewien obwód oscylacyjny, nastrojony na częstotliwość superreakcji, umieszczony w obwodzie siatkowym lampy odbiorczej; obwód ten drga, ponieważ charakterystyka prądu siatki lampy w układzie B.-K. podczas powstawania drgań wielkiej częstotliwości posiada przebieg spadający.



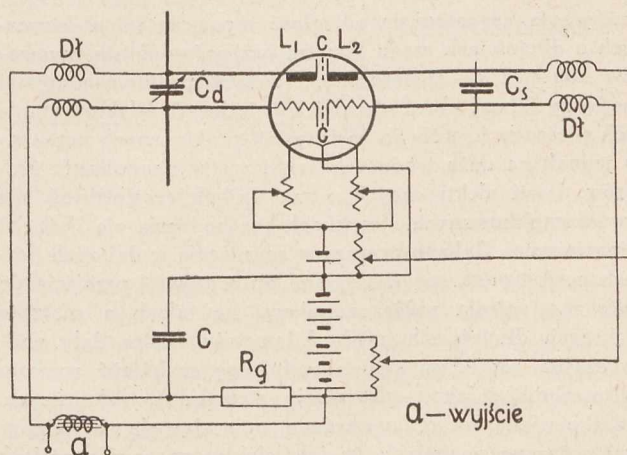
Rys. 7.

Jako przykład takiego układu rozpatrzmy odbiornik, stosowany przez Pierret'a, uwidoczniiony na rys. 7. W odbiorniku tym do siatki lampy przyłączona jest antena w kształcie dipola o długości $\lambda/4$. Napięcie zmienne do superreakcji daje obwód L_r, C_r , umieszczony w obwodzie siatko-

wym. Kondensator C_b blokuje wejście wzmacniacza małej częstotliwości, umieszczone też w obwodzie siatkowym, od prądów o częstotliwości superreakcji.

Mechanizm zjawisk, zachodzących podczas odbioru fal decymetrowych przy pomocy lampy trójelektrodowej z dużym dodatnim potencjałem na siatce, został wyjaśniony względnie niedawno, przez Carrare i Hollmanna. Szczególniej Hollmann poświęcił dużo pracy temu zagadnieniu, ogłaszając ostatnio kilka artykułów naukowych na ten temat. Z prac jego wynika, że przy odbiorze fal decymetrowych należy wyraźnie odróżniać dwie funkcje, jakie spełnia lampa trójelektrodowa z dużym potencjałem na siatce. Jedną z tych funkcji to odtłumienie obwodu oscylacyjnego, analogicznie do reakcji w układach zwykłych, druga — to detekcja drgań wielkiej częstotliwości.

Lampa trójelektrodowa z dużym dodatnim potencjałem na siatce posiada, w pewnych warunkach pracy, specyficzną zdolność detekcji prądów wielkiej częstotliwości. Lampa ta zachowuje się w tym wypadku tak, jak dioda o bardzo małym odstępnie elektrod, a niewielkiej pojemności międzyelektrodowej; zatem może ona służyć do detekcji fal



Rys. 8.

decymetrowych, gdyż czas przebiegu elektronu między elektrodami zastępczej diody, nawet w wypadku tak wielkiej częstotliwości, jest nieznaczny w stosunku do okresu drgań.

W zwykłych lampach trójelektrodowych, stosowanych do odbioru fal decymetrowych, najlepsze warunki pracy lampy dla detekcji różnią się bardzo od warunków pracy, które są odpowiednie do powstawania drgań w lampie, czyli od warunków odpowiednich dla odtłumienia obwodu oscylacyjnego. Chcąc dobrze wykorzystać obie własności lampy, należy stosować układy dwulampowe, w których każda lampa spełnia tylko jedną z funkcji: detekcja i odtłumienie.

Dla przykładu opiszemy układ odbiornika dwulampowego podany przez Hollmanna. Schemat tego układu podany jest na rys. 8. Jak wynika z rysunku, odbiornik ten posiada specjalną lampę t. zw. „bliźniaczą“, która posiada w jednej bańce dwa systemy elektrod, czyli właściwie dwie lampy trójelektrodowe. Elektrody tych lamp są połączone przy pomocy kondensatorów c , stanowiących zwarcie dla prądów wielkiej częstotliwości, a oddzielających różne napięcia zasilające obu lamp. Rolę detektora spełnia zespół elektrod L_1 , rolę oscylatora — L_2 . Do wyprowadzeń siatki i anody detektora przyłączony jest obwód oscylacyjny w postaci dwu drutów lecherowskich o długości $\lambda/4$, na drugim końcu tych drutów znajduje się antena odbiorcza w postaci dipola; kondensator C_d służy do dopasowania dipola do obwodu oscylacyjnego.

Do wyprowadzeń siatki i anody oscylatora dołączone są też druty lecherowskie, które mogą być strojone przy pomocy ruchomego mostka pojemnościowego C_s .

Napięcia zasilające są doprowadzone do końców odpowiednich drutów lecherowskich poprzez dławiki wielkiej częstotliwości D_l . Efekt odbiorczy daje spadek napięcia prądów częst. akustycznej na dławiku, umieszczonym w obwodzie siatkowym detektora. Opór R_g służy do samoczynnego ustalania początkowego punktu pracy detektora. Opór ten jest zablokowany dla częstotliwości akustycznych kondensatorem C .

Jeżeli stosujemy odbiorniki jednolampowe to, ze względu na zniekształcenie odbioru, należy dla lampy dobrać warunki, odpowiednie do detekcji. Dodatkowe obwody, stosowane dla superreakcji, tak jak w układzie z rys. 2, bardzo często nie dają wcale polepszenia siły odbioru, przeciwnie, niekiedy szkodzą, wprowadzając dodatkowe zniekształcenia.

III. WŁASNOŚCI FIZYCZNE FAL ULTRAKRÓTKICH I ICH PRAKTYCZNE ZASTOSOWANIA.

Witold Majewski.

Marconi podczas pierwszych swych prób (1896-7) przesyłania sygnałów na odległość zapomocą fal elektrycznych o długościach rzędu 1 metra bez pośrednictwa przewodów kierował się stwierdzonymi doświadczalnie analogiami pomiędzy falami elektrycznymi a świetlnymi. Wykorzystanie tych pierwszych prób do zastosowań praktycznych napotkało jednak na duże trudności techniczne w opanowaniu procesów drgań elektrycznych o tak dużych częstotliwościach i w skomplikowanych zjawiskach rozchodzenia się tych fal w przestrzeni. Było to przyczyną zarzucenia w dalszych pracach posługiwania się analogiami optycznymi i przejścia do prób zapewnienia radjokomunikacji na falach o znacznie większych długościach, rzędu kilometrów, które dały nadszyczące rezultaty, kładąc podwalinę szybkiego rozwoju radjotechniki, jako oddzielnej gałęzi nauk technicznych. Przez pewien czas przypuszczano, opierając się na panujących wówczas poglądach, że fale elektryczne o długościach poniżej 200 m nie mogą mieć większego zastosowania do radjokomunikacji. Jednakże otrzymane przez radjoamatorów w różnych krajach liczne połączenia na bardzo dużych odległościach zapomocą fal krótszych od 200 m i to przy użyciu nadajników o stosunkowo małych mocach zmusiły do rewizji poglądów na rozchodzenie się fal elektrycznych w przestrzeni, oraz do zwrócenia uwagi specjalistów na ten obszar widma fal. W krótkim stosunkowo czasie fale o długościach rzędu kilku dziesiątków metrów uzyskały liczne zastosowania w różnych służbach radjokomunikacyjnych. Szybko wzrastająca z czasem ilość zastosowań w praktyce fal elektrycznych wywołała konieczność rozszerzenia zakresu długości stosowanych fal. Obecnie są już przeprowadzane badania nad falami o długościach poniżej 10 m, (fale ultrakrótkie)¹⁾, które ze względu na swe bardzo swoiste własności mogą odegrać doniosłą rolę w zastosowaniach praktycznych już najbliższej przyszłości.

Ciekawym do zanotowania jest fakt, że radjotechnika, która swe pierwsze kroki stawiała w obszarze fal o długościach rzędu 1 m, powraca dziś znowu, po latach trzydziestu kilku po zbadaniu fal dłuższych, poczynając od bardzo długich, do fal, które służyły, jako punkt wyjścia pierwszych prób Marconi'ego. Jednocześnie i w podstawach teo-

Na zakończenie należy zaznaczyć, że jedynie zagadnienie detekcji fal decymetrowych można uważać za rozwiązane, natomiast kwestja wzmocnienia „wielkiej częstotliwości” tych fal pozostaje dotąd zupełnie ciemna.

LITERATURA.

1. H. E. Hollmann. H. F. Techn. u. El. Ak. 42, 3, 1933.
2. H. E. Hollmann. H. F. Techn. u. El. Ak. 42, 6, 1933.
3. H. E. Hollmann. Sitzungsber. der Preuss. Ak. d. Wissensch. Phys. Math. Klasse VI, 1933.
4. N. Carrara. Proc. I. R. E. 10, 1932.
5. B. J. Thomson, G. M. Rose. Proc. I. R. E. 12, 1933.

retycznych, służących do projektowania różnych urządzeń kierunkowych doby obecnej, daje się zauważyć powrót do zasad, w zmodernizowanej coprawda postaci, z pierwszych dni rozwoju radjotechniki, których idea przewodnią były analogie fal elektrycznych z promieniowaniem świetlnem.

Badania współczesnej radjotechniki obejmują więc w danej chwili cały obszar fal elektrycznych, poczynając od kilku cm do kilku dziesiątków km. Fale te, jak to dzisiaj dobrze już wiemy²⁾, stanowią szczególny przypadek bardzo ogólnego zjawiska w naturze, znanego pod nazwą promieniowania, objętego widmem elektro-magnetycznym (rys. 9), zawierającym fale elektromagnetyczne, poczynając od najdłuższych (używanych w radjotechnice), aż do najkrótszych obecnie znanych (kosmicznych). Wszystkie one podlegają tym samym prawom, wynikającym z podstawowych równań $Maxwella$. Różnią się zaś znacznie swymi właściwościami, t. j. sposobem oddziaływania na różne układy materialne w zależności od stosunku długości fali do rozmiarów rozpatrywanego układu.

Ze względu na swe zastosowania obszar fal elektrycznych został przez Międzynarodowy Komitet Doradczy Radjokomunikacji w Hadze w 1929 r. podzielony na kilka zakresów, a mianowicie: fale długie, średnie, pośrednie, krótkie (i ultrakrótkie) (rys. 9). W głównych zarysach podział ten uwzględnia również i różnice we właściwościach fizycznych fal o różnych długościach. Zasadnicza różnica występuje przy przejściu od fal krótkich do ultrakrótkich, tak pod względem możliwości ich zastosowań, jak i ich właściwości fizycznych. Tak np. na falach krótszych od 8-iu m w ciągu dnia, a od 10 m w nocy nie udało się dotychczas zaobserwować odbioru sygnałów na większych odległościach, co z łatwością można uzyskać na fali 15-to lub 20-tometrowej. Poza to fale o długościach poniżej 10 m, w przeciwieństwie do fal dłuższych, posiadają cechy tak wybitnie zbliżone do światła³⁾, iż bardzo często cały obszar widma fal elektro-

²⁾ Zob. W. Majewski. Przegląd teorii promieniowania (od Newtona do Schrödingera) — Wszechświat Nr. 5, str. 146, 1933.

³⁾ Ze względu na te zasadnicze różnice pomiędzy właściwościami fal krótszych od 10 m, a właściwościami fal dłuższych wydaje mi się usprawiedliwionem nazywać falami ultrakrótkimi fale o długościach od części mm do 10 m, wprowadzając jednocześnie dalszy podział tego obszaru fal na fale metrowe (od 1 do 10 m) decymetrowe (od 10 cm do 1 m), centymetrowe (od 1 cm do 10 cm) i milimetrowe (< 1 cm).

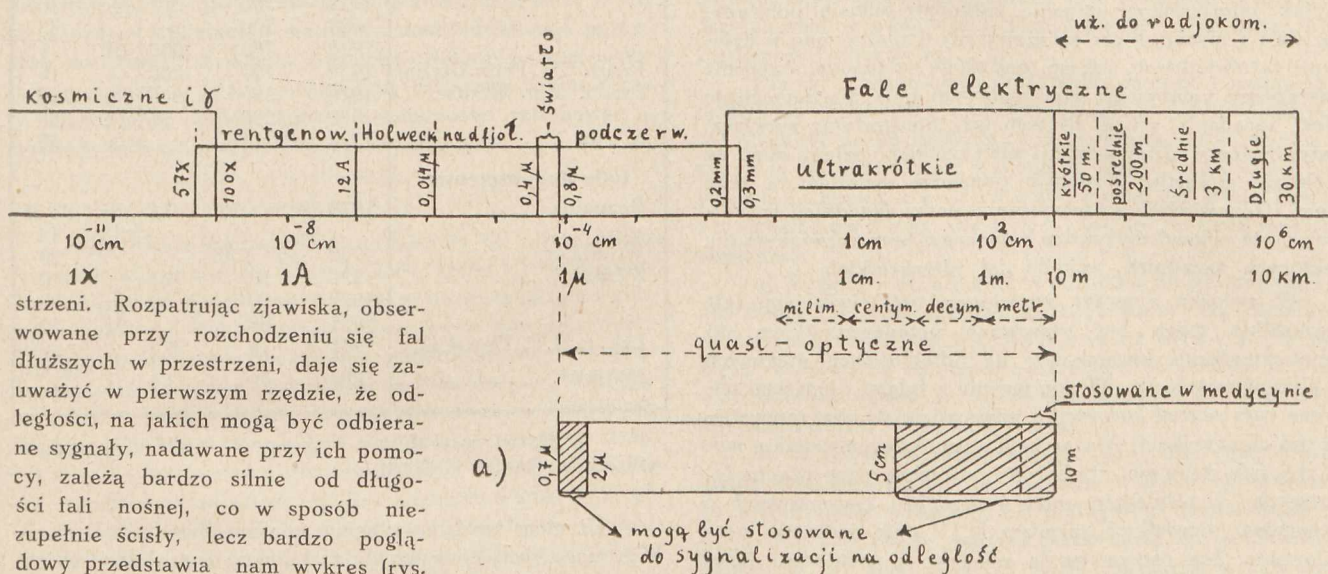
¹⁾ Falami ultrakrótkimi nazywamy fale o długościach od części mm. do 10 m. Często nazwy tej używa się dla fal o długościach od 1 m do 10 m nazywając mikrofalami fale krótsze od 1 m. Sprawa nazw jest omówiona niżej (patrz odsył. 3).

magń., poczynając od fal o długościach 0,7 μ do 10 m bywa nazywany obszarem fal „quasi- optycznych”. Obejmuje on w ten sposób fale ultrakrótkie oraz podczerwone. Zaznaczyć wypada, iż ustalenie zupełnie ścisłych granic pomiędzy różnymi obszarami fal elektrycznych przeprowadzić się nie daje, gdyż zmiana ich właściwości wraz z długością fali zachodzi w sposób ciągły.

Zasadniczą cechą fal ultrakrótkich, podobnie jak i świetlnych, jest ich prostolinjowe rozchodzenie się w prze-

dla fal ultrakrótkich oznaczać więc będzie brak warstw absorbujących nie tylko wzdłuż prostej przebiegu, ale i wewnątrz kanału o dużej średnicy w stosunku do długości fali. Poza to podobnie jak i dla światła nałożenie pola fali maleje odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości od nadajnika⁵⁾. Prawo to nie znajduje zastosowania dla fal dłuższych.

W związku z prostolinjowym rozchodzeniem się fal ultrakrótkich ogólnie spotykane przeszkody terenowe dają



Rys. 9.

strzeni. Rozpatrując zjawiska, obserwowane przy rozchodzeniu się fal dłuższych w przestrzeni, daje się zauważyć w pierwszym rzędzie, że odległości, na jakich mogą być odbierane sygnały, nadawane przy ich pomocy, zależą bardzo silnie od długości fali nośnej, co w sposób niezupełnie ścisły, lecz bardzo pogładowy przedstawia nam wykres (rys. 10), podany przez firmę Marconi w jednym z rocznych sprawozdań. Nie wchodząc w szczegóły, przypomnę, że duże różnice w sile odbioru różnych długości fal dają się wyjaśnić, jeżeli przyjąć, iż energia, wypromieniowywana przez antenę, może dochodzić do stacji odbiorczej dwiema drogami: przestrzenną — pod postacią *pośredniej fali przestrzennej*⁴⁾ (zalamanej i odbitej w zjonizowanych górnych warstwach atmosfery) i wzdłuż powierzchni ziemi — pod postacią *fali przyziemnej*⁴⁾. W przypadku fal ultrakrótkich, jak to wynika z dotychczasowych badań, nie występuje pośrednia fala przestrzenna, gdyż już przy fali o długości około 8 m (wielkość ta zależy od wysokości i stopnia zjonizowania górnych warstw atmosfery) promień styczny do powierzchni ziemi pada na warstwę Heaviside'a pod kątem mniejszym od granicznego, nie może więc ulec całkowitemu odbiciu i powrócić na ziemię. Również i fala przyziemna przy rozchodzeniu się fal ultrakrótkich nie może odgrywać roli znaczniejszej. A więc energia, przenoszona przez fale ultrakrótkie, może dochodzić do stacji odbiorczej tylko jedną drogą: przestrzenną wzdłuż prostej, łączącej odbiornik z nadajnikiem, pod postacią *bezpośredniej fali przestrzennej*⁴⁾, analogicznie jak to ma miejsce w przypadku światła. Koniecznym więc warunkiem dla zapewnienia radjokomunikacji pomiędzy dwoma punktami jest brak przeszkód (ciał absorbujących fale) wzdłuż prostej łączącej je, czyli, inaczej mówiąc, istnienie pomiędzy nimi „widzialności optycznej”. Warunek ten wymaga jednak pewnego uzupełnienia. Doświadczenia wykazały, że absorpcja fal ultrakrótkich może zachodzić również i wtedy, gdy warstwy absorbujące znajdują się w odległości małej w stosunku do długości fali, od strumienia promieniowania, powodując silne jego tłumienie. Optyczna widzialność

cienie dla fal od 5 do 8 m, zaś pnie niedużych drzew, niewielkie skały — dla fal rzędu kilkudziesięciu cm. Naogół fale rzędu 3 do 8 m uginają się pod względem geometrycznym podobnie, jak fale głosowe. Zupełnie inne warunki zachodzą dla fal długich, rzędu dziesiątków km, dla których naogół przeszkody terenowe posiadają rozmiary znacznie mniejsze, niż długość fali, i odgrywają w stosunku do nich rolę analogiczną do cząstek utramikroskopowych w przypadku fal świetlnych. Tem się też tłumaczy, że w zwykłych warunkach długie fale elektryczne ulegają tak silnemu uginaniu, że wogóle nie można mówić o ich prostolinjowym rozchodzeniu się.

Drugą cechą charakterystyczną fal ultrakrótkich jest możliwość stosunkowo łatwego wzmocnienia w określonym kierunku promieniowania anteny zapomocą urządzeń analogicznych do używanych w optyce. Nadają się więc one do kierunkowej radjokomunikacji. Sprawa ta jest omówiona bliżej w artykule o reflektorach dla fal ultrakrótkich⁶⁾.

W odróżnieniu od światła fale ultrakrótkie o długościach do 5 cm z łatwością przenikają, prawie bez osłabienia, przez mgłę, dym, kurz i inne zaciemnienia atmosferyczne, wywołane przez zawiesiny niewielkich rozmiarów. Począwszy od fal o długościach 5 cm i niżej zauważyć się daje wpływ wilgotności powietrza, a głównie zawartości CO₂ na wzrost ich absorpcji. Fale zaś o długościach poniżej 3 cm są już tak silnie absorbowane i rozpraszane przez powietrze, że nie można mówić o ich swobodnym rozchodzeniu się w przestrzeni⁷⁾. Dopiero fale elektromagnetyczne o długościach

⁵⁾ Zob. Ancełowicz. Ultrakrotkije wołny. Moskwa 1932, str. 9, oraz F. Gerth i W. Scheppmann. Untersuchungen über die Ausbreitungsvorgänge ultrakurzer Wellen. Z. S. f. H. T. t. 33, str. 23, 1929 r.

⁶⁾ Patrz str. 329.

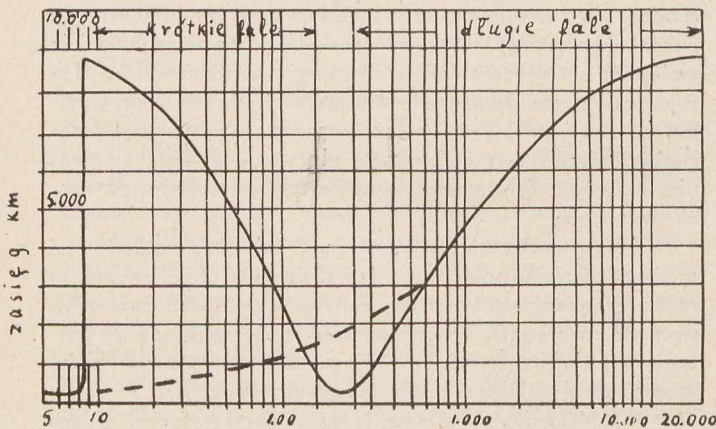
⁷⁾ Przynajmniej na zasadzie dotychczasowych badań, które są naogół bardzo nieliczne. Sprawa ta wymagałaby bliższego zbadania.

⁴⁾ Zob. J. Groszkowski. Radjotechnika (Warszawa, 1932). Rozdz. X str. 2 i dalsze. Do nazwy fala przestrzenna dodaje słowo pośrednia, dla odróżnienia od bezpośredniej fali przestrzennej, pod postacią której rozchodzą się fale ultrakrótkie.

znacznie mniejszych, rzędu $0,7 \mu$ do 2μ , stanowiące t. zw. fale podczerwone, mogą być znów użyte do sygnalizacji na odległość. Tak więc do sygnalizacji na odległość nadają się z obszaru fal „quasi-optycznych” tylko jego krańcowe zakresy: krótkofalowy (promieniowanie podczerwone) i długofalowy (fale centymetrowe, decymetrowe i metrowe), jak to wskazano na rys. 9a.

W dalszym ciągu podkreślić należy, iż przy badaniach fal ultrakrótkich spotykamy się nie tylko z takimi zjawiskami, jak: interferencja, uginanie, całkowite odbicie, polaryzacja, ale i z innymi, które są zazwyczaj rozpatrywane w dziedzinie fal świetlnych, jak np. podwójne załamanie, skręcenie płaszczyzny polaryzacji pod wpływem pola magnetycznego (efekt Faradaya) i t. p. Dlatego też, interpretując zjawiska, obserwowane w dziedzinie fal ultrakrótkich, należy mieć na względzie analogie, istniejące pomiędzy światłem, a temi falami. Odpowiednie wykorzystanie teorii zagadnień optycznych może okazać się bardzo pomocnym przy rozwiązywaniu niektórych zagadnień techniki fal ultrakrótkich.

W związku z wyżej omówionymi właściwościami fale ultrakrótkie mogą być stosowane przede wszystkim do radiokomunikacji kierunkowej na odległościach niedużych do kilkudziesięciu km. W porównaniu z falami dłuższymi dają one cały szereg korzyści, a mianowicie: 1) dla zapewnienia radiokomunikacji wystarczająco stosunkowo niewielkie moce, znacznie mniejsze, niż byłyby potrzebne przy użyciu fal dłuższych; 2) wymagają anten i urządzeń kierunkowych o stosunkowo niewielkich rozmiarach; 3) dają możliwość zainstalowania, bez otrzymywania zakłóceń w odbiorze, dużej ilości stacji nadawczych na małej przestrzeni i przy wykorzystaniu niewielkiego obszaru długości fali; 4) dają możliwość regulacji zasięgu wysyłanych sygnałów przez ustawianie anten nadawczej i odbiorczej na różnych wysokościach ponad ziemią.



Rys. 10.

Wyniki kilku doświadczeń przesyłania sygnałów na odległość zapomocą fal ultrakrótkich zestawiono w tabl. I. Z danych tych wynika, że radiokomunikacja na falach ultrakrótkich jest zasadniczo możliwa⁸⁾. Jest ona w danej chwili uzależniona wyłącznie od technicznego rozwiązania zagadnienia, związanych z opracowaniem nadajnika o odpowiedniej mocy i stabilizacją jego pracy.

⁸⁾ A. G. Clavier i L. G. Gablaut (z Les Laboratoires LMT) podają w styczniowym zeszycie „Electrical Communication” (tom 12, zes. 3, str. 222, rok 1934) opis technicznego urządzenia instalacji linii radiokomunikacyjnej na fali 17,4 cm, pomiędzy Anglią i Francją (Lympe i St. Ingwert — odległość 56 km).

Tablica I. Doświadczenia z falami ultrakrótkimi.

	Rok	λ w cm	Moc nadaj. wat.	Rodzaj komunik.	Zasięg w km
Fale metrowe.					
Inst. Fiz. Tech. w Jenie.	1925/6	300	100	tgr.	40
	1926	300		tlf.	20
	1927	300	< 1	tgr.	20
	1928	300	> 1	„	85
	1930	700	1000	tlf.	5*)
Państw. Urz. Pocz. Berlin	1930	700	1000	„	10*)
Franc. Min. Wojny.	1926	350	500	tgr.	200
	1929	500	36	tlf.	200
S Uda	1932	460 i 580		„	30
Fale decymetrowe.					
Beauvais	1929	15—18	0,1	tgr.	do 38
				tlf.	14
W. Pistor	1930	45—150			20
S Uda	1930	50	0,1	„	10
	1930	50		tgr.	30
	1931	50		tlf.	30
Lab. L.M.T. (Dov.-Cal.)	1931	18	0,5	„	40
Marconi	1931	60	3,5		20, 40 i 200)

*) Dośw. przerabiane w miastach — odbiornik znajdował się wewnątrz budynku.

Drugim bardzo ważnym zastosowaniem fal ultrakrótkich może być użycie ich do zastąpienia sygnalizacji świetlnej w portach lotniczych, morskich i t. p. Fale te prawdopodobnie znajdują duże zastosowanie również i w telewizji, a to ze względu na możliwość ich modulacji zapomocą drgań o bardzo dużych częstotliwościach.

Mówiąc o zastosowaniach fal ultrakrótkich, nie można pominąć możliwości ich zastosowań w lecznictwie⁹⁾. Z dość licznych już obserwacji wynika, że fale ultrakrótkie działają na organizm żyjący, wywołując równolegle do objawów fizjologicznych jego nagrzewanie. Ważną bardzo przytem właściwością fal ultrakrótkich jest ich działanie selektywne. Dobierając odpowiednio długość fali, można uzyskać oddziaływanie znacznie silniejsze na pewne komórki, czy grupy komórek, niż na sąsiednie. Czynione są już próby stosowania fal ultrakrótkich o długościach 3—8 m do zabiegów leczniczych.

Na zakończenie zaznaczyć należy, że dziedzina fal ultrakrótkich nie może być uważana za całkowicie zbadaną. Mamy wiele zagadnień niewyjaśnionych, dużo danych doświadczalnych napozór z sobą sprzecznych. Uporządkowanie posiadanego materiału doświadczalnego, ujęcie znanych faktów w ramy jednej ogólnej teorii wymagać będzie jeszcze wiele pracy.

Zwróćmy jeszcze uwagę, iż fale ultrakrótkie zdobywają również coraz większe znaczenie i w badaniach czysto naukowych np. nad elektrycznymi i magnetycznymi własnościami różnych substancji, nad budową molekularną ciał, przewodnością elektrolitów¹⁰⁾ i t. p. Wydaje się również, że ze względu na właściwości fal ultrakrótkich ich zastosowanie do badań naukowych i w dziedzinie biologii oraz fizjologii pozwoliłoby może na rozwiązanie wielu ciekawych zagadnień, których wyjaśnienie inną drogą jest niemożliwe.

⁹⁾ Zob. W. Majewski. Działanie fal krótkich i ultrakrótkich na organizmy żyjące. Wszechświat Nr. 2, rok 1934.

¹⁰⁾ Zob. M. M. Nagrzewanie się cieczy w zmiennym polu elektrycznym dużej częstotliwości i zagadnienia selektywnego działania fal ultrakrótkich na tkanki organiczne. Wszechświat (Kronika naukowa) Nr. 1, 1934 r.

REFLEKTORY ELEKTRYCZNYCH FAL ULTRAKRÓTKICH.

Dr. Witold Majewski.

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

Streszczenie. Autor omawia dotychczasowy stan badań tak teoretycznych, jak i doświadczalnych, dotyczących reflektorów dla fal ultrakrótkich (o długościach poniżej 10 m). Na zasadzie istniejącego materiału doświadczalnego porównuje skuteczność działania różnych reflektorów oraz wskazuje zagadnienia, które wymagałyby bliższego opracowania. W zakończeniu podaje istniejące możliwości zastosowań w praktyce reflektorów fal elektrycznych.

Wstęp.

Zagadnienie kierunkowego nadawania fal ultrakrótkich w przestrzeni datuje się od roku 1887, kiedy Hertz zapomocą swych klasycznych doświadczeń wykazał możliwość koncentrowania fal elektrycznych, używając w tym celu odpowiednich zwierciadeł. Początkowo zagadnienie to miało znaczenie ściśle naukowe, wskazując na podobieństwo, istniejące między właściwościami fal elektrycznych i świetlnych. Dopiero gdy Marconi w 1896-7 roku po raz pierwszy zastosował fale elektryczne o długościach koło 1 m do przesyłania sygnałów na odległość, sprawa koncentrowania w określonym kierunku energii fal elektrycznych stała się ważnym zagadnieniem radjotechniki praktycznej. Idealnie bowiem skoncentrowane fale elektryczne pozwoliłyby na otrzymywanie wiązek o stałym przekroju, w których gęstość energii byłaby niezależna od odległości. Skutkiem tego moc wypromieniowywana nadajnika mogłaby nie przekraczać mocy, potrzebnej do uruchomienia odbiornika, wynoszącej zaledwie część mikrowata, co znacznie obniżyłoby koszty instalacji i eksploatacji stacyj nadawczych. Znaczne zbliżenie się w praktyce do tego idealnego przypadku jest jednak z dwu względów zupełnie niemożliwe. Po pierwsze, źródło promieniujące musiałoby być punktowe, co jest nieosiągalne nawet w dziedzinie fal świetlnych, gdzie, aczkolwiek możemy pracować ze źródłami, posiadającymi małe rozmiary, oraz z dużymi bardzo w stosunku do długości fali zwierciadłami, pomimo to nie potrafimy wytworzyć wiązek idealnie równoległej, nie wykazującej znacznie większego rozproszenia już choćby na odległości 100 m. Po drugie, wchodzi tu w grę tłumienie fal wskutek pochłaniania energii przez niedoskonały dielektryk, jakim jest atmosfera, i przez niedoskonały przewodnik, jakim jest ziemia, oraz przez rozproszenie energii z przyczyny niejednorodności tak atmosfery, jak i powierzchni ziemi.

W pierwszym okresie rozwoju radjotechniki kierunkowe przesyłanie energii stało się jednak niemożliwe, a to z tego względu, że do radjokomunikacji używano się głównie fal bardzo długich lub długich, które wymagałyby urządzeń kierunkowych bardzo znacznych wymiarów. Dlatego też, rezygnując z radjokomunikacji kierunkowej, radjotechnika skierowała swe wysiłki w tym okresie wyłącznie ku wzmacnianiu mocy stacyj nadawczych. Dopiero w ostatnich czasach, gdy technika otrzymywania fal krótkich i bardzo krótkich zrobiła znaczne postępy, zagadnienie kierunkowego nadawania fal elektrycznych zaczyna znów nabierać coraz większego znaczenia.

Dla fal krótkich od 10 do 50 m próbowano uzyskać nadawanie kierunkowe zapomocą różnych kombinacji oscylatorów półfalowych. Większe znaczenie praktyczne zdobyły dwa systemy: układ anten półfalowych, drgających w zgodnych fazach, i układ Chireix-Mesny, utworzony przez

zespół pozałamywanych pod kątem prostym przewodów o długościach pół fali. W celu spotęgowania promieniowania układu anten w jednym kierunku często umieszcza się poza oscylatorami w odległości $\lambda/4$ analogiczny układ anten niezasilanych (reflektorów).

Dla fal o długościach rzędu kilku metrów powstaje już możliwość stosowania, analogicznie jak w optyce, zwierciadeł płaskich, parabolicznych i t. p., które ze względu na wymiary są już praktycznie wykonalne. Działanie ich odbiega jednak bardzo znacznie od działania zwierciadeł optycznych, a to z następujących względów:

a) Rozmiary zwierciadeł w stosunku do długości fali w dziedzinie fal elektrycznych są zbyt małe. Np. działanie zwierciadła o średnicy 3 m dla fali 18 cm byłoby w przybliżeniu równoważne działaniu zwierciadła optycznego o średnicy zaledwie 0,0064 do 0,0126 mm (długości fal świetlnych wynoszą od $8,10^{-4}$ do $4,10^{-4}$ mm).

b) W optyce strumień energii, wysyłanej przez zwierciadło (światło odbite), jest znacznie większy od wysyłanego bezpośrednio przez źródło i dlatego ten ostatni może nie być brany pod uwagę. Inaczej przedstawia się ta sprawa w dziedzinie fal elektrycznych, gdzie natężenia w obu tych strumieniach są tego samego rzędu, a więc skutek interferencji mogą się wzajemnie wzmacniać lub osłabiać.

c) Założenie, przeniesione z optyki, że przy odbiciu zachodzi strata pół fali nie jest ogólnie słuszne¹⁾ (dla zwierciadeł żeberkowych).

d) Zjawiska uginania (dyfrakcji), które przy zwierciadłach optycznych można pominąć, tu muszą być uwzględnione.

I. Część ogólna.

Reflektory dla fal ultrakrótkich można podzielić na dwie zasadnicze grupy: żeberkowe i pełne. Zasady ogólne działania reflektorów pierwszej grupy są pod wieloma względami identyczne ze stosowanymi do urządzeń kierunkowych dla fal krótkich. Jedne i drugie opierają się na teorii promieniowania i pobudzania do drgań rezonatorów linjowych. Różnice, występujące przy badaniach szczegółowych, wynikają z różnych właściwości²⁾ fal, zależnych od ich długości.

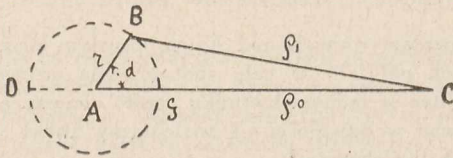
A. Reflektory żeberkowe.

Każdy układ nadawczy typu reflektorowego składa się z części promieniującej oraz części odbijającej, utworzonej zazwyczaj z rezonatorów linjowych, które są pobudzane do drgań przez promieniowanie anteny. Działanie na odległość takiego układu może być rozpatrywane, jako działanie wypadkowe oddzielnych elementarnych oscylatorów, na które układ taki daje się podzielić. A więc natężenie pola, wywołanego przez układ nadawczy, będzie sumą wziętą w czasie i przestrzeni, wywołanych przez pojedyncze oscylatory, elementarnych natężeń pół, które należy rozpatrywać jako wektory, mogące mieć w ogólnym przypadku różne kierunki (w przestrzeni) oraz różne fazy (w czasie). Zagadnienie konstrukcji reflektorów sprowadza się w

¹⁾ Omówienie niżej.

²⁾ t. j. sposobu oddziaływania na różne układy materialne.

ten sposób do takiego rozmieszczenia pojedynczych rezonatorów, aby pola, wywołane przez drgania, powstające w nich w oscylatorach, w pewnym kierunku wzmacniały się, w innych — osłabiały.

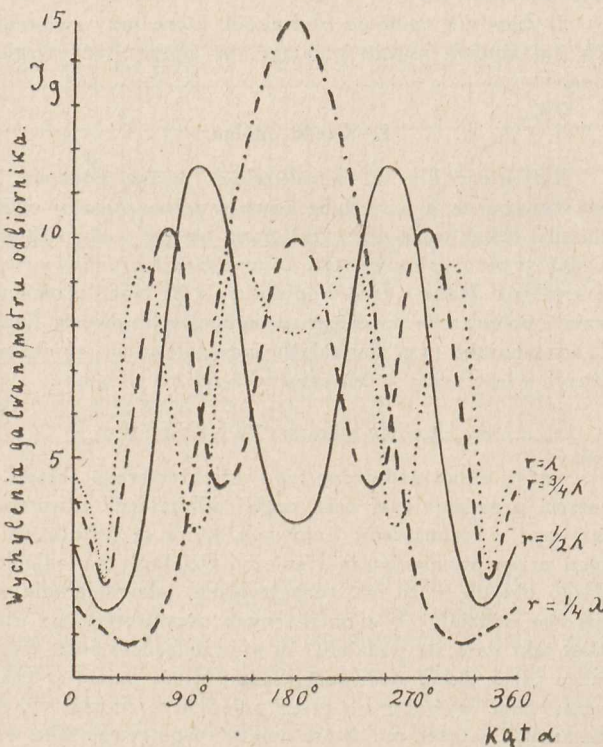


Rys. 1.

Najprostszym układem, występującym we wszystkich złożonych układach kierunkowych typu reflektorowego, jest półfalowa antena z umieszczonym poza nią w pewnej odległości rezonatorem linowym o długości pół fali. Dla zorjentowania się w jego działaniu przypuścimy, że w pewnej odległości ρ_0 od anteny umieszczamy odbiornik i badamy natężenie powstającego w nim prądu w zależności od położenia rezonatora na kole, zakreślonym promieniem r naokoło anteny (rys. 1). Długość anteny i rezonatora wynosi pół fali. Do anteny aparatu odbiorczego (w C) dobiegają dwie fale, wysyłane przez antenę (w A) i rezonator (w B), wywołując w niej prądy o amplitudach \bar{I}_1 i \bar{I}_2 , przesuniętych względem siebie w czasie o kąt φ . Prąd wypadkowy będzie więc określał wzór:

$$\bar{I}_g^2 = \bar{I}_1^2 + \bar{I}_2^2 + 2 \bar{I}_1 \bar{I}_2 \cos \varphi \dots (1)$$

Zakładając, że $\rho_0 \gg r$, możemy przyjąć, iż, przy zmianach położenia rezonatora na kole, amplituda \bar{I}_2 pozostaje bez zmiany (zmienia się w b. małym stopniu), a wobec tego, że i \bar{I}_1 jest podczas doświadczenia również stałe, więc wartość \bar{I}_g



Rys. 2.

będzie zależała tylko od kąta φ . Stąd wynika, że w odbiorniku powinniśmy zauważyć maksyma natężenia prądu dla:

$$\varphi = 2k\pi \quad k = 1, 2, \dots (2)$$

minima zaś dla:

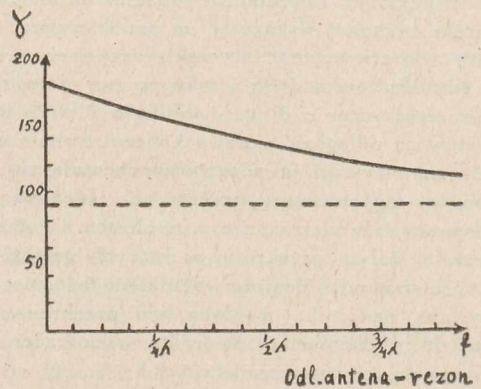
$$\varphi = (2k + 1)\pi \dots (3)$$

Na rys. 2 przedstawiono krzywe, otrzymane doświadczalnie i dające nam zmiany natężenia prądu \bar{I}_g w odbiorniku w funkcji kąta α (rys. 1) dla wartości r , wynoszących: $\lambda/4$, $\lambda/2$, $3\lambda/4$ i λ .

Widzimy zupełnie wyraźnie występowanie maksymów i minimów, które zgodnie z przeprowadzonym wyżej rozumowaniem powinny odpowiadać równaniom 2 i 3.

W celu bliższego zanalizowania obserwowanych zjawisk musimy zbadać, od jakich czynników zależy kąt φ . Fala elektromagnetyczna, wysyłana przez antenę nadajnika, dobiegając w punkcie B do rezonatora i pobudzając go do drgań, wywołuje wysyłanie przezeń fal elektrycznych, które przez analogię z optyką nazwiemy rozproszonymi. Oznaczając przez γ różnicę faz w B (rys. 1) wektorów elektrycznych fali padającej i rozproszonej i za początek faz przyjmując fazę wektora elektrycznego w punkcie A, możemy napisać, że faza wektora elektrycznego w punkcie C fali rozproszonej wynosi:

$$\varphi'_c = -2\pi \frac{r}{\lambda} - \gamma - 2\pi \frac{\rho_0}{\lambda} \dots (4)$$



Rys. 3.

Fala rozproszona interferuje z wyemitowaną bezpośrednio przez antenę falą, której wektor elektryczny w C posiada fazę:

$$\varphi_c = -2\pi \frac{\rho_0}{\lambda} \dots (5)$$

A więc różnica faz wektorów elektrycznych obu fal równa się:

$$\varphi = \varphi_c - \varphi'_c = \gamma + 2\pi \frac{r}{\lambda} + 2\pi \left(\frac{\rho_0}{\lambda} - \frac{\rho_1}{\lambda} \right) = A - B (6)$$

gdzie

$$A = \gamma + 2\pi \frac{r}{\lambda} \quad B = 2\pi \left(\frac{\rho_0}{\lambda} - \frac{\rho_1}{\lambda} \right) \dots (6a)$$

Wzór ten daje jednocześnie i różnicę faz między amplitudami natężeń prądów, o ile założymy zgodność faz wektora elektrycznego i wywołanego przezeń prądu w antenie odbiorczej. Z krzywych podanych na rys. 2 możemy, biorąc pod uwagę punkty maksymów i minimów i korzystając z równań 2 lub 3 i 6, obliczyć A, a więc i γ dla różnych wartości r . Obliczone w ten sposób zależności γ od r są przedstawione na rys. 3. Widzimy, że kąt γ dla $r = 0$ wynosi 180° i że ze wzrostem r maleje, dążąc asymptotycznie do wartości 90° . W przypadku gdy rezonator jest ustawiony w punkcie D (rys. 1), po oznaczeniu odległości AD przez f (t. j. wartość r dla $\alpha = 180^\circ$), możemy równanie 6 napisać w postaci³⁾:

$$\gamma + 4\pi \frac{f}{\lambda} = 2k\pi \text{ lub } \gamma = 2\pi \left(k - 2 \frac{f}{\lambda} \right) \quad k = 1, 2, \dots (7)$$

³⁾ dla danego r mamy $\gamma = \text{const}$, γ nie zależy więc od α (położenia rezonatora na kole).

Na zasadzie tego równania i zależności, przedstawionej na rys. 3, możemy teraz z łatwością znaleźć wartości f_k , dla których fale wysyłane przez antenę i rezonator w kierunku linii DAC (dla $\alpha = 180^\circ$) będą się wzajemnie wzmacniać. Wartości te mogą być wyznaczone drogą wykresną przez znalezienie punktów przecięcia się krzywej, przedstawionej na rys. 3 (dla odciętych zmieniono oznaczenia r na f) z prostą, określoną równaniem 7. Znalezienie w ten sposób wartości f_k podane są w tabelicy I⁴⁾, w której umieszczono jednocześnie i odpowiednie wartości na γ_k .

Tabela I.

k	1	2	3	4	5
f_k	0,285 λ	0,845 λ	1,372 λ	1,875 λ	2,375 λ
γ_k	154°	113°	92°	90°	90°

Z danych tych widać, że mamy szereg położeń rezonatora, dla których fazy fali, wysyłanej przez antenę i rezonator (dla kierunku $\alpha = 180^\circ$), są zgodne. Według terminologii Köhler'a będziemy nazywać pierwsze położenie rezonatora (dla $k = 1$) położeniem w pierwszym optimum, drugie (dla $k = 2$) — w drugim optimum i t. d. Dane z tabelicy I wskazują, że poczynając od położenia rezonatora w 4-em optimum możemy przyjąć, że $\gamma_k = 90^\circ$ (dla $k \geq 4$) i wtedy wartości na f_k dla dalszych optymalnych położeń dane są przez wzór:

$$f_k = \left(\frac{k}{2} - \frac{1}{8} \right) \lambda \quad k = 4,5 \dots \dots (8)$$

który otrzymujemy z wzoru 7, podstawiając $\gamma = \frac{\pi}{2}$.

Na rys. 4 przedstawiono krzywą, dającą natężenie prądu w odbiorniku w zależności od odległości antena—rezonator dla $\alpha = 180^\circ$. Z krzywej tej widzimy, że maksyma prądu odpowiadają wartościom f_k nieco mniejszym od wyżej obliczonych (tabl. I) oraz, iż różnica ich maleje z wzrostem odległości rezonatora od anteny. Największe natężenie prądu otrzymujemy dla rezonatora w I-em optymalnym położeniu (dla $k = 1$).

Odchylenia pomiędzy wartościami na f_k , otrzymanymi bezpośrednio drogą doświadczalną i zapomocą rachunku na zasadzie krzywych I_g w funkcji α (rys. 2), wskazują iż w grę muszą tu wchodzić inne jeszcze czynniki, nieuwzględnione w naszych rozważaniach. Przedewszystkiem będzie to zmiana amplitudy drgań, wzbudzanych w rezonatorze w zależności od odległości f_k i od jego dostrojenia (długości rezonatora) do fali padającej. Pozatem dokładny rachunek amplitud i faz drgań, wzbudzanych w rezonatorze oraz wysyłanych fal, wymagałby, biorąc za podstawę równania Maxwella, uwzględnienia trzech składowych natężenia pola elektrycznego⁵⁾ fali, wysyłanej przez antenę, gdyż, jak wiadomo, tylko w przypadku dużej odległości od anteny nadawczej w stosunku do długości fali można przyjąć, iż dwie z pośród składowych pola elektrycznego równają się zeru.

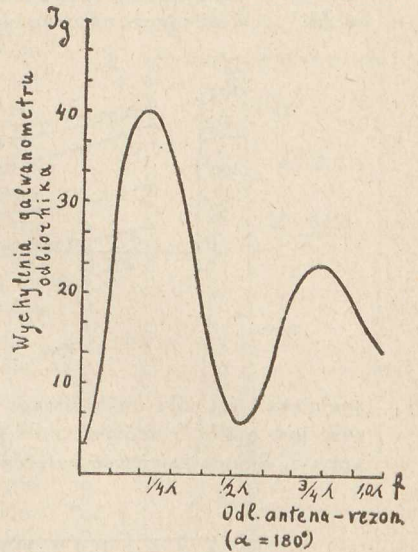
Zjawiska, zachodzące więc w przypadku nawet tak prostego układu, jak rezonator i antena, są bardziej skomplikowane, niżby się to napozór wydawać mogło, i nawet

⁴⁾ W. W. Tatarinoff. Zur Konstruktion der Radiospiegel. Z. f. H. T. 28, 117. 1926.

⁵⁾ radialną, południkową i równoleżnikową — patrz uwaga ²⁰⁾ i rys. 12.

w tym przypadku matematyczne ich ujęcie napotyka na duże trudności.

W praktyce, przy użyciu rezonatora jako reflektora, chodzi zazwyczaj o możliwe duże zmniejszenie promieniowania wstecznego. W tym celu muszą być spełnione dwa warunki, częściowo z sobą sprzeczne: 1) amplituda prądu w rezonatorze powinna być rzędu amplitudy prądu w antenie (warunek amplitud), i 2) muszą być spełnione warunki fazowe. W tabelicy II zebrane są podawane przez różnych autorów wartości f i l (długość rezonatora), które mają odpowiadać najskuteczniejszemu działaniu układu antena — rezonator.



Rys. 4.

Tabela II.

Autorowie	$f^6)$	l	U w a g i
Sammer i Gothe	$\lambda/8, \lambda/4$		
Wilmutte i Mc. Petrie	$\lambda/4$		opór indukc. rezon. = 0,9 opór rzeczyw. rezon.
Bechmann	0,27 $\lambda, 0,79 \lambda$	$\lambda/2$	
Tatarinoff	0,285 λ i 0,845 λ	"	na zasadzie obliczeń
Gresky	0,2 λ	"	
Wilmutte i Mc. Petrie	0,285 $\lambda, 0,845 \lambda$	"	
Palmer i Honeyball	0,33 λ i 0,85 λ	"	warun. ampl. najl. jest spełniony dla $f = 0,16 \lambda$
Tatarinoff	0,2 λ	"	na zasadzie pomiarów

Dla zastosowań praktycznych przy użyciu kilku anten i reflektorów można na f przyjąć wartość $\lambda/4$. Nie należy jednak oczekiwać wtedy, według Gothe'go zmniejszenia promieniowania wstecznego powyżej 90—93%. Whiting podaje, że długość rezonatora winna być o 3 do 4% większa od $\lambda/2$. Wells i Walmsley proponują używanie dwu reflektorów, ustawionych jeden za drugim w odległościach $f = \lambda/4$ i $f = 3/4 \lambda$.

Wspomnieć tu jeszcze należy, że rezonator linjowy może być użyty do wzmacniania wypromieniowanej energii w określonym kierunku nie tylko jako reflektor. Z rys. 2 widzimy, że przy $r = \lambda/4$ występują dwa maksyma dla $\alpha = 180^\circ$ i $\alpha = 360^\circ$. Pierwszy przypadek odpowiada położeniu rezonatora poza anteną nadawczą od strony odbiornika (p. D — rys. 1), drugi — pomiędzy antenami nadawczą i odbiorczą (p. G — rys. 1). Ażeby w tem ostatniem położeniu otrzymać wzmocnienie energii, wypromieniowanej w kierunku antena—rezonator—odbiornik, musi być spełniony warunek:

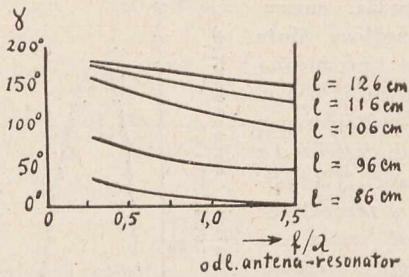
$$\gamma = 0, \dots \dots (9)$$

wynikający z równania 6 przy uwzględnieniu, że $\rho_1 = \rho_0 + r$ dla $\alpha = 0^\circ$. Zmiany kąta γ dla rezonatora pionowego o różnych długościach w funkcji f/λ były zbadane przez Anikina i Lewinsona w r. 1927. Pracowali oni na fali

⁶⁾ Dane te wzięte są z pracy: W. Ochmann i M. Rein. Theorie und praktische Anwendung der gerichteten Strahlung.

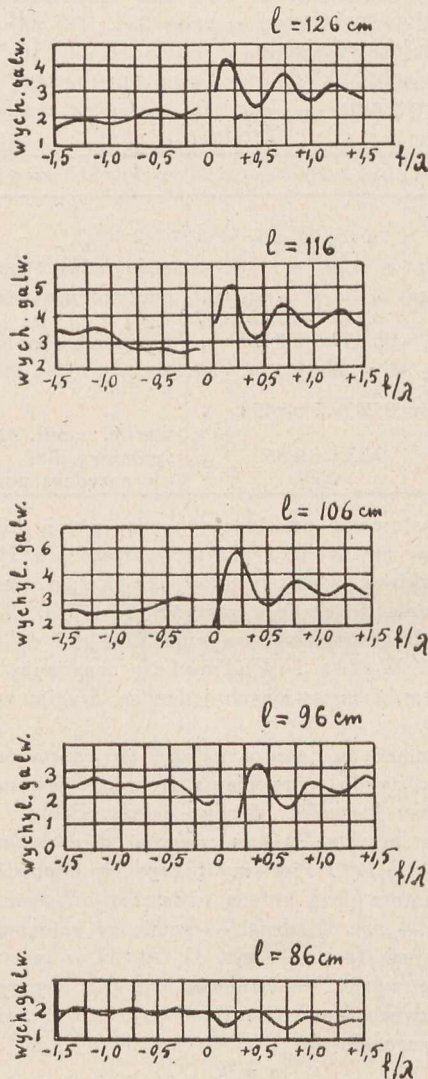
H. F. Techn. u. El. AK. 42. str. 70. 1933 r. — tam podana bibliografia.

2,12 m, długość anteny wynosiła $\lambda/2 = 1.06$ m; długości rezonatorów były 86 cm, 96 cm, 106 cm, 116 cm i 126 cm. Na rys. 5 wskazane są krzywe zmian kąta γ w zależności od f/λ ⁷⁾. Widzimy z nich, że warunek $\gamma = 0$ praktycznie



Rys. 5.

spełniony jest dla najkrótszego rezonatora, którego długość jest o 19%⁸⁾ mniejsza od $\lambda/2$. Na rys. 6 przedstawiono krzywe, dające zależność natężenia prądu w odbiorniku od



Rys. 6.

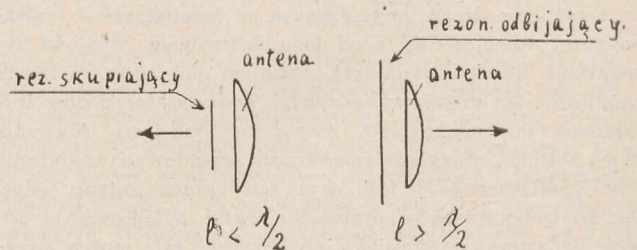
odległości antena—rezonator (f) przy przesuwaniu go wzdłuż linii, łączącej środki anteny nadawczej i odbiorczej. Ujemne odcięte odpowiadają położeniu rezonatora

⁷⁾ Dla rezonatora o długości $\lambda/2 = 1,06$ m otrzymuje się krzywą analogiczną do wskazanej na rys. 3.

⁸⁾ Zob. W. Tatarinoff. Korotkowolnowyje naprawlenyje anteny. Moskwa 1933, str. 12.

między nadajnikiem i odbiornikiem ($\alpha = 0^\circ$). Z krzywych tych widać wyraźnie, że dla najkrótszego rezonatora otrzymujemy średnio większe natężenia prądu w odbiorniku dla wartości ujemnych f , niż dla dodatnich. W ten sposób prostoliniowy rezonator, krótszy o 19% od $\lambda/2$ daje silniejsze promieniowanie w kierunku określonym strzałką na rys. 6a, zaś rezonator o długości większej od $\lambda/2$ — strzałką na rys. 6b. W pierwszym przypadku działanie rezonatora sprowadza się jakby do skierowywania (skupiania) promieniowania w określonym kierunku i w tym przypadku można nazwać go rezonatorem skupiającym (działanie jakby „soczewkowe”). W drugim zaś przypadku fala zostaje niejako odbita i rezonator odgrywa rolę jakby reflektora (rezonatora odbijającego). Podobne badania były przeprowadzone przez Yaği, który w jednej ze swych prac⁹⁾ zaznacza, że przez umieszczenie w polu el.-m., wysyłanym przez antenę, rezonatora linowego, lub posiadającego na swych końcach pojemności, a w środku samoindukcję możemy uzyskać skupienie energii pola lub jej odbicie w zależności od tego, czy częstotliwość drgań własnych rezonatora jest $>$ lub $<$ od częstotliwości fali padającej. W pierwszym przypadku nazywa on rezonator „wave director”, w drugim „wave reflector”.

Przy rozpatrywaniu układu, złożonego z większej liczby rezonatorów, mamy do czynienia ze zjawiskami jeszcze bardziej skomplikowanymi. Weźmy dla przykładu reflektor cylindryczno-paraboliczny (rys. 7), to jest taki, w którym rezonatory są umieszczone wzdłuż paraboli o odległości ogniskowej f . Antena ustawiona jest równoległe do rezonatorów w ognisku paraboli prostopadle do płaszczyzny rysunku. Dla uproszczenia rozważań przypuścimy, że oddziaływanie między poszczególnymi rezonatorami jest praktycznie równe zero [to znaczy odległości między nimi są dostatecznie duże]. Dla działania takiego układu rezonatorów jako reflektorów konieczne jest, aby fazy wektorów elektrycznych fal odbitych¹⁰⁾ w punktach, leżących w płaszczyźnie prostopadłej do głównej osi paraboli, były zgodne ze sobą oraz z fazą fali, bezpośrednio wysyłanej przez antenę. Warunek zgodności faz wektorów elektrycznych fali bezpośrednio wysyłanej przez antenę i odbitej przez rezonator, znajdujący się w wierzchołku paraboli (p. 0), określa nam jej odległość ogniskową (f). Biorąc na tę odległość wartości, podane w tabl. I, będziemy mieli spełniony warunek faz tylko dla fal, wysyłanych przez rezonatory, znajdujące się w pobliżu wierzchołka O. Fale, wysyłane przez rezonatory, położone dalej na gałęziach paraboli, będą wykazywały odchylenia od tego warunku, wzrastające



Rys. 6a.

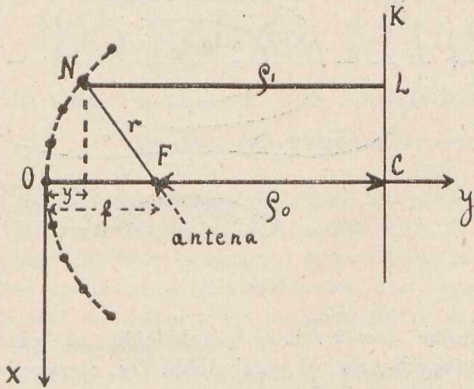
Rys. 6b.

wraz z odległością od punktu O. Zmniejszając odległość f paraboli, moglibyśmy uzyskać spełnienie warunku faz przez fale, odbite od rezonatorów, znajdujących się na gałęziach

⁹⁾ Proc. I. R. E. 16, str. 719, 1928.

¹⁰⁾ Przez analogię z optyką falę wysyłaną przez rezonator w kierunku odbicia według praw optyki nazywać będziemy falą odbitą.

paraboli, lecz wtedy nie będzie on spełniony przez fale, odbite w pobliżu wierzchołka paraboli; co prawda istniejąca różnica faz częściowo będzie skompensowana przez wzrost amplitudy drgań, wzbudzonych w rezonatorach wskutek zwiększonego ich sprzężenia z anteną. Uwzględniając tylko warunek faz, można obliczyć krzywą, wzdłuż której należałoby rozmieścić rezonatory, aby fale, odbite w każdym punkcie takiego reflektora, warunek ten w jednakowym stopniu spełniały. Było to zrobione przez Tatarinoff'a w sposób następujący. Różnica faz wektorów elektrycznych w punktach L i C (rys. 7) fali odbitej (NL)



Rys. 7.

i bezpośredniej (FC) powinna wynosić $2k\pi$, oznaczając więc współrzędne punktu N przez x, y (rys. 7) otrzymujemy równanie:

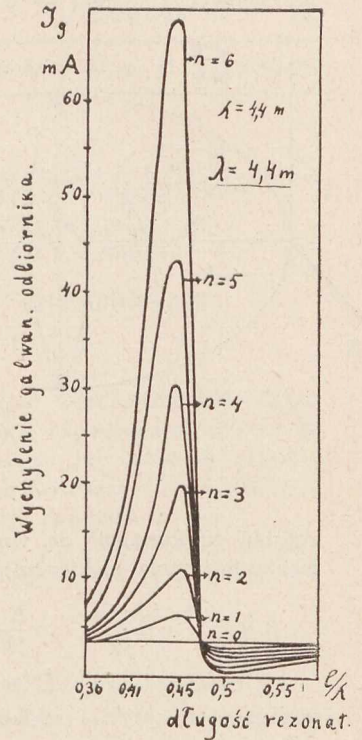
$$\varphi = 2\pi \left(\frac{r}{\lambda} + \frac{f-y}{\lambda} \right) + \gamma = 2k\pi \quad k = 1, 2 \dots (10)$$

Ponieważ f jest wielkością określoną (tabl. I), równanie to przedstawia nam szukaną krzywą. Biorąc z tabl. I wartości na f dla $k = 1, 2, \dots$ i wstawiając je do równania [10], otrzymamy krzywe dla reflektorów, znajdujących się w 1, 2 i t. d. optimum¹¹⁾. Łatwo można sprawdzić, iż dla położenia zwierciadła w coraz to wyższym optimum krzywe, obliczone z równania 10-go, coraz mniej różnią się od paraboli. Już dla $f > 1,5 \lambda$ możemy przyjąć $\gamma = 90^\circ = \text{const.}$ i szukaną krzywą zastąpić przez parabolę, co odpowiada położeniu zwierciadła w 3-im i wyższych optimum. Umieszczenie anteny tak daleko ma tę złą stronę, iż rozmiary reflektora należy wtedy znacznie powiększyć.

W układach złożonych można również wykorzystać i własności „skupiające” rezonatorów. Kilka takich rezonatorów, ustawionych w jednej linii z anteną, tworzy tak zwany „kanał falowy”, wzmacniający działanie anteny w jego kierunku. Szczegółowe badania takich układów były przeprowadzone głównie przez badaczy japońskich. Na rys. 8 przedstawiono krzywe, dające nam zależność pomiędzy natężeniem prądu w odbiorniku, a długością rezonatorów dla różnej ich liczby w „kanale falowym”. Z krzywych tych widzimy: 1) Maksymalne wzmocnienie otrzymuje się dla długości rezonatorów, bliskiej pół fali. Zmiany natężenia prądu w pobliżu maksimum są nagłe, co jest niedogodne przy zastosowaniach praktycznych. 2) Przy długościach rezonatorów mniejszych od pół fali otrzymujemy wzmocnienie promieniowania w kierunku antena—rezonator—odbiornik, zaś przy ich długościach $> \lambda/2$ — osłabienie, co potwierdza wyniki doświadczeń Anikina i Le-

winson'a, omówione wyżej. 3) Energja, wypromieniowana w kierunku antena—rezonator—odbiornik, bardzo silnie wzrasta przy powiększaniu liczby rezonatorów.

Z doświadczeń, wykonanych przez Uda w 1927 r., wynika, że dla rezonatorów pionowych i przy fali 4,4 m najdogodniejsza długość rezonatora wynosi 1,8 m; jest to skrócenie w porównaniu do $\lambda/2$ rzędu 18%. Odległości pomiędzy rezonatorami były ustalane drogą doświadczalną. Najbliższy rezonator w „kanale falowym” znajdował się w odległości 3 m od anteny, to jest $f/\lambda = 0,68$. Odległości pomiędzy dalszemi rezonatorami wynosiły 1,5 m, co stanowi około $\lambda/3$. Doświadczenia z rezonatorami poziomymi w „kanale falowym” przy fali 4,41 m wykazały, że ich długość winna wynosić 2 m, co przedstawia skrócenie w stosunku do $\lambda/2$ tylko 9,3%. Prawdopodobnie należy to przypisać wpływowi ziemi. W Europie i Ameryce układy „kanałów falowych” nie znalazły zastosowania.

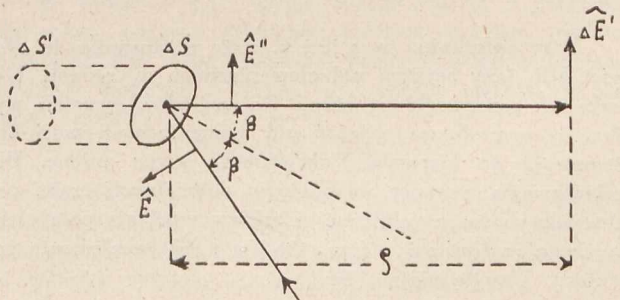


Rys. 8.

B. Reflektory pełne.

Zjawiska, zachodzące w przypadku reflektorów pełnych, są jeszcze bardziej skomplikowane i trudniejsze do ujęcia matematycznego. Stosowanie teorii rezonatorów nie prowadzi tu do celu. Zazwyczaj stosuje się tu zasady H u g h e n s a i F r e s n e l a z optyki, które są słuszne i dla fal elektrycznych.

Przyjmujemy, że mamy płaską falę elektromagnetyczną, padającą na element ΔS powierzchni odbijającej. Jej wektor elektryczny oznaczmy przez \hat{E} . Szukamy wartości wektora elektrycznego \hat{E}' fali odbitej¹²⁾ w odległości ρ od



Rys. 9.

powierzchni odbijającej (rys. 9). Zagadnienie to było rozpatrzone przez D a r b o r d'a¹³⁾, który przyjął założenia następujące: 1) wartość natężenia pola elektrycznego fali rozproszonej w kierunku bliskim do kierunku odbicia według praw optyki jest proporcjonalna do powierzchni elementu rozpraszającego; 2) odległość ρ jest duża w sto-

¹¹⁾ Zwierciadła, znajdujące się w różnych położeniach optymalnych mają różne postacie. Położenie w danym optimum przesądza odległość anteny od środka reflektora.

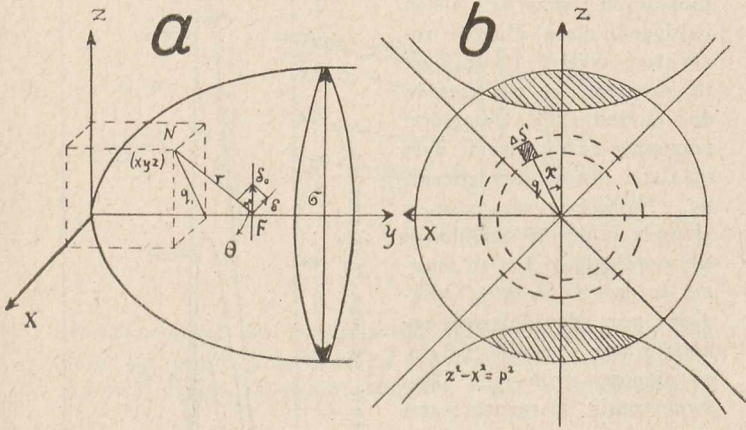
¹²⁾ Patrz uwagę ¹⁰⁾.

¹³⁾ R. Darbord Réflecteurs et lignes de transmission pour ondes ultra-courtes O. E. 11. str. 53. 1932.

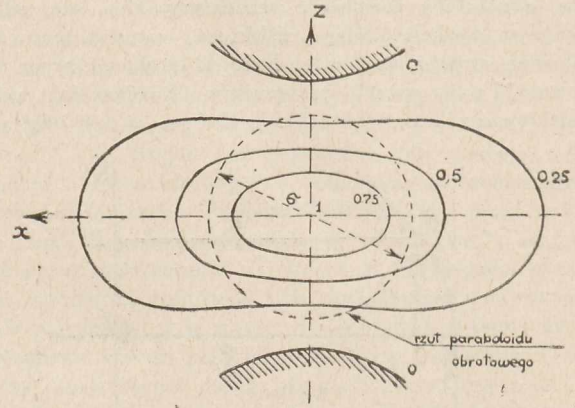
sunku do rozmiarów przekroju wiązki rozproszonej, to znaczy kierunki promieniowania rozproszonego są bliskie do kierunku odbicia optycznego; 3). spełniona jest zasada zachowania energii, t. j. cała energia padająca zostaje rozproszona (t. j. odbita — p. 2). Na zasadzie powyższych

łączonego wzdłuż anteny na kierunek natężenia pola elektrycznego fali padającej. Darbord podaje wzór na składową \bar{E}_z'' :

$$\bar{E}_z'' = -2 \kappa \cdot p \cdot \frac{z^2 - x^2 - p^2}{(z^2 + x^2 + p^2)^2} = 2 \kappa \cdot p \cdot \frac{p^2 - q \cos 2\chi}{(p^2 + q^2)^2} \quad (16)$$



Rys. 10.



Rys. 11.

założeń wyprowadził on wzór na wartość natężenia elementarnego pola elektrycznego fali odbitej

$$\Delta \bar{E}' = \frac{\bar{E} \cdot \Delta S \cdot \cos \beta}{\lambda \cdot \rho} = \frac{\bar{E}' \cdot \Delta S'}{\lambda \cdot \rho} \quad \bar{E}', \Delta \bar{E}' - \text{amplitudy} \quad \Delta S' = \Delta S \cdot \cos \beta \quad (11)$$

Oznaczając przez \hat{E}'' wektor elektryczny fali odbitej według praw optyki i zakładając, że wartości wektorów \hat{E} i \hat{E}'' są równe (co odpowiada przypadkowi, że przewodność materiału zwierciadła = ∞ ¹⁴) wzór ten możemy napisać w postaci wektorowej:

$$\Delta \hat{E}' = \frac{\hat{E}'' \cdot \Delta S'}{\lambda \cdot \rho} \quad \dots \quad (12)$$

Darbord zakłada dalej, że wzór powyższy ma charakter ogólny, i przechodzi do rozpatrzenia działania reflektora posiadającego kształt paraboloиду obrotowego. Zwierciadło takie można sobie przedstawić jako podzielone na elementarne powierzchnie ΔS . Całkowite więc natężenie pola elektrycznego, wywołane działaniem całego zwierciadła, będzie sumą wektorową elementarnych natężeń, wywołanych przez fale odbite od każdego elementu ΔS :

$$\hat{E}' = \Sigma \frac{\hat{E}'' \cdot \Delta S'}{\lambda \cdot \rho} \quad \dots \quad (13)$$

Przy założeniu, że ρ jest b. duże w stosunku do długości fali, fazy natężeń pól elementarnych są zgodne, kierunki ich zaś naogół są różne. Ze względów symetrii wynika, że wypadkowa natężeń pól elementarnych musi być równoległa do kierunku, określonego przez antenę. Dla zorientowania się więc w działaniu oddzielnych części paraboloиду wystarczy obliczyć składową natężenia pola elektrycznego wzdłuż osi z (rys. 10) dla każdego elementu reflektora. Uwzględniając, że:

$$\bar{E} = \frac{\sqrt{3Pc}}{r} \sin \theta = \frac{\kappa}{r} \cdot \sin \theta \quad \kappa = \sqrt{3P \cdot c} \quad (14)$$

lub pisząc wektorowo:

$$\hat{E} = \frac{\kappa}{r} \cdot \hat{\delta} \quad \delta = \sin \theta \quad \dots \quad (15)$$

gdzie δ oznacza rzut wektora jednostkowego $\delta_0 = 1$, od-

Rzutując powierzchnię paraboloиду na płaszczyznę ZOx, prostopadłą do osi paraboloиду Oy, otrzymujemy powierzchnię koła o średnicy σ równej rozwarości zwierciadła (rys. 10b). Dzieliąc pole to na elementy równej powierzchni $\Delta S'$ możemy przyjąć, iż natężenie pola elementarnego w fali odbitej od dowolnego elementu zwierciadła, odpowiadającego rzutowi $\Delta S'$ będzie, zgodnie z wzorem 13, proporcjonalne do E_z'' . Opierając się więc na wzorze 16-ym, możemy wyznaczyć linie jednakowej wydajności (rys. 11). Elementy zwierciadła, leżące na linii, określonej przez równanie:

$$z^2 - x^2 - p^2 = p^2 - q \cos 2\chi = 0 \quad \dots \quad (17)$$

nie dają fali odbitej (wektor elektr. w fali odbitej równy zero). Równanie 17-e przedstawia dwie hyperbole (rys. 10b. i 11). Elementy, leżące poza temi hyperbolami (rys. 10b — miejsca zacieniowane) osłabiają działanie całego zwierciadła, gdyż wartości \bar{E}_z'' w fali od nich odbitej są ujemne. Przyjmując, że środek reflektora wywołuje natężenie pola równe 1 otrzymamy np., że element zwierciadła, którego rzut leży na krzywej 0,5 (rys. 11) wywoła natężenie pola, określone z równania $\frac{\Delta \bar{E}'_{z_1}}{\Delta \bar{E}'_{z_0}} = 0,5$.

Całkowite natężenie pola elektrycznego, wywołanego przez reflektor, dane będzie przez wzór:

$$\bar{E}_z' = \int \int \frac{\bar{E}_z'' dS'}{\lambda \cdot \rho} \quad \dots \quad (18)$$

(całka rozciągnięta na powierzchnię koła)

Po zcałkowaniu tego wzoru znajdziemy:

$$\bar{E}_z' = \frac{2 \pi \kappa \cdot p \cdot \sigma^2}{\lambda \cdot \rho \cdot 4 \left(p^2 + \frac{\sigma^2}{4} \right)} \quad \dots \quad (19)$$

Z powyższego wynika, że dla danego σ \bar{E}_z' posiada maksymalną wartość dla:

$$f = \frac{\sigma}{4} \quad \dots \quad (20)$$

co odpowiada umieszczeniu anteny w płaszczyźnie rozwarości zwierciadła. Choć z punktu teoretycznego zwiększanie średnicy zwierciadła jest zawsze korzystne, to jednak w praktyce okazuje się, że powiększanie jej rozwarości powyżej pewnej wielkości daje niewielki stosunkowo zysk.

¹⁴) G. W. Pierce Electric Oscillations and Electric Waves (New-York — London 1920), str. 394 i dalsze.

¹⁵) P — moc nadajnika w antenie, c — prędkość światła — wszystkie wielkości we wzorze 14 są wyrażone w jedn. el.-m. układu CGS.

Darbord, przyjmując zależność (20), otrzymuje wzór uproszczony na natężenie pola w fali odbitej od zwierciadła:

$$\bar{E}_z' = \frac{\pi \cdot \kappa}{\rho} \cdot \frac{\sigma}{2\lambda} \quad (21)$$

Wobec tego zaś, że sama antena wywołuje pole elektryczne o natężeniu $\frac{\kappa}{\rho}$, więc wzmożenie natężenia pola elektrycznego przy użyciu reflektora wynosi:

$$\xi = \pi \cdot \frac{\sigma}{2\lambda} \quad (22)$$

Z wzoru tego widzimy, iż jest ono wprost proporcjonalne do rozwartości (średnicy σ) reflektora i odwrotnie proporcjonalne do długości fali. Zgodnie z tym wzorem reflektor o odległości ogniskowej, wynoszącej $f = 1$ m i rozwartości 3 m dla fali 18 cm daje dwudziestopięciokrotne wzmożenie natężenia pola elektrycznego. Mając nadajnik o mocy 0,25 wata, możemy zapomocą tego reflektora w odległości 40 km otrzymać pole elektryczne o natężeniu 3 mV/m. Przyjmując, iż długość anteny odbiorczej wynosi 2 m, otrzymujemy, że wielkość siły elektromotorycznej w antenie odbiorczym w odległości 40 km równa się 3,0,02 = 0,06 mV.

Chybyśmy takie same natężenie pola chcieli uzyskać przez wzmożenie tylko mocy nadajnika bez użycia reflektorów, to, okazuje się, należałoby moc tę powiększyć do 156 watów. Dla uzyskania takiego samego wzmożenia dla fali 18 metrowej należałoby użyć zwierciadła parabolicznego o 300 metrach średnicy. Chcąc zaś dla fali 18-centymetrowej zastąpić reflektor przez równoważną mu ścianę rezonatorów, należałoby ją zbudować z kilkuset elementów¹⁷⁾. Przykłady te wskazują, iż wzmożenie uzyskane, przy zastosowaniu rozpatrywanego reflektora, jest bardzo duże. Szerokość wiązki fal, wysyłanej przez reflektor, jest niewielka i wynosi zaledwie kilka stopni.

Według Darborda wzmożenie dawane przez reflektor umieszczony po stronie odbiorczej jest takie same jak i przy umieszczeniu go po stronie nadawczej¹⁸⁾. Stosując więc identyczny reflektor po stronie odbiorczej w przykładzie, wyżej omawianym, otrzymalibyśmy wielkość siły elektromotorycznej w antenie odbiorczej równą 0,06,25 = 1,5 mV¹⁷⁾.

II. Działanie reflektorów w zależności od ich rozmiarów.

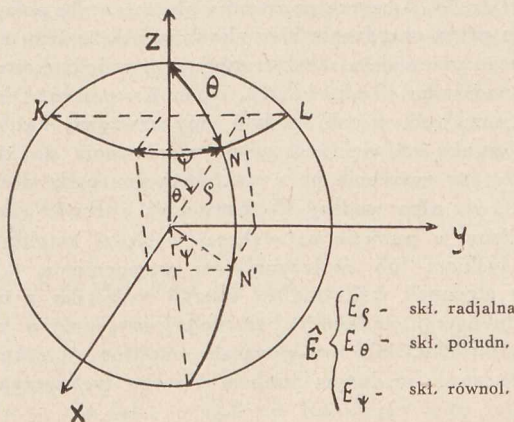
Rozważania ogólne, przytoczone wyżej (część I), nie wyczerpują zagadnienia o działaniu reflektorów fal elektrycznych i nie dają wystarczających danych dla zaprojektowania racjonalnej ich konstrukcji, prowadząc w ogólnym przypadku do bardzo skomplikowanych równań, nie dających się rozwiązać lub dających rozwiązania pod postacią wzorów tak nieprzejrzyistych, iż ich stosowanie w praktyce staje się niemożliwe. W tym stanie rzeczy tylko zebranie odpowiednich danych drogą doświadczalną może posłużyć za podstawę do dalszego rozwoju teorii reflektorów oraz w szczególnych przypadkach może pozwolić na otrzymanie rozwiązań matematycznych w postaci bardziej przejrzystej, umożliwiającej korzystanie z nich w praktyce.

Choć wielu badaczy stosowało reflektory dla fal elektrycznych, jednakże w ich pracach znajdujemy naogół mało danych doświadczalnych, dotyczących działania reflektorów w zależności od ich konstrukcji i rozmiarów. Systematyczne badania były przedsięwzięte w Instytucie Fizyki Technicznej w Jenie pod kierunkiem prof. Esau'a, skąd wyszły dwie prace o reflektorach: Gresky'ego i Köhler'a¹⁹⁾. Badanie działania pełnego reflektora w postaci paraboloidu obrotowego było przeprowadzone przez Darborda w związku z próbą ustalenia komunikacji radjotelefonicznej na fali 18 cm pomiędzy Dover i Calais (40 km poprzez kanał La Manche).

Działanie reflektora z punktu widzenia zastosowań praktycznych charakteryzują trzy jego własności:

- 1) stopień koncentrowania,
- 2) wzmożenie energii wypromieniowanej w określonym kierunku oraz
- 3) wielkość promieniowania wstecznego.

Własności te możemy przedstawić przez trzy współczynniki: kierunkowości, zysku (wzmocnienia) i promieniowania wstecznego. Przed podaniem ich definicji ustalimy przedtem pojęcie charakterystyki promieniowania danego układu nadawczego. Przypuśćmy, że dany układ nadawczy



Rys. 12.

o określonej mocy jest umieszczony w początku współrzędnych i że maksimum energii jest wypromieniowane w kierunku osi Oy (rys. 12). Natężenie pola elektrycznego w dowolnym punkcie przestrzeni, określonym przez współrzędne cylindryczne ρ, ψ, θ , będzie dane przez wzór:

$$E = \Psi(\rho, \psi, \theta, t) \quad (23)$$

a jego amplituda:

$$\bar{E} = \Phi(\rho, \psi, \theta) \quad (24)$$

Powierzchnie, określone przez równania:

$$\bar{E} = \Phi(\rho, \psi, \theta) = \text{const.} \quad (25a)$$

$$\bar{E} = \Phi(\rho, \psi, \theta) \quad \rho = \text{const.} \quad (25b)$$

będziemy nazywać charakterystykami promieniowania danego układu w przestrzeni. Przecinając te powierzchnie płaszczyzną poziomą xOy i płaszczyznami pionowymi, przechodzącymi przez oś Oz, otrzymamy pewne krzywe płaskie, przedstawiające charakterystyki promieniowania w określonych płaszczyznach i wyznaczone przez równania:

$$\bar{E} = \Phi(\rho, \psi, \theta) = \text{const. dla } \theta = \pi/2 \text{ (pozioma char.)}$$

$$\text{lub } \psi = \text{const. (pion. char.)} \quad (26a)$$

¹⁶⁾ $\bar{E}_z' \left(\frac{mV}{m} \right) = 30 \cdot \frac{\sqrt{P \text{ wat}}}{\rho \text{ km}} \cdot \frac{\sigma}{\lambda}$ (w jedn. ukł. praktycznego).

¹⁷⁾ Przytoczone przykłady wzięte są z pracy Darborda „Reflecteurs et lignes de transmission pour ondes ultra-courtes” O. E. 11, str. 61 i 62. 1932.

¹⁸⁾ Według Köhlera reflektor umieszczony po stronie odbiorczej daje tylko 42% tego wzmożenia, jakiego dawał, znajdując się po stronie nadawczej (patrz niżej II. D).

¹⁹⁾ G. Gresky, Die Wirkungsweise von Reflektoren bei kurzen elektrischen Wellen Z. f. H. T. 32. 149. 1928. W. Köhler, Die Wirkungsweise von Vollmetall- und Gitterreflektoren bei ultrakurzen Wellen H. F. Techn. u. El. Ak. 39. 207. 1932.

$$\bar{E} = \Phi(\rho, \psi, \theta) \text{ i } \rho = \text{const. dla } \theta = \pi/2 \text{ (poz. char.)}$$

lub $\psi = \text{const. (pion. char.)}$ (26b)

Dla dipola Hertza, ustawionego wzdłuż osi Oz, natężenie pola elektrycznego w punktach, dla których $\rho \gg \lambda$, dane jest przez wzór:

$$E = 2\pi \cdot \frac{l \cdot \bar{I}_0}{\rho \cdot \lambda} \cdot \sin \theta \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\rho}{\lambda} \right) = \bar{E} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\rho}{\lambda} \right) \quad (27)$$

A więc charakterystyka jego promieniowania w płaszczyźnie pionowej jest określona równaniem:

$$\bar{E} = 2\pi \cdot \frac{l}{\rho} \cdot \frac{\bar{I}_0}{\rho} \cdot \sin \theta = D \cdot \frac{\sin \theta}{\rho}; \quad \begin{matrix} \bar{E} \text{ w jedn. el.-st. CGS.} \\ l, \rho, \lambda - \text{ w cm} \\ \bar{I}_0 \text{ w jedn. el.-m. CGS.} \end{matrix} \quad (28)$$

natomiast w płaszczyźnie poziomej jest kołem.

Teraz podamy definicje współczynników.

Spółczynnikiem kierunkowości (ζ) w danej płaszczyźnie nazywamy stosunek powierzchni koła (S_1), zakreślonego największą amplitudą charakterystyki, do powierzchni charakterystyki promieniowania układu (S_2):

$$\zeta = \frac{S_1}{S_2} \geq 1 \quad (29)$$

Podobną definicję dają Wilmotte, Gresky i Köhler. W Ameryce porównuje się natężenie pola, wywołanego przez urządzenie kierunkowe, z natężeniem pola, wywołanego przez układ bezkierunkowy przy jednakowych mocach nadajnika (Schelling, Southworth). Dla określenia smukłości wiązki podaje się zazwyczaj kąt, liczony od kierunku największego wypromieniowania do kierunku, dla którego natężenie pola elektrycznego spada do połowy lub 1/4-ej, albo według Ochmann'a i Rein'a promień krzywizny w punkcie największej wartości amplitudy.

Zyskiem lub współczynnikiem wzmocnienia (ξ) nazywamy stosunek maksymalnej energii nadajnika z reflektorem do energii nadajnika bez niego, wysyłanej w określonym kierunku, lub też stosunek amplitud natężenia pola elektrycznego w danym punkcie dla obu tych przypadków:

$$\xi = \frac{\bar{E}}{\bar{E}_0} \quad (30)$$

Spółczynnikiem promieniowania wstecznego (η) według Gresky'ego nazywamy stosunek maksymalnej wartości amplitudy charakterystyki promieniowania przed anteną (E_{1max}) do największej wartości amplitudy poza anteną (E_{2max})

$$\eta_{(G)} = \frac{\bar{E}_{1max}}{\bar{E}_{2max}} \quad (31)$$

Według zaś Köhlera współczynnikiem promieniowania wstecznego jest stosunek powierzchni charakterystyki promieniowania za anteną (S') do powierzchni koła (S_1), zakreślonego największą wartością amplitudy charakterystyki promieniowania:

$$\eta_{(K)} = \frac{S'}{S_1} \quad (32)$$

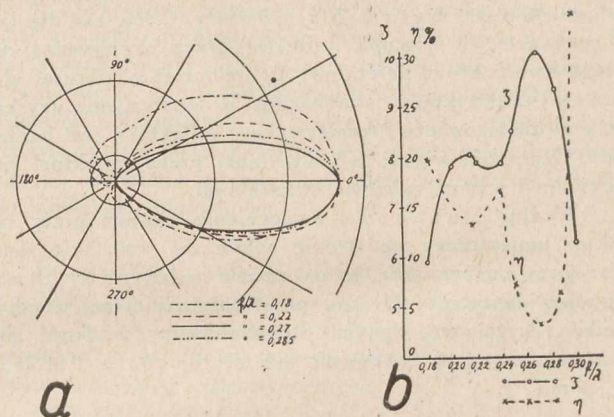
²⁰ Naokoło dipola przeprowadzamy powierzchnię kulistą, przechodzącą przez punkt N (rys. 12). Natężenie pola elektr., wynikające z równań Maxwellowskich w postaci rozwiązań Hertza, najprzejrzysiej daje się przedstawić w postaci trzech składowych: stycznej do koła południkowego (E_θ), stycznej do koła równoleżnikowego (E_ψ) i radialnej (E_ρ). Z rozważań matematycznych wynika, że wektor elektryczny znajduje się w płaszczyźnie południkowej, to zn. że składowa $E_\psi = 0$; dla dużych bardzo odległości składową E_ρ można uważać za znikomo małą ($E_\rho = 0$) i wtedy pozostaje tylko składowa E_θ , dana przez wzór 27.

Skuteczność działania reflektorów zależeć będzie od ich rozmiarów i od długości fali. Wyżej więc zdefiniowane współczynniki należy rozpatrywać jako funkcje: 1) stosunku odległości środka zwierciadła od anteny do długości fali (f/λ); 2) rozwartości zwierciadła (σ) t. j. odległości pomiędzy końcami zwierciadła; 3) odległości pomiędzy żeberkami (a); 4) długości żeberek (l).

Działanie zwierciadeł powinno jeszcze zależeć od rodzaju materiału, z jakiego są one zrobione, a właściwie mówiąc — od jego przewodności właściwej. Doświadczenia Köhlera, który robił zwierciadła z blachy Cu, Al, Zn oraz mosiężnej, zdają się wskazywać, iż praktycznie nie daje się zauważyć różnicy w działaniu reflektorów w zależności od używanej blachy, co tłumaczy się tem, iż przewodnictwa właściwe dla tych metali są tego samego rzędu.

A. Reflektory żeberkowe.

a) Reflektor paraboliczno - cylindryczny. Szczegółowe badania były przeprowadzone przez Gresky'ego. W jego doświadczeniach odległość ogniskowa badanego zwierciadła była stała i wynosiła $f = 80$ cm. Antenę umieszczano w ognisku. Zmieniano długość fali λ oraz długość anteny i żeberek, która wynosiła zawsze $\lambda/2$. Na rys. 13a przedstawiono kilka charakterystyk dla różnych wartości f/λ . Ich kształt niesymetryczny objaśnia się: 1) wpływem otoczenia reflektora (w pobliżu była antena odbiornika) i 2) niekołową cha-

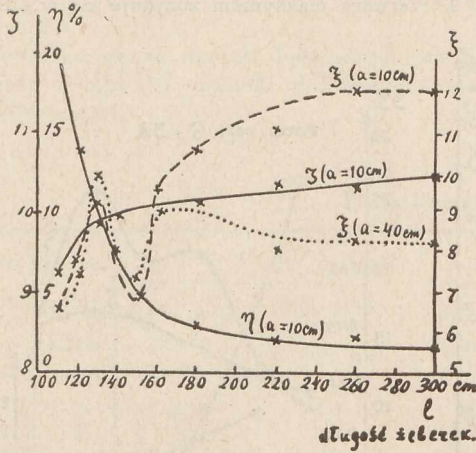


Rys. 13.

rakterystyką promieniowania anteny nadajnika (bez reflektora), spowodowaną przez własne promieniowanie obwodów lampy. Na rys. 13b przedstawiono zależność pomiędzy współczynnikiem kierunkowości (ζ) i współczynnikiem wstecznego promieniowania η w zależności od f/λ . Z krzywych tych widzimy, że: 1) maksima krzywej współczynnika kierunkowości odpowiadają minimum promieniowania wstecznego, 2) najbardziej korzystnym stosunkiem f/λ jest 0,27, co w danym przypadku odpowiada fali 298 cm. Dalsze badania były przeprowadzone dla tej fali; wynika z nich, że: 1) Przy małych odległościach pomiędzy żeberkami ($a = 10$ cm) zwiększanie ich długości (l) mało wpływa na działanie kierunkowe reflektora, co wskazuje krzywa (ζ na rys. 14). 2) Przy odległościach większych ($a = 40$ cm) największe wzmocnienie daje reflektor dla długości żeberek rzędu 130 cm ($< \lambda/2$), czyli, gdy są one dostrojone (krzywa kropkowana na rys. 14). 3) W przypadku żeberek niedostrojonych ($> \lambda/2$) zmniejszanie odległości (a) pomiędzy niemi polepsza ich działanie, co wskazują krzywe na rys. 15-ym. 4) Powiększanie rozwartości (σ) reflektora poza $1,5 \lambda$ niewiele polepsza jego działanie (rys. 16). 5) Działanie reflektora niedostrojonego jest

trochę lepsze, niż dostrojonego, jak to widać z krzywych ξ na rys. 14.

Gresky jako wynik swych badań podaje, że przy budowie reflektora żeberkowego niedostrojonego ($l > \lambda/2$) należy robić żeberka możliwie

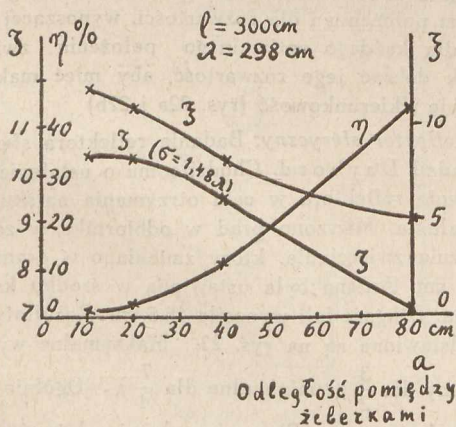


Rys. 14.

długoie (rzędu długości fali), a odległości między nimi możliwie małe, rzędu $\lambda/30$. Dla dostrojonego reflektora długość żeberk powinna być krótsza od $\lambda/2$, a odległości pomiędzy nimi nie mogą być zbyt małe, a to z powodu zakłócającego wpływu wzajemnych oddziaływań. Najdogodniejszą odległością jest $\lambda/8$.

Reflektory żeberkowe paraboliczne cylindryczne były badane również i przez Köhlera. Na rys. 17 są zebrane niektóre rezultaty pomiarów dla zwierciadła niedostrojonego i dostrojonego, ustawionego w 2-em położeniu optymalnym. Długość fali nadajnika wynosiła 16,8 cm. Z danych tych widzimy, że skuteczność działania zwierciadła niedostrojonego jest znacznie większa. Zwiększanie rozwartości do 5λ zwiększa wybitnie działanie reflektorów; dalsze zwiększanie wywołuje już zmiany niewielkie.

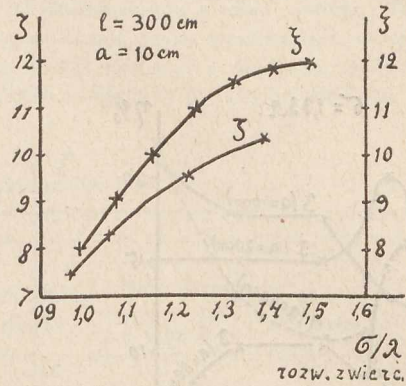
Długość żeberk badanych reflektorów niedostrojonych wynosiła 1λ , $1,5\lambda$ i 2λ , odległość pomiędzy nimi — $\lambda/30$. Działanie reflektorów z żeberkami o długościach 1λ i $1,5\lambda$ było jednakowe. Przy powiększeniu ich długości do 2λ , otrzymano to samo wzmocnienie przy zmniejszonym o 14% spół-



Rys. 15.

czynnika kierunkowości. Z powiększaniem długości żeberk wzrastało promieniowanie wsteczne i maksyma promieniowania bocznego. Długość żeberk zwierciadła dostrojonego wynosiła 8 cm, odległość pomiędzy nimi $2\text{ cm} = \lambda/8$. Z powodu dużych odległości pomiędzy żeberkami promieniowanie wsteczne było bardzo silne.

b) Reflektor płaski. Jest to układ, złożony z drutów pionowych, umieszczonych w jednej płaszczyźnie i ustawionych poza anteną. Najdogodniejsza odległość pomiędzy reflektorem i anteną wynosi $0,20\lambda$ (Tatarinoff). Badania takiego reflektora były przeprowadzone przez Gresky'ego.

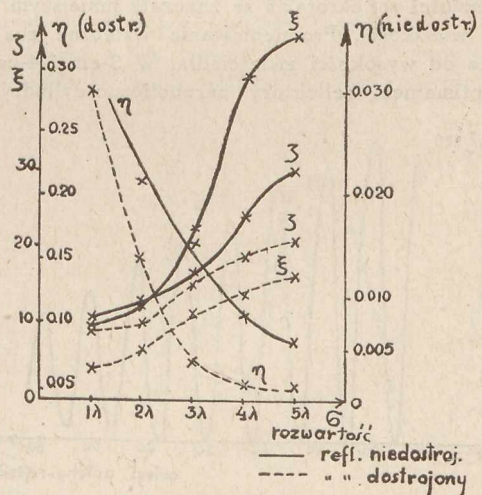


Rys. 16.

Rezultaty pomiarów podane są na rys. 18-ym. Z krzywych tych widzimy, że dla reflektora płaskiego należy odróżniać przypadki, gdy żeberka są dostrojone i gdy są niedostrojone do fali padającej. Działanie reflektora niedostrojonego jest najlepsze przy dużej długości drutów (rzędu λ) i małej odległości pomiędzy nimi (nie większej, niż $\lambda/30$). Przy reflektorze dostrojonym długość żeberk jest trochę mniejsza od $\lambda/2$, co jest spowodowane pojemnościowym oddziaływaniem pomiędzy żeberkami. Odległość pomiędzy nimi musi być nie mniejsza, niż $\lambda/8$. Rozwartość reflektora może nie przekraczać $1,5\lambda$.

B. Reflektory pełne.

a) Reflektor cylindryczno-paraboliczny z wylotem kwadratowym. (Wysokość cylindra=jego rozwartości). Doświadczenia z takimi reflektorami były przeprowadzone przez Köhlera dla fali $\lambda = 16,8$ cm. Reflektory były ustawione w 2-im, 3-im i 4-y optymalnym położeniu. Odległość dla pierwszego optymalnego położenia przyjęto według Gres-



Rys. 17.

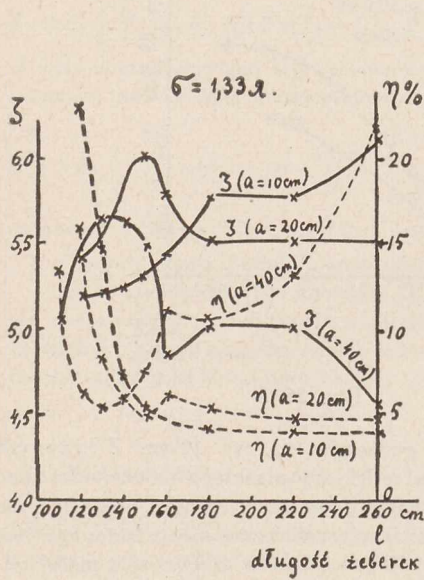
ky'ego = $0,27\lambda$ (wypada ona wewnątrz lampy), a dalsze położenia można było obliczyć ze wzoru:

$$f_k = \lambda \left(0,27 + \frac{k}{2} \right) \dots \dots \dots (32)$$

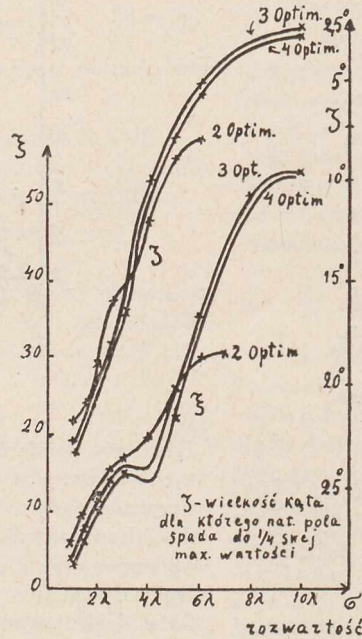
Antena znajdowała się stale w ognisku zwierciadła. Przesunięcie jej z tego punktu nazewnątr o 3% odległości

ogniskowej powodowało zmniejszenie skuteczności działania reflektora o 10%. Takież zmniejszenie można było uzyskać, skracając długość fali o 2,4%. Przesunięcie anteny w stronę reflektora o 5% odległości ogniskowej nie wywoływało widocznych zmian w natężeniu prądu w odbiorniku, było to równoważne powiększeniu długości fali o 3,6%.

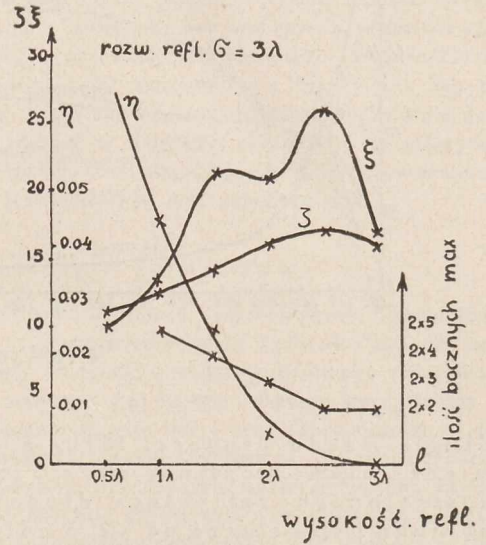
kość jego boku nazywać będziemy rozwartością zwierciadła. Z wykonanych doświadczeń okazało się, że, przesuując reflektor płaski za anteną, otrzymujemy dla niektórych jego położen maksymalne wychylenia w galwanometrze odbiornika (rys. 21). Odległości pomiędzy oddzielnymi maksimumami wynoszą $\lambda/2$. Pierwsze maksimum znajduje się w odległości



Rys. 18.



Rys. 19.



Rys. 20.

Spółczynniki wzmocnienia i kierunkowości wzrastają wraz ze zwiększaniem rozwartości zwierciadła aż do 10λ . Najskuteczniejszym jest działanie reflektora w jego 3-em położeniu optymalnym (rys. 19). Badano również zależność działania reflektora od jego wysokości. Okazało się, iż w drugim optymalnym jego położeniu, przy wysokości $2,5\lambda$ (rys. 20), otrzymuje się to samo maksymalne wzmocnienie niezależnie od rozwartości. Jest ono o 56% większe, niż otrzymywane przy użyciu parabolicznych reflektorów z wylotem kwadratowym. Spółczynnik kierunkowości zależy głównie od rozwartości reflektora, a w znacznie mniejszym stopniu od jego wysokości. Promieniowanie wsteczne zaś zależy wyłącznie od wysokości zwierciadła. W 3-em i 4-em położeniu optymalnym reflektory paraboliczno-cylindryczne o

$0,2\lambda$. Maksymalne wychylenia w galwanometrze można otrzymać również, przesuując reflektor płaski poza anteną odbiorczą, przy czem odległość pomiędzy poszczególnymi maksimumami wynosi zawsze $\lambda/2$. Stąd jest widocznym, iż ustalone przez Tatarinoff'a zmniejszanie się skoku fazy od 180° do 90° , zachodzące przy odbiciu fali w zależności od odległości, niema zastosowania w przypadku reflektorów pełnych. A więc dokładność pomiaru długości fali przez mierzenie odległości pomiędzy maksimumami krzywych, otrzymywanych doświadczalnie, jest taka sama, jak pomiaru zapomocą układu Lechera.

Z przeprowadzonych badań wynika, że: 1) najskuteczniejsze działanie reflektora mamy przy ustawieniu go w 3-em optymalnym położeniu i dla rozwartości, wynoszącej 2λ (rys. 22a), 2) dla każdego optymalnego położenia zwierciadła można tak dobrać jego rozwartość, aby mieć maksymalne wzmocnienie i kierunkowość (rys. 22a i 22b)

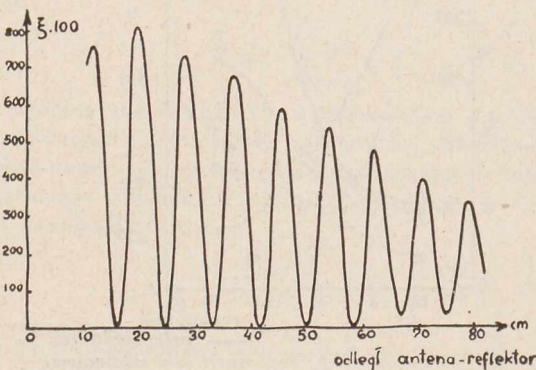
c) Reflektor sferyczny. Badania reflektora sferycznego przeprowadził Darbord. Chodziło mu o ustalenie wielkości promienia reflektora w celu otrzymania 'najskuteczniejszego działania. Mierzono prąd w odbiorniku w zależności od promienia zwierciadła, który zmieniano w granicach od 25 do 35 cm. Antena była ustawiona w środku krzywizny zwierciadła. Długość fali wynosiła 18,5 cm. Rezultaty pomiarów przedstawione są na rys. 23. Maksymalne wychylenia otrzymujemy dla $\frac{3}{2}\lambda$, minimalne dla $\frac{7}{4}\lambda$. Ogólnie promień reflektora sferycznego (R) musi spełniać zależność:

$$2R = k\lambda \quad k = 1, 2 \dots \dots \dots (33)$$

wylotem kwadratowym dają maksimum wzmocnienia i kierunkowości. Dlatego też pełny paraboliczny reflektor o wysokości wynoszącej $2,5\lambda$, znajdujący się w 2-em położeniu optymalnym, może być uważany za reflektor dostrojony.

b) Reflektor płaski. Köhler używał jako reflektorów płaskich blachę metalową w kształcie kwadratu. Wiel-

Reflektor taki o promieniu 28 cm ($= 3/2\lambda$) był użyty w czasie doświadczeń Calais — Dover dla usunięcia promieniowania, bezpośrednio wysyłanego przez antenę nadajnika, która znajdowała się w ognisku zwierciadła o kształcie paraboloidu o rozwartości 3 m i odległości ogniskowej, wy-



Rys. 21.

noszącej 1 m. Przy użyciu tych reflektorów udało się na fali 18 cm przy mocy promieniowanej rzędu kilku dziesiątych wata uzyskać połączenie radiotelefoniczne na odległości 40 km.

C. Porównanie działania różnych reflektorów.

Opierając się na danych doświadczalnych Köhlera zestawiono w tabl. III czynniki charakterystyczne dla różnych reflektorów.

3. Pełny „dostrojony” reflektor paraboliczny jest najbardziej zbliżony w działaniu do reflektora żeberkowego niedostrojonego.

Wydawać się może napozór bardzo dziwnem, że działanie reflektora pełnego o rozwartości do 5λ jest słabsze, niż reflektora żeberkowego niedostrojonego. Należy tu jednak wziąć pod uwagę, że na wzmocnienie, dawane przez reflektor, ma decydujący wpływ warunek zgodności faz promieni, odbitych w różnych punktach reflektora. Wydaje się

Tablica III.
Porównanie działania różnych reflektorów.

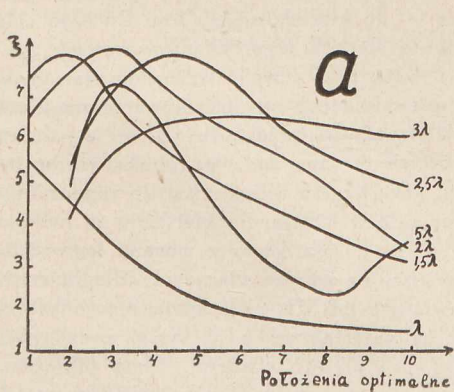
Rozwar- tość refl. σ	Optim. położ. reflekt.	w z m o c n i e n i e (ξ)				S p ó ł c z. k i e r u n k o w o ś c i (ζ)			
		Refl. pełny płaski	Refl. pełny par. — cyl. o wyl. kw.	Refl. żeb. niedostroj.	Refl. żeb. dostrojony	Refl. pełny płaski	Refl. pełny par. — cyl. o wyl. kw.	Refl. żeb. niedostroj.	Refl. żeb. dostrojony
1 λ	2	4,55	5,4	9,6	4,2	6,43	10,29	—	9,5
	3	—	3,7	—	—	—	9,25	—	—
	4	—	2,8	—	—	—	9,3	—	—
2 λ	2	7,65	12	12	6,5	6,67	12,9	12,6	9,8
	3	8,2	11	—	—	10	12	—	—
	4	7,5	10	—	—	9,5	11,5	—	—
2,5 λ	2	—	15,6	—	—	—	15,26	—	—
	3	—	14	—	—	—	14,5	—	—
3 λ	2	4,1	16,67	22	10,9	5,15	16	16	15
	3	6,15	16,5	—	—	9,23	15,7	—	—
	4	6,45	15	—	—	13,58	15,3	—	—
4 λ	2	5,4	19,5	42	13,4	6,1	19,9	23,68	18,5
	3	6,55	15,5	—	—	8,3	24	—	—
	4	6	13,5	—	—	7	20,1	—	—
5 λ	2	4,9	25,5	47,5	16	5,07	25,7	29,5	20,6
	3	7,3	24	—	—	8,57	31,8	—	—
	4	6,5	21,75	—	—	9,35	27,7	—	—
6 λ	2	—	30	—	—	—	31	—	—
	3	—	35	—	—	—	39,1	—	—
	4	—	34	—	—	—	36,2	—	—
10 λ	4	—	53,3	—	—	—	70	—	—

Z danych tych widzimy, że:

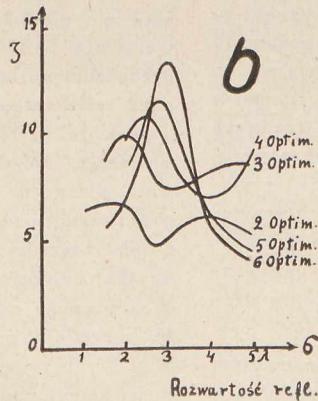
1. Działanie reflektorów żeberkowych niedostrojonych, o ile ich rozwartość nie przekracza 5λ , jest silniejsze, niż innych. W porównaniu z reflektorami pełnymi parabolicz-

więc, iż warunek ten jest najlepiej spełniony w przypadku reflektorów żeberkowych niedostrojonych.

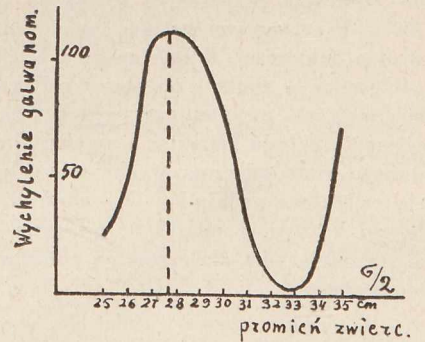
W związku z tem nasuwa się kwestja wzajemnej odległości żeberek w takim reflektorze, gdyż prawdopodobnie



Rys. 22.



Rys. 23.



no - cylindrycznymi o wylocie kwadratowym, wzmocnienie jest prawie o 100% większe.

2. Reflektory pełne paraboliczno-cylindryczne o wylocie kwadratowym dopiero przy rozwartości 10λ dają większe o 10% wzmocnienie, niż żeberkowe niedostrojone o rozwartości 5λ .

przy zmniejszaniu tej odległości poniżej pewnej wartości krytycznej działanie reflektora zbliżać się będzie do działania reflektora pełnego, a więc jego skuteczność działania powinna maleć. Gressky podaje, że odległość ta powinna być rzędu $\lambda/30$, lecz w pracy jego niema żadnych danych doświadczalnych (por. krzywą, rys. 15), charakteryzujących

działanie reflektorów o mniejszych odległościach pomiędzy żeberkami. Sprawa przejścia od reflektorów żeberkowych niedostrojonych do reflektorów pełnych jest więc otwarta i należałoby ją zbadać doświadczalnie.

Drugą ciekawą kwestią jest działanie rezonatorów, stanowiących części składowe reflektora, w zależności od ich zdolności odbijania lub skierowywania fal elektrycznych, co związane jest z ich długością, większą lub mniejszą, niż $\lambda/2$ (por. cz. I. A). I ta sprawa wymagałaby również bliższego zbadania, gdyż posiadany materiał doświadczalny nie jest wystarczający do wyciągnięcia konkretnych wniosków²¹⁾.

D) Działanie reflektorów po stronie nadawczej i odbiorczej.

Według Köhlera wzmocnienie, dawane przez reflektor po stronie odbiorczej, wynosi tylko 42% wzmocnienia, danego po stronie nadawczej. Dla otrzymania ogólnego wzmocnienia w przypadku, gdy reflektory są umieszczone po obu stronach, należy dla reflektorów płaskich wzmocnienia poszczególne dodawać, zaś dla parabolicznych mnożyć. Tłumaczy się to tem, że reflektory paraboliczne po stronie odbiorczej nie wprowadzają już różnicy dróg dla poszczególnych promieni. Dowodem tego może być doświadczenie, w którym po stronie nadawczej umieszczony był reflektor paraboliczny, a po stronie odbiorczej płaski. Ogólne wzmocnienie równało się iloczynowi obu wzmocnień, pomnożonemu jeszcze przez pewien spólczynnik (wynoszący 0,7).

Köhler, stosując dwa pełne reflektory paraboliczno-cylindryczne o wylocie kwadratowym rozwarości 10 λ , otrzymał maksymalne wzmocnienie, wynoszące 1250, co odpowiada wzmocnieniu natężenia pola 35-ciokrotnemu.

E. Metody badania skuteczności działania reflektorów.

Dla całokształtu zagadnienia wspomnę jeszcze o aparaturze i metodach pomiaru, stosowanych przez Gresky'ego i Köhlera. Szczegóły techniczne pomijam, odsyłając do prac oryginalnych.

Reflektor z anteną nadawczą²²⁾ ustawiano na pewnej wysokości ponad ziemią na zewnątrz budynku. Odbiornik znajdował się w odległości 170 m (Gresky) lub 75 λ (Köhler) na tej samej wysokości. Reflektor nadajnika mógł być obracany dookoła osi pionowej, przechodzącej przez antenę. Położenie jego odczytywano na skali kątowej, umieszczonej w płaszczyźnie poziomej. Pomiar wykonywano, obracając reflektor co 10⁰ aż do całkowitego obrotu (o 360⁰), każdorazowo notując wychylenie galwanometru po stronie odbiorczej. Przedstawiając wychylenie galwanometru odbiornika w funkcji położenia reflektora we współrzędnych biegunowych otrzymujemy wykres charakterystyki promieniowania układu reflektor - antena. Dla obliczenia otrzymywanego zysku mierzono wychylenie galwanometru po usunięciu reflektora nadajnika. Dla kontroli nastawienia detektora, po każdym pomiarze sprawdzano wychylenie galwanometru odbiornika dla zerowego położenia reflektora po stronie nadawczej.

Gresky używał nadajnika w układzie normalnym zbadanym szczegółowo przez Wechsung'a. Długość fali mógł on zmieniać od 260 do 437 cm. Köhler używał kilku nadajników w układzie z polem hamującym²³⁾, mając lampy specjalnie skonstruowane przez firmę Lorenz w Ber-

linie. Długości używanych fal były: 44 cm, 50 cm i 16,8 cm. Moc wypromieniowana wynosiła circa 1 miliwat.

Używany odbiornik był typu najprostszego: dipol, w środku którego umieszczano detektor z równolegle włączonym galwanometrem o czułości $3,10^{-7}$ A (Gresky) lub $5,10^{-9}$ A (Köhler).

Przyrządy pomiarowe oraz urządzenia do regulacji były umieszczone w pewnej odległości od reflektora, a to dla uniknięcia oddziaływania osób obsługujących na części promieniujące. Köhler wszystkie przyrządy miernicze i baterje zebrał w jednym pokoju, tak iż można było robić jednocześnie odczyty dla odbiornika i nadajnika. Przewody doprowadzające do dipola były umieszczone w mosiężnych rurkach; ich długość wynosiła około 150 m.

Nadajnik promieniował falę spolaryzowaną w płaszczyźnie pionowej²⁴⁾. Na małych odległościach dawała się zauważyć słaba składowa pola elektrycznego spolaryzowana poziomo, której natężenie malało jednak bardzo szybko z odległością. Składowa ta wywołana była przez promieniowanie elektrod lampy oraz doprowadzeń zasilających. Nie zauważono by zwierciadła płaskie lub paraboliczne wywoływały zmianę płaszczyzny polaryzacji.

III. Zakończenie.

Z krótkiego tego zarysu widzimy, że:

1. Sprawa zastosowań reflektorów do fal elektromagnetycznych w celu kierunkowego przesyłania sygnałów radiowych czy też energii elektrycznej znajduje się jeszcze w stadium początkowych badań wstępnych.

2. Przy określonych rozmiarach reflektorów skuteczność ich działania wzrasta wybitnie wraz ze zmniejszaniem się długości fali.

3. Zastosowanie reflektorów w praktyce wydaje się w danej chwili możliwe tylko dla fal ultrakrótkich.

Na zakończenie wskażę pobieżnie te dziedziny techniki, w których zastosowanie fal o tak małych długościach przy użyciu odpowiednio skonstruowanych zwierciadeł jest w najbliższej przyszłości najbardziej prawdopodobne. Należy tu odróżnić dwie grupy dziedzin: te dziedziny, dla których moce drgań wielkiej częstotliwości nadajnika mogą być niewielkie, a więc tego rzędu, które potrafimy już otrzymywać, oraz te dziedziny, dla których moce należy znacznie zwiększyć. Do pierwszej grupy należą:

a) Radjokomunikacja kierunkowa na odległościach stosunkowo niedużych — do kilkudziesięciu km. Do tego celu wystarczą nadajniki o mocach wypromieniowywanych, nieprzekraczających 1 wata przy użyciu dobrze skonstruowanych reflektorów, pozwalających na otrzymywanie smukłych wiązek fal. Doświadczenia na przestrzeni Dover — Calais wykazały, że wypromieniowana moc nadajnika rzędu 0,5 wata wystarcza już przy użyciu reflektorów do zapewnienia radjotelefonji na odległości 40 km. Potwierdzają to również i doświadczenia Marconi'ego, który z mocami tego rzędu uzyskał odbiór sygnałów na jeszcze większych odległościach. Ważną cechą omawianych fal dla radjokomunikacji jest to, że pozwalają one na zainstalowanie na małej przestrzeni, przy wykorzystaniu niewielkiego obszaru widma fal, dużej ilości stacji nadawczych bez wprowadzania zakłóceń w odbiorze.

b) Sygnalizacja na falach ultrakrótkich, z wielu względów korzystnie zastępująca sygnalizację świetlną. Zasięg światła zależy w dużym stopniu od przezroczy-

²¹⁾ Por. wyniki doświadczeń Gresky'ego, podane w II. A.

²²⁾ Antena była zawsze umieszczana w ognisku reflektora.

²³⁾ Układ taki często nazywa się układem Barkhausen'a — Kurz'a.

²⁴⁾ Płaszczyzną polaryzacji, zgodnie ze zwyczajem przyjętym w radjotechnice, nazywamy płaszczyznę wektora elektrycznego, odmiennie niż przyjęto w optyce, gdzie płaszczyzną polaryzacji jest płaszczyzna wektora magnetycznego.

stości atmosfery, gdy tymczasem fale elektryczne ultrakrótkie łatwo przenikają przez mgłę, dym, kurz i inne atmosferyczne zaciemnienia, wywołane przez zawiesiny niewielkich rozmiarów, znajdujące się w powietrzu. Sygnalizacja zapomocą fal ultrakrótkich wymagać będzie po-
zatem znacznie mniejszych mocy niż sygnalizacja świetlna. Tak np. źródło świetlne o natężeniu 0,1 świecy widoczne jest na odległości 1 km. Stosując prawo odwrotnej proporcjonalności natężenia światła do kwadratu odległości, otrzymamy, iż źródło światła winno mieć natężenie 90 świec, aby było widocznym na odległości 30 km. Źródło takie zużywać będzie przynajmniej około 45 watów. Sygnalizacja falami elektrycznymi wymagać będzie, przy użyciu odpowiedniej konstruk-

cji nadajników i odbiorników oraz odpowiednio wykorzystanych reflektorów, znacznie mniejszych mocy.

Do drugiej grupy należeć będą:

- a) zastosowania do urządzeń telemechanicznych.
- b) zastosowania w lecznictwie.

Okazało się, że fale krótkie (poniżej 30 m) i ultrakrótkie (3 do 8 m) wywierają duży wpływ na organizmy żyjące. Zjawiska te nie są jednak jeszcze należycie zbadane.

Panu Prof. Dr. Januszowi Groszkowskiemu, Dyrektorowi Państw. Inst. Telekomunikacyjnego, serdecznie dziękuję za przejrzenie rękopisu oraz cenne uwagi, z których skorzystałem przy ostatecznej redakcji.

PRZYGOTOWANIE PŁYTEK KWARCU I TURMALINU.

Inż. P. Modrak.

Streszczenie. W ciągu ostatnich 10 lat przeprowadzane są badania w różnych krajach nad zastosowaniem kwarcu i turmalinu w radjotechnice. W artykule podane są wyniki badań przeprowadzonych w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym nad turmalinem pochodzenia krajowego. Podany jest sposób określania kryształu kwarcu. Podane są również sposoby cięcia płytek kwarcu, szlifowanie płytek oraz docieranie na odpowiednią fałę.

Wstęp.

W ostatnich 10 latach kwarc i turmalin zajęły czołowe miejsce w radjotechnice, jako stabilizatory i rezonatory. Prawie każde laboratorium radjotechniczne przeprowadza badania nad własnościami tych kryształów, wynikiem czego jest znaczna ilość prac, podawanych w prasie technicznej. Niezależnie od tych badań są przeprowadzane w niektórych krajach poszukiwania własnych źródeł kwarcu i turmalinu. Dotychczas dostawcą turmalinu jest Brazylja, a kwarcu — Brazylja, Madagaskar i częściowo Japonja.

Doceniając znaczenie kwarcu dla celów radjotechniki, Państwowy Instytut Telekomunikacyjny w początku 1933 roku przystąpił do opracowania sposobów przygotowywania i badania płytek. Zwrócono przedewszystkiem uwagę na źródła surowca krajowego.

Okazało się jednak, że, aczkolwiek Polska posiada złoża kwarcu na Wołyniu, to jednak kwarcu w formie krysztalicznej nie posiada.

Turmalin występuje w Polsce w skałach z okresu prekambryjskiego w okolicach miasta Korca w pow. Rówieńskim. W celu zbadania tych turmalinów zrobiono kilka odkrywek w porozumieniu z Państwowym Instytutem Geologicznym i zebrano cały szereg okazów. Badania, przeprowadzone przy ich szlifowaniu, wykazały jednak, że nie posiadają one jednolitej budowy, natomiast wykazują pęknięcia, wypełnione materiałem łączącym o innym składzie chemicznym, co nie pozwala na wycięcie nawet małej płytki. Z tych względów turmaliny te nie nadają się do celów piezoelektrycznych. Przystąpiono więc do prac z kwarcem i turmalinem pochodzenia zagranicznego.

Kwarc.

Minerał kwarc, zwany bezwodnikiem krzemowym (SiO_2), w najprostszej formie posiada kształt pryzmatu sześciennego, wyrosłego wzdłuż osi optycznej i zakończony

przynajmniej na jednym końcu ostrosłupem sześciennym. W najprostszej postaci kryształ kwarcu przedstawiony jest na rys. 1.

Kwarc posiada budowę szklistą i jest przeważnie przezroczysty. Niekiedy kolor kwarcu dochodzi nawet do ciemnoniebieskiego.

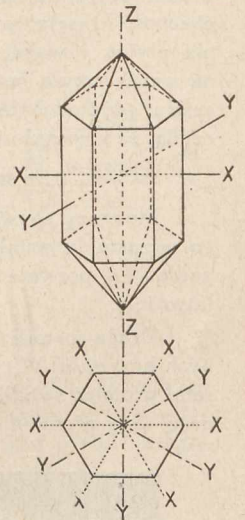
Do celów piezo-elektrycznych nadają się tylko kwarcie przezroczyste. Gęstość kwarcu wynosi 2,65, twardość — 7. Kwarc posiada podwójny współczynnik załamania światła, którego wartość wynosi 1,544 i 1,553.

Pozatem posiada zdolność skręcania płaszczyzny polaryzacji, jeżeli jest umieszczony pomiędzy 2 pryzmatami Nicola. Skręcenie to jest ściśle związane z budową kryształu. Tak zwane kryształy prawe skręcają płaszczyznę polaryzacji w prawo, a kryształy lewe skręcają tę płaszczyznę w lewo. Oba rodzaje kryształów nadają się do celów piezo-elektrycznych. Gdy kryształ kwarcu jest nagrzewany lub ochładzany, w pewnych punktach jego zjawiają się ładunki elektryczne. Jest to własność pyroelektryczna.

W roku 1880 bracia Curie wykazali, że kryształy, posiadające własności pyroelektryczne, posiadają również własności piezoelektryczne. Te ostatnie polegają na pojawianiu się ładunku elektrycznego na powierzchni kwarcu, jeżeli kryształ kwarcu ulega pewnej deformacji. Własność tę posiadają kryształy kwarcu, turmalinu oraz kryształy soli Segnet'a czyli soli Rochelle'a.

Ze względu na swą wytrzymałość najbardziej nadają się do celów praktycznych kryształy kwarcu i turmalinu. Kryształy soli Rochelle'a ze względu na własności higroskopijne nie znalazły praktycznego zastosowania.

Dla dalszych rozważań wprowadzamy następujące oznaczenia osi kryształów (rys. 1): oś ZZ nazywamy osią optyczną kryształu. Trzy osie, prostopadłe do przeciwnych boków sześciokąta, nazywamy osiami mechanicznymi, albo osiami YY. Natomiast trzy osie, prostopadłe do osi optycznej i do osi mechanicznych, nazywają się osiami elektrycznymi. Przy wyborze surowca dla celów piezoelektrycznych należy zwracać uwagę, by kryształy nie posiadały pęknięć, skaz, zadywienia lub zabarwienia, widocznego dla oka,



Rys. 1.

Następnie należy odciąć górną nasadkę kryształu oraz dolną jego część, nienadające się do dalszej obróbki, oszlifować kryształ możliwie gładko i poddać badaniom w polaryskopie w celu stwierdzenia, czy w danym kryształcie znajdują się kryształy bliźniacze.

Obecność kryształów bliźniaczych jest szkodliwa z następujących względów. Na kryształach, skręcających płaszczyznę polaryzacji w prawo przy deformacji kryształu, występują ładunki elektryczne o pewnym znaku. Natomiast przy deformacji kryształów, skręcających płaszczyznę polaryzacji w lewo, występują ładunki o znaku odwrotnym.

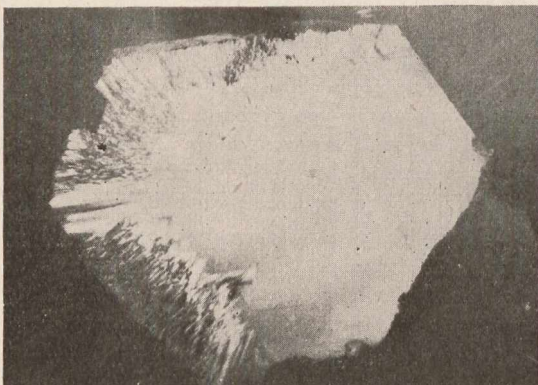
O ile w tym samym okazie znajdują się oba rodzaje kryształów, wtedy ładunki o znakach przeciwnych znoszą się i działanie kryształu może być niepewne lub kryształ może nawet nie wzbudzać się. Wykrycie więc obecności kryształów bliźniaczych przed przystąpieniem do wycinania płytek jest bardzo ważne z punktu widzenia praktycznego. Praktycznie uskutecznia się to w ten sposób, że przepuszcza się wiązkę promieni, odbitych przez jakąś powierzchnię odbijającą. Zgodnie z teorią optyki promienie, odbite od tej powierzchni, są spolaryzowane; jako takie są one dalej przepuszczane przez kryształ wzdłuż osi optycznej kryształu i są badane przez pryzmat Nicola.

O ile okaz nie posiada kryształów bliźniaczych, światło zaciemnia się tylko przy obracaniu pryzmatu Nicola. Natomiast przy występowaniu kryształów bliźniaczych lub skaz płaszczyzna polaryzacji dla różnych promieni jest skręcana niejednakowo, wskutek czego powstają różnokolorowe zabarwienia kryształu, pokazane na rys. 2. Części, wykazujące obecność kryształów bliźniaczych, nie nadają się do wycinania płytek i wobec tego powinny być odrzucone. Następną ważną rzeczą jest określenie kierunku osi optycznej kryształu, gdyż odchylenie o 2° od tego kierunku może być przyczyną, że kryształ nie będzie się wzbudzać.

Istnieją trzy sposoby określenia osi optycznej.

Pierwszy sposób polega na wyzniesieniu linii naturalnego wzrostu kryształu, do których oś optyczna jest prostopadła. To pozwala wyznaczyć kierunek osi optycznej z łatwością.

Druga metoda oparta jest na właściwościach optycznych kryształu. W tym przypadku przepuszcza się przez kryształ promień światła spolaryzowanego zbieżnego lub rozbieżnego. Gdy promień ten przebiega równoległe do osi optycz-



Rys. 2.

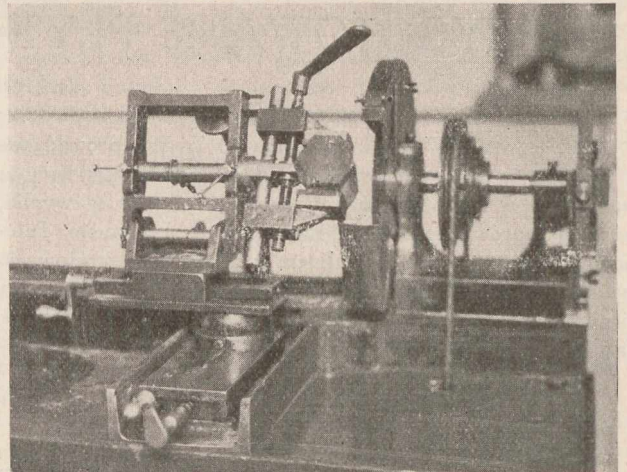
nej, przy badaniu przez pryzmat Nicola będzie widoczny koncentryczny system zabarwionych pierścieni, wytworzonych przez interferencję promieni. To zjawisko daje możliwość określenia osi optycznej.

Wreszcie trzeci sposób określenia osi kryształu polega na badaniu zapomocą promieni Roentgena.

Gdy promienie Roentgena padają na kryształ, częściowo przenikają w głąb tego kryształu i ulegają odbiciu. Promienie odbite, padając na płytę fotograficzną, tworzą widmo spektralne; z wzajemnego położenia jasnych smug tego widma można określić oś optyczną kryształu.

Wycinanie płytek kwarcu.

Rozróżniamy 2 rodzaje cięcia płytek kwarcu: cięcie X i cięcie Y. Płytką, wyciętą równoległe do osi optycznej i osi Y, jest płytka cięcia X. Natomiast płytka, wycięta równoległe do osi optycznej i osi X, jest płytka cięcia Y. Tak płytki cięcia X, jak i płytki cięcia Y, dają zupełnie dobre wyniki.



Rys. 3.

Przy płytce cięcia X grubość 1 mm odpowiada długości fali około 105 m, a przy drganiach wzdłuż osi Y—113,5 metra. Natomiast przy płytce cięcia Y grubość 1 mm odpowiada fali 153 m.

Ze względu na te różnice przy przygotowaniu płytek na tę samą falę jest wymagana większa dokładność w określeniu osi optycznej przy płytce cięcia Y, niż przy płytce cięcia X.

Przy płytce cięcia Y przy docieraniu płytki na pewną częstotliwość bardzo często spotykamy się ze zjawiskiem skoków częstotliwości, które polegają na tym, że przy nieznacznym zmniejszeniu grubości płytki następuje znaczna zmiana częstotliwości płytki, która utrudnia często docieranie płytki na należytą częstotliwość. Zjawisko to wywołane jest przez sprzężenie drgań mechanicznych płytki w kierunku osi Y i osi X.

Zjawisko skoków częstotliwości ma miejsce zarówno przy płytkach cięcia X i Y w czasie zmiany temperatury płytki. Ponieważ częstotliwość w tym przypadku zmienia się znacznie, przeto wykrycie tych skoków przed oddaniem płytki do użytku jest rzeczą bardzo ważną.

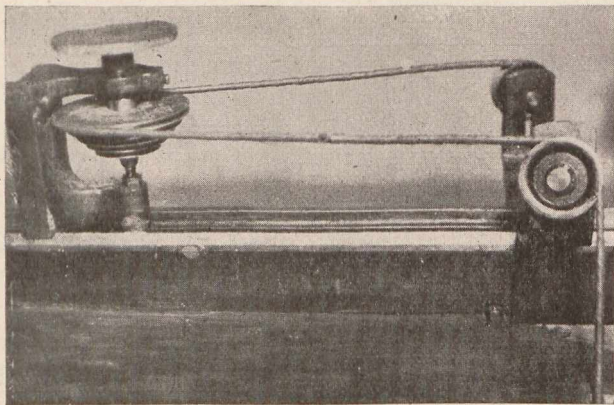
Do cięcia kwarcu używana jest maszyna, przedstawiona na rys. 3. Cięcie wykonywane jest przez tarczową piłę z blachy żelaznej lub cynkowej o grubości 1 mm i o średnicy około 250 mm; ilość obrotów — 150 na minutę.

Materiał piły nie odgrywa tu żadnej roli, gdyż tarcza tylko podtrzymuje djamenty tnące, względnie unosi proszek tnący zmieszany z wodą lub z oliwą.

Jak widać z rysunku, kwarc jest podtrzymywany przez uchwyt ramki. Ramka może być przesuwana względem piły

zapomocą śrub, pozwalających na ruch ramki w kierunku prostopadłym do płaszczyzny piły lub też w kierunku równoległym do tej płaszczyzny. To pozwala na ustawienie kwarcu do cięcia.

Szlifowanie odbywa się na tarczy szlifierskiej, przedstawionej na rys. 4. Do szlifowania używany jest drobny pro-



Rys. 4.

szek Nr. 90, a do ostatecznego szlifowania — mączka 10, 20 i 60-minutowa. Często stosuje się ręczne szlifowanie płytek. To ostatnie dokonywa się na płaskiej płycie szklanej. Jak w jednym, tak i w drugim wypadku płytka jest podtrzymywana ręcznie lub też przyklejana do specjalnego trzymacza zapomocą kleju, składającego się z wosku i kalafonji. Należy zwracać uwagę, by na płycie szlifierskiej nie było zbyt dużo proszku, gdyż to może spowodować zbyt nie wytarcie płytki na obrzeżach.

Przy szlifowaniu płytka winna być poruszana po całej płaszczyźnie szlifierskiej, jak również obracana stopniowo, a to w celu uzyskania równomiernego dotarcia płytki i równoległości płaszczyzn, co jest rzeczą bardzo ważną przy wzbudzeniu płytki. Gdy grubość płytki osiągnęła w przybliżeniu wymiar, wynikający z obliczenia, należy płytkę zbadać w układzie elektrycznym pod względem drgań, do czego stosuje się układ, przedstawiony na rys. 5.

Przy nastrajaniu obwodu generatora w pewnym momencie zaczyna się zmniejszać prąd anodowy, który przy obracaniu kondensatora w obwodzie strojenia osiąga minimalną

wartość. Dalsze obracanie kondensatora wywołuje ponowne zwiększenie prądu anodowego. Powyższe zjawisko jest oznaką wzbudzenia się kryształu.

Gdy kryształ nie wzbudza się, należy go wymyć i porównie próbować, gdyż nawet nieznaczne zatłuszczenie kryształu może być przyczyną niewzbudzalności kryształu.

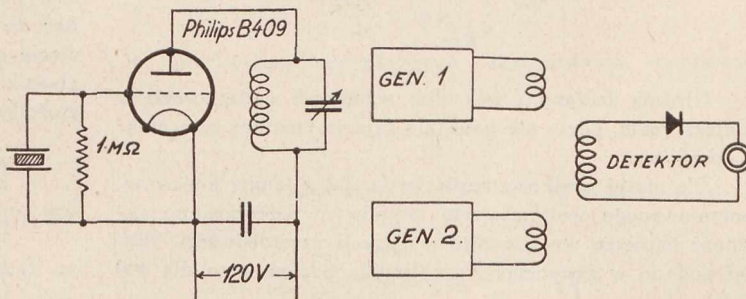
Przyczyną niewzbudzenia się płytki może być nierównoległość płaszczyzn. Wobec tego przy ostatecznym docieraniu płytek, by otrzymać jednakową grubość płytki, należy często mierzyć grubość płytki zapomocą mikrometru lub optymetru.

Obliczenia mogą dać tylko przybliżoną częstotliwość płytki.

Jeżeli zachodzi potrzeba dotarcia płytki na wymaganą częstotliwość, należy porównywać częstotliwość płytki z generatorem, który jest nastrojony na pewną stałą częstotliwość lub też jest stabilizowany zapomocą kwarcu o wymaganej częstotliwości. W tym celu stosuje się układ, przedstawiony na rys. 6.

Oba generatory są sprzężone z cewką detektora. Prądy, wytworzone przez oba generatory, sumują się i po wyprostowaniu przez detektor działają na słuchawkę telefoniczną. Ton słyszalny w słuchawce odpowiada różnicy częstotliwości pomiędzy wzorcem częstotliwości a częstotliwością płytki docieranej. Dla stwierdzenia tej częstotliwości stosuje się często generator drgań akustycznych.

Przy stopniowym docieraniu płytki różnica częstotliwości się zmniejsza i to daje możliwość otrzymania żądanej częstotliwości drogą stopniowego docierania.



Rys. 5.

Rys. 6.

Płytki turmalinu są wycinane prostopadle do osi optycznej. Zasady obróbki i badań są te same, co i kwarcu. Płytki turmalinowe są przygotowywane jako płytki okrągłe.

CHARAKTERYSTYKI CZĘSTOTLIWOŚCI GŁOŚNIKÓW DYNAMICZNYCH ZE STOŻKIEM PAPIEROWYM.

Inż. S. Dierewianko.

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

Streszczenie. Jedną z najważniejszych cech głośnika jest jego charakterystyka częstotliwości. Parę takich charakterystyk, otrzymanych w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym przy badaniach głośników dynamicznych ze stożkiem papierowym podano jako przykład, ilustrujący ich własności elektro-akustyczne.

1. Wstęp.

Głośnik dynamiczny z drgającym stożkiem należy do kategorii radjatorów mechanicznych. Siła drgająca jest tu

przyłożona w jednym punkcie lub na małej części całkowitej powierzchni radjatora, którego kształt jest taki, że jednoczy w sobie wielką lekkość konstrukcji z dużą sztywnością. Zachowanie się takiego radjatora może być przedstawione w postaci charakterystyki częstotliwości, t. j. zależności zmian ciśnienia dźwięku w funkcji częstotliwości w założeniu, że głośnik badany znajduje się w otwartej nieograniczonej przestrzeni lub pomieszczeniu równoważnym, a ciśnienie jest mierzone w pewnej odległości od źródła dźwięku (przeważnie wzdłuż osi głośnika).

Taka charakterystyka częstotliwości obejmuje elektryczne, mechaniczne i akustyczne właściwości badanego obiektu.

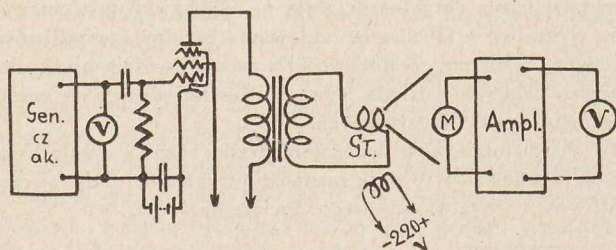
2. Układ pomiarowy.

Objektem badania były głośniki dynamiczne wraz z transformatorami wyjściowymi, całość wyrobu krajowego.

Układ pomiarowy przedstawiono schematycznie na rys. 1.

Generator o częstotliwości zmiennej w sposób ciągły wytwarza na siatce lampy końcowej (głośnikowej) napięcie częstotliwości akustycznej z minimalną zawartością harmonicznych. W obwodzie anodowym tej lampy znajduje się transformator, dopasowany do głośnika badanego dla częstotliwości 200 cykli. W pewnej odległości od głośnika wzdłuż jego osi znajduje się mikrofon wzorcowy z wzmacniaczem i woltmierzem lampowym do pomiaru efektu akustycznego wyjściowego.

Mikrofon wzorcowy i jego wzmacniacz posiadają prostolinijową (w granicach jednego decybelu) charakterystykę dla częstotliwości od 50 do 10 000 cykli.



Rys. 1.

Głośnik badany i mikrofon wzorcowy umieszczono w pomieszczeniu, gdzie nie powstają fale stojące ani inne efekty szkodliwe.

Dla stałej wielkości napięcia na siatce lampy końcowej, kontrolowanego woltmierzem lampowym, zdejmowano zależność napięcia wyjściowego w funkcji częstotliwości. Wyniki podano w decybelach, przyjmując poziom zero dla 400 cykli.

3. Wyniki badania.

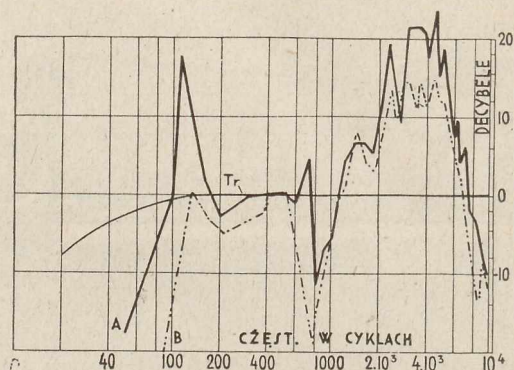
Wszystkie badane głośniki były przykręcone do płyty z klejówki o wymiarach $500 \times 500 \times 10$ mm. Membrana drgająca papierowa posiadała kształt stożka ściętego o średnicach 140 i 20 mm oraz wysokość 50 mm.

Użyto lampę głośnikową B443 Philips'a w warunkach pracy $V_s = -16$ V, $V_{sd} = 150$ V, $V_a = 200$ V. Przekładnię transformatora wyjściowego dobierano dla częstotliwości 200 cykli dla najlepszej wartości oporności użytecznej lampy.

Transformatory głośnikowe posiadały rdzeń z permalloyu, materiału podobnego do permalloy'u. Jest to stop 48% Ni + 52% Fe o początkowej przenikalności $\mu_0 = 2700$ i maksymalnej $\mu_{max} = 19000$, podczas gdy dla zwykłej blachy transformatorowej $\mu_0 = 500$, $\mu_{max} = 7000$. Charakterystyka częstotliwości transformatora zdjęta przy podstawieniu za-

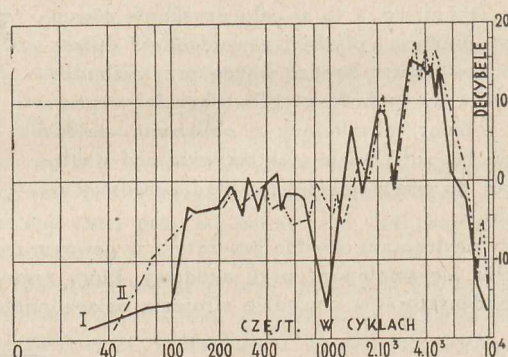
miast głośnika badanego równoważnej mu oporności omowej, miała kształt krzywej T_r na rys. 2.

Na rys. 2 podano charakterystyki dla dwóch głośników o opornościach pozornych dla 200 cykli: A — $22,2 \Omega$ (cewka drgająca, nawinięta z drutu o średnicy 0,18 mm) i B — $19,2 \Omega$ (cewka drgająca, nawinięta z drutu o średnicy 0,11 mm). Głośniki — przykręcone do klejówki bezpośrednio.



Rys. 2.

Na rys. 3 podano dwie charakterystyki dla jednego głośnika o oporności pozornej 31Ω : I — głośnik przykręcony bezpośrednio do klejówki, II — głośnik przykręcony do klejówki poprzez krążek filcowy, przyklejony na obwodzie głośnika, przyczem w tym przypadku membranę przyklejono do armatury klejem stolarskim celem jaknajwiększego usztywnienia stożka. Z porównania obu tych krzywych widać, że zastosowanie podkładki filcowej spowodowało zniknięcie ostrza krzywej I przy 950 cyklach, co oznaczało, że głośnik prawie nie reagował na tę częstotliwość. Ta własność głośnika była spowodowana pewnym podłużnym drganiem



Rys. 3.

membrany, odbitem od brzegu stożka, przez co powstawał rezonans tego rodzaju, że bez promieniowania dźwięku głośnik pochłaniał energię i powodował powstanie „dziur” w charakterystyce częstotliwości.

W zakończeniu składam podziękowanie p. L. Kędzierskiemu za pomoc laboratoryjną.

O NAJKORZYSTNIEJSZEJ ILOŚCI OGNIW FILTRU PROSTOWNIKOWEGO.

Inż. Czesław Rajski.

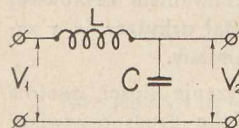
(Państwowe Zakłady Tele-i Radjotechniczne).

Streszczenie: Porównanie filtru jednoogniowego z filtrem wieloogniowym. Z analizy wynika, że dla każdego wymagania istnieje określona ilość ogniw filtru, która zapewni najekonomiczniejszą jego konstrukcję.

Ogniwo filtru prostownikowego o budowie, podanej na rys. 1, tłumia tętnienia prądu wyprostowanego w pewnym stosunku

$$F = \frac{V_1}{V_2},$$

który będziemy nazywali skutecznością ogniwa filtru i odnosili do podstawowej harmonicznej tętnień.



Rys. 1.

Prąd, wchodzący do filtru pod wpływem sinusoidalnego napięcia V_1

$$I = \frac{V_1}{\omega L - \frac{1}{\omega C}},$$

wywołuje na kondensatorze spadek napięcia

$$V_2 = \frac{I}{\omega C},$$

skąd znajdujemy skuteczność filtrowania jednego ogniwa¹⁾.

$$F = \frac{V_1}{V_2} = \omega^2 LC - 1 \dots \dots \dots (1)$$

We wzorze tym

$$\omega = 2\pi f d$$

przytem f oznacza częstotliwość prądu prostowanego, zaś d ilość dróg prostowania²⁾.

Wyższe harmoniczne nas nie interesują, ponieważ są one tłumione silniej od częstotliwości podstawowej, przynajmniej dopóty, dopóki nie są zwierane przez pojemność dławika.

Pominięta we wzorze (1) oporność dławika powiększa skuteczność filtru, lecz w stopniu zupełnie niedostrzegalnym.

Wzór (1) został wyprowadzony i jest zupełnie ścisły tylko dla stanu jałowego; w rzeczywistości zaciski wyjściowe filtru są zamknięte bądź na następne ogniwo filtru, bądź na odbiornik energii, i stosunek tętnień wejściowych do wyjściowych będzie nieco większy od określonego powyższym wzorem. Zatem skuteczność rzeczywista będzie nieco wyższa od obliczonej, jednak to nie ma zasadniczego wpływu na dalszy ciąg rozumowania.

Przy szeregowym włączeniu n jednakowych ogniw skuteczność całkowita filtru wyniesie

$$B = F^n \dots \dots \dots (2)$$

¹⁾J. Groszkowski. Podstawy obliczenia prostownika kenotronowego wysokiego napięcia. Wiadomości i prace Instytutu Radjotechnicznego. Tom II. Zeszyt 1. Str. 28.

²⁾Autor pozwala sobie użyć zrozumiałego samego przez się pojęcia ilości dróg prostowania, aby uniknąć stosowanej obecnie niejednorodnej terminologii: przy prądzie jednofazowym mówi się o prostowaniu jedno- lub dwupołówkowym, zaś przy prądzie trójfazowym rozróżnia się prostowanie trój- lub sześciofazowe.

Zamiast tego, wprowadzając pojęcie ilości dróg prostowania, można mówić w ogólny sposób o prostowaniu jedno-, dwu-, trzy- lub sześciodrogowym.

Kształt wzorów (1) i (2) nasuwa przypuszczenie, że, jeżeli rozbijemy indukcyjność i pojemność filtru prostego na części i zbudujemy z nich filtr o n jednakowych ogniwach, to, chociaż tłumienie tętnień, wprowadzane przez każde z tych ogniw, będzie mniejsze, tłumienie całkowite może okazać się większe, aniżeli pierwotnego filtru prostego.

Rzeczywiście, jeśli zmniejszymy indukcyjność i pojemność ogniwa filtru n razy, to jego skuteczność wyniesie

$$F_n = \omega^2 \frac{L}{n} \frac{C}{n} - 1.$$

Jeśli wprowadzimy oznaczenie skrócone

$$\alpha = \omega^2 LC,$$

to skuteczność filtru o n ogniwach będziemy mogli napisać w postaci

$$\beta = \left(\frac{\alpha}{n^2} - 1\right)^n = p^n \dots \dots \dots (3)$$

Wyrażenie to posiada maksimum, które znajdziemy, różniczkując je po zlogarytmowaniu

$$\frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dn} = \ln p + \frac{n}{p} \frac{dp}{dn}.$$

Dla celów późniejszego zastosowania napiszemy ogólnie

$$p = \frac{\alpha}{n^q} - 1$$

$$\frac{dp}{dn} = -\alpha q n^{-q-1} = -\frac{q}{n}(p+1),$$

skąd ostatecznie

$$\frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dn} = \ln p - q \frac{p+1}{p} = 0 \dots \dots \dots (4)$$

Ogólne rozwiązanie tego równania względem p nie jest możliwe. W rozpatrywanym wypadku $q=2$, skąd drogą kolejnych przybliżeń znajdujemy

$$p = \frac{\alpha}{n_{opt}^2} - 1 \cong 9,125,$$

zaś najkorzystniejsza ilość ogniw

$$n_{opt} = 0,314 \sqrt{\alpha}.$$

Zatem nasze przypuszczenie potwierdza się: filtr prosty opłaca się rozbić na wieloogniowy. Otrzymany filtr pochodny będzie posiadał skuteczność wyższą, a mianowicie z (3)

$$\beta = 9,125^{n_{opt}}.$$

Dla ilustracji otrzymanych wyników może służyć poniższa tabela:

Tabela I.

n	2	3	4	5
α	40,5	91	162	253
F	39,5	90	161	252
F_n	9,1	9,1	9,1	9,1
β	83	755	6 850	62 340
$\frac{\beta}{F}$	2,1	8,4	42,5	247

W rubryce F są podane te graniczne wartości skuteczności filtru prostego, przy których najkorzystniejsza ilość ogniów, na którą opłaca się rozbić filtr pierwotny, ulega zmianie. Z tego powodu w rubryce F_n figuruje ta sama wartość we wszystkich kolumnach.

Naogół biorąc, wartości F_n wypadają wyższe. Jeśli wyjdziemy np. z filtru prostego o skuteczności $F = 83$, to z tablicy znajdziemy, że należy go podzielić na dwa ogniwa. Dla tego filtru $\alpha = 84$, zatem skuteczność każdego z dwu ogniów będzie wynosiła

$$F_n = \frac{84}{2^2} - 1 = 20.$$

W ostatniej rubryce Tabeli I są podane wartości powiększenia się skuteczności filtrowania po podziale filtru na odpowiednią ilość ogniów. Np. podział filtru jednoogniowego o skuteczności filtrowania $F = 161$ na filtr czteroogniowy daje 42,5-krotne powiększenie skuteczności.

Oczywiście tego wyniku nie można przyjmować bez zastrzeżeń, ponieważ koszt czterech kondensatorów i czterech dławików będzie z reguły wyższy, aniżeli jednego kondensatora i jednego dławika czterokrotnie większych, a zatem filtru czteroogniowego nie można bezpośrednio porównywać z filtrem jednoogniowym. Filtr wieloogniowy jest poza tym kłopotliwy konstrukcyjnie, komplikuje schemat i zabiera więcej miejsca; jednak wobec wysokich wartości, jakie osiąga polepszenie filtrowania, wydaje się pożytecznym poddać pewnej analizie wyniki obliczeń próbnych.

Przeciętny filtr w odbiorniku ma dławik o indukcyjności $L = 30\text{H}$ i kondensator o pojemności $C = 4 \mu\text{F}$. Przy prostowaniu dwudrogowym i częstotliwości $f = 50$ okr./sek skuteczność takiego filtru wynosi

$$F = (2 \cdot 50 \cdot \pi)^2 \cdot 30 \cdot 4 \cdot 10^{-6} - 1 = 47 \text{ v/v.}$$

Liczba ta leży poniżej wartości, przy której celowym się staje podział filtru chociażby na dwa człony.

Przypuśćmy jednak, że jest nam potrzebny filtr o większej skuteczności, np. 250 v/v.

Z tabeli znajdziemy, że najstosowniejszą ilością ogniów jest dwa, każde o skuteczności:

$$F = \sqrt{250} \cong 16.$$

Tłumienie takie można osiągnąć, stosując wartości $L = 10$, 7 H i $C = 4 \mu\text{F}$. Gdybyśmy chcieli ten sam wynik otrzymać zapomocą filtru prostego, musielibyśmy użyć wartości $L = 39$ H i $C = 16 \mu\text{F}$.

Zatem mamy dwie możliwości konstrukcyjne:

A) $2 \times 10,7$ H i $2 \times 4 \mu\text{F}$

B) 39 H i 16 μF .

Dla małych prądów wyprostowanych, rzędu wielkości paru dziesiątków miliamperów, nie jest niemożliwe, że alternatywa B byłaby tańsza, ponieważ wówczas uzyskanie dużej indukcyjności nie jest trudne, a użycie jednego dławika zamiast dwóch być może zrównoważyłoby podniesienie kosztów kondensatora. Natomiast przy większych prądach prostowanych, rzędu wielkości setek miliamperów, sprawy się przedstawiają odmiennie, żelazo jest wówczas silnie nasycone prądem stałym, przenikalność dla składowej zmiennej jest mała, wymiary i ciężar dławika wypadają duże. Otóż podział filtru wydaje się wówczas szczególnie korzystny z następujących względów. Indukcyjność dławików o kształtach podobnych (a zatem o tej samej ilości zwojów) jest proporcjonalna do ich wymiarów, zatem ciężar dławika rośnie proporcjonalnie do trzeciej potęgi jego indukcyjności. Oznacza to dla rozpatrywanego przykładu,

przy przejściu od alternatywy B do alternatywy A, redukcję wymiarów linjowych dławika w stosunku

$$\frac{39,5}{10,7} = 3,65$$

oraz redukcję jego ciężaru w stosunku

$$3,65^3 \cong 47.$$

Jest to duży zysk, który mógłby odegrać rolę czynnika decydującego przy projektowaniu, gdyby nie pominięta w dotychczasowych rozważaniach okoliczność, a mianowicie wzrost oporności filtru.

Oporność dławika jest odwrotnie proporcjonalna do jego wymiarów linjowych. Jeśli dzielimy filtr prosty na n ogniów, wymiary dławików, proporcjonalne do indukcyjności, maleją n razy, a oporności rosną n razy. Przy szeregowym połączeniu n dławików, z których każdy ma oporność n razy większą, niż w filtrze prostym, całkowita oporność omowa filtru rośnie n^2 razy. Oczywiście jest to praktycznie niedopuszczalne. Zatem punkt wyjścia całego rozważania był obrany nieodpowiednio. Nie można filtru dzielić tak, jak to zostało zrobione, z zachowaniem całkowitej indukcyjności bez zmiany. Należy podział uskutecznić z zachowaniem całkowitej oporności bez zmiany.

Można to osiągnąć przez zmniejszanie ilości zwojów w dławikach poszczególnych ogniów. Jako drugi oczywisty warunek postawimy niezmienną wagę żelaza i miedzi. Zatem rozpoczniemy nasze rozważania od początku, opierając je na nowych podstawach.

Mamy filtr prosty o pojemności C , o indukcyjności L , posiadającej Z zwojów, o oporności całkowitej R , i wykonanej na rdzeniu o jednym z wymiarów linjowych d i całkowitej wadze G . Dzielimy ten filtr prosty na n części, z których każda ma pojemność C_n , indukcyjność L_n , oporność R_n , zwojów Z_n , odpowiedni wymiar linjowy d_n oraz wagę G_n . Podział uskuteczniamy w ten sposób, że zostają bez zmiany

- a) pojemność $nC_n = C$
- b) oporność $nR_n = R$
- c) ciężar $nG_n = G$

i stawiamy następnie pytanie, przy jakiej ilości ogniów tłumienie całkowite filtru jest największe.

Indukcyjność dławików o podobnych kształtach rdzeni jest proporcjonalna do wymiarów linjowych oraz do kwadratu ilości zwojów

$$\frac{L_n}{L} = \frac{d_n}{d} \left(\frac{Z_n}{Z} \right)^2,$$

oporność zaś tych dławików jest odwrotnie proporcjonalna do wymiarów linjowych i wprost proporcjonalna do kwadratu ilości zwojów

$$\frac{R_n}{R} = \frac{d}{d_n} \left(\frac{Z_n}{Z} \right)^2.$$

Ponieważ

$$\frac{G_n}{G} = \left(\frac{d_n}{d} \right)^3$$

z warunku c) znajdziemy

$$\frac{d_n}{d} = \frac{1}{\sqrt[3]{n}}.$$

Zatem

$$\frac{R_n}{R} = \sqrt[3]{n} \left(\frac{Z_n}{Z} \right)^2.$$

Korzystając następnie z warunku b)

$$\frac{1}{n} = \sqrt[3]{n} \left(\frac{Z_n}{Z} \right)^2,$$

znajdziemy

$$\left(\frac{Z_n}{Z} \right)^2 = n^{-\frac{4}{3}},$$

skąd ostatecznie

$$\frac{L_n}{L} = n^{-\frac{1}{3}} \cdot n^{-\frac{4}{3}} = n^{-\frac{5}{3}}.$$

Zatem indukcyjności dławików w poszczególnych ogniwach winny maleć szybciej, niż odwrotnie proporcjonalnie do ilości ogniw, jak to było zakładane poprzednio.

Na zasadzie powyższego obliczamy tłumienie jednego ogniwa w filtrze pochodnym

$$F_n = \omega^2 \frac{L}{5} \frac{C}{n} - 1 = \frac{\alpha}{\frac{8}{n^3}} - 1$$

oraz tłumienie całego filtru

$$\beta = \left(\frac{\alpha}{\frac{8}{n^3}} - 1 \right)^n.$$

Rozwiązanie równania

$$\frac{d\beta}{dn} = 0$$

otrzymujemy wprost z (4), podstawiając $q = \frac{8}{3}$

Mianowicie

$$\ln p - \frac{8}{3} \frac{p+1}{p} = 0,$$

skąd

$$p = \frac{\alpha}{\frac{8}{n_{opt}^3}} - 1 \cong 16,855$$

i ostatecznie

$$n_{opt} = 0,34 \alpha^{\frac{3}{8}}.$$

Tłumienie filtru pochodnego o najkorzystniejszej ilości ogniw wyniesie

$$\beta = 16,855^{n_{opt}} \dots \dots \dots (5)$$

Wyniki obliczeń z powyższych wzorów podaje tabela II.

Tabela II.

n	2	3	4
α	113	334	720
F	112	333	719
F_n	17	17	17
β	284	4 790	80 700
$\frac{\beta}{F}$	2,54	14,4	112

Zatem istnieje określona najkorzystniejsza ilość ogniw filtru również przy założeniu stałej oporności całkowitej i stałej wagi żelaza i miedzi dławików.

Dla celów praktycznych przekształcimy wzór (5)

$$n_{opt} = 0,815 \lg \beta \dots \dots \dots (6)$$

oraz wprowadzimy skuteczność filtru w decybelach

$$b = 20 \lg \beta$$

skąd

$$n_{opt} = 0,041 b \dots \dots \dots (7)$$

Wzory (6) lub (7) zawierają w sobie ostateczny wynik przeprowadzonej analizy. Jeśli trzeba zaprojektować filtr prostownikowy o zadanej skuteczności β , to indukcyjność i pojemność dobieramy na zasadzie wzoru

$$\omega^2 LC = \frac{1}{\beta^n} + 1$$

przyczem najkorzystniejszą ilość n ogniw filtru obliczamy z wzoru (6). Można również określić n z poniższej tabeli.

β v/v	1	284	2	4 788	3
n					
b db		49		74	

W wypadku, gdy najkorzystniejszym okaże się filtr dwu- lub trzy-ogniowy (wyższe liczby są praktycznie nieaktualne), to płynący stąd zysk w stosunku do filtru prostego można zdyskontować bądź dla redukcji całkowitej pojemności, bądź dla redukcji oporności, bądź ciężaru żelaza i miedzi. Zadaniem konstruktora jest każdorazowe znalezienie najwłaściwszej drogi.

Na zakończenie składam serdeczne podziękowanie koledze inż. E. Rzymowskiemu za łaskawe zainteresowanie się niniejszą pracą i poczynienie uwag krytycznych, które spowodowały rewizję początkowo wyprowadzonych wniosków.

WZMACNIACZE MAŁEJ CZĘSTOTLIWOŚCI KLASY B.

Inż. Adam Smoliński.

(Państw. Zakł. Tele- i Radjotechn.).

Streszczenie. Referat niniejszy podaje krótką definicję wzmacniaczy klas A, B i C oraz zasady sterowania lamp wzmacniających, pracujących z prądem siatki; udowadnia, że, gdy wchodzimy na prąd siatki, należy stosować lampy o dużym współczynniku amplifikacji, żeby zniekształcenia przy danej mocy sterującej były małe. Następnie wykazuje, że klasa B posiada znaczną sprawność w porównaniu do klasy A.

- Teoretyczne cyfry: dla klasy A $\eta = 50\%$,
 a dla klasy B $\eta = 78,5\%$.
 Praktycznie dla klasy A $\eta = 20 \div 35\%$,
 a dla klasy B $\eta \cong 50\%$.

Dalej rozważane są zniekształcenia, powstające wskutek nieliniowych charakterystyk prądu anodowego, oraz obecności prądu siatki. Ogólne zniekształcenia nie są jednak wielkie, gdyż klasa B wzmacniaczy akustycznych jest układem przeciwnym, w którym znoszą się parzyste harmoniczne, a nadto harmoniczne z obwodu siatki przenoszą się do obwodu anodowego z odwrotną fazą względem harmonicznych powstałych w obwodzie anodowym.

Nakoniec podane są zastosowania wzmacniaczy klasy B: przede wszystkim do odbiorników bateryjnych, jak układ Quiescent push-pull, złożony z dwóch pentod, pracu-

jących bez prądu siatki, następnie do układów, pracujących z prądem siatki, z lampami jedno i dwusiatkowymi, wreszcie jako wzmacniacze do odbiorników, zasilane z sieci, oraz wzmacniacze wielkiej mocy (modulacyjne).

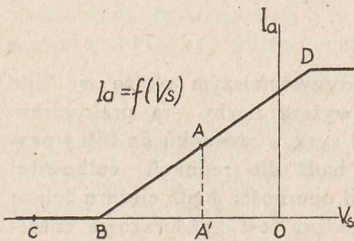
1. Wstęp.

Istnieją dwa systemy modulacji: jeden na małej mocy (low level modulation), a drugi na wielkiej (high level). Ostatni ten system posiada znaczne zalety, wymaga jednak wielkich mocy akustycznych, których otrzymywanie jest bardzo kosztowne ze względu na małą sprawność amplifikatorów małej częstotliwości. W celu uzyskania większych mocy akustycznych z tych samych lamp, a więc i lepszej sprawności¹⁾, przeprowadzono szereg badań nad układem przeciwobnym²⁾. W ten sposób powstała klasa B wzmacniaczy akustycznych.

Trudności zasilania sprawiły, że klasę B stosowano początkowo tylko jako wzmacniacz submodulacyjny. Dopiero potem system ten zawędrował do odbiorników bateryjnych, gdzie pozwala on na osiągnięcie znacznych stosunkowo mocy przy małym zużyciu baterji anodowej. W odbiornikach sieciowych spotyka się go rzadziej, wymaga bowiem specjalnej konstrukcji prostownika. Ostatnią wreszcie dziedziną, gdzie stosuje się klasę B, są wzmacniacze akustyczne dla celów muzyki mechanicznej, jednak takich wzmacniaczy jest jeszcze bardzo mało.

2. Podział na klasy.

Rysunek 1 wyobraża idealną charakterystykę prądu anodowego $I_a = f(V_s)$, przy $V_a = \text{const}$. Jeśli początkowo punkt pracy leży gdzieś na odcinku BD, na przykład w punkcie A, wówczas mamy pracę w klasie A, jeśli w punkcie B — w klasie B, jeśli na lewo od punktu B — w klasie C.



Rys. 1.

Klasa A używana jest przedewszystkiem w układach małej częstotliwości, a klasy B i C stosuje się głównie we wzmacniaczach wielkiej częstotliwości, gdyż one odznaczają się większą sprawnością od klasy A.

3. Klasa A.

Na rys. 2 mamy wykres napięć prądów dla klasy A. Oznaczając przez \bar{V}_a amplitudę napięcia zmiennego na oporności obciążenia R_a , przez którą płynie składowa zmienna prą-

du anodowego \bar{I}_a , mamy między temi wielkościami związek: $R_a = \frac{\bar{V}_a}{\bar{I}_a}$ (1)

Moc zasilania wyrazi się wzorem:

$$P = V_{a0} I_{a0} (2)$$

podczas gdy moc wyjściowa będzie

$$P_w = \frac{1}{2} \bar{V}_a \bar{I}_a (3)$$

Stąd mamy sprawność obwodu anodowego:

$$\eta = \frac{P_w}{P} = \frac{\frac{1}{2} \bar{V}_a \bar{I}_a}{V_{a0} I_{a0}} (4)$$

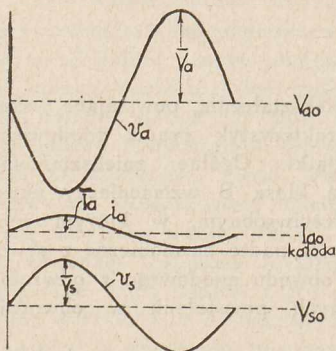
Sprawność ta osiąga swe maksimum dla $\bar{V}_a = V_{a0}$ i $\bar{I}_a = I_{a0}$, wówczas:

$$\eta_{max} = 0,5 (4a)$$

W praktyce wartość ta waha się w granicach 20÷30%, zależnie od tego, czy mamy do czynienia z lampami trój-elektrodowymi, czy też pentodami.

W celu zapoznania się z kwestją sterowania lampy wyjściowej, pracującej z prądem siatki, przeprowadzimy teraz (według Loy Bartona)¹⁾ porównanie pracy dwóch lamp wyjściowych, różniących się tylko współczynnikiem amplifikacji K , oraz opornością wewnętrzną ρ . Załóżmy, że punkt pracy dobrano w ten sposób, że w obu lampach składowa stała prądu anodowego $I_{a0} = 18$ mA. Rys. 3 i 4 podają charakterystyki robocze tych lamp, przyczem trzeba zaznaczyć, że spadek napięcia na oporności obciążenia R_a jest skompensowany przez zwiększenie napięcia anodowego. R_a dobrano tak, żeby maksymalnym zmianom potencjału siatki odpowiadały jeszcze proporcjonalne zmiany prądu anodowego. Dla pełnego wysterowania tych lamp musimy wchodzić w zakres dodatnich potencjałów siatki. Gdybyśmy chcieli tego uniknąć, to musielibyśmy użyć lamp o niższych K i ρ .

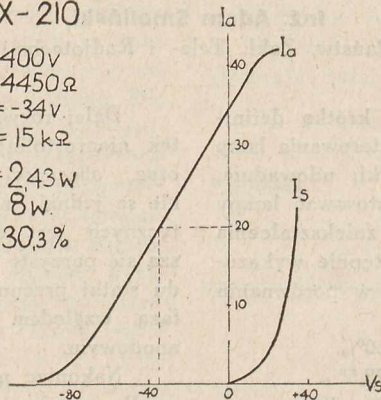
Dla osiągnięcia mocy wyjściowej $P_w = 2,43$ W należy dać na siatkę lampy UX 210 (rys. 3) napięcie zmienne $\bar{V}_s = 44$ V, wskutek czego siatka otrzymuje chwilami dodatni potencjał 10 V, co ze swej strony daje $\bar{I}_s = 3$ mA. Minimum więc wartości chwilowej oporności siatki $R_s = \frac{\bar{V}_s}{\bar{I}_s} \approx 15$ k Ω , a chwilowa moc, tracona w tymże obwodzie $\bar{P}_s = \bar{V}_s \bar{I}_s \approx 130$ mW. Ale oporność siatki, będąca odwrotnością nachylenia charakterystyki prądu siatki, wynosi około $\frac{1}{S_s} = 3000$ Ω , więc oporność układu sterującego,



Rys. 2.

UX-210

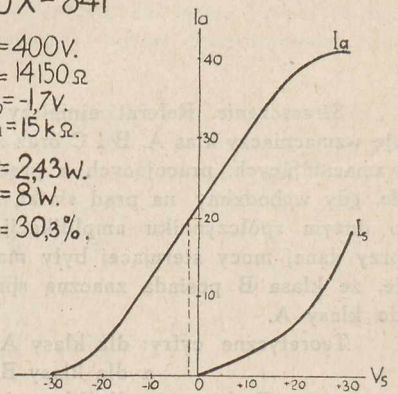
$V_a = 400$ V
 $\rho = 4450$ Ω
 $V_{s0} = -34$ V
 $R_a = 15$ k Ω
 $P_w = 2,43$ W
 $P = 8$ W
 $\eta = 30,3\%$



Rys. 3.

UX-841

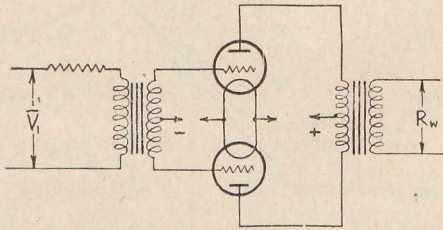
$V_a = 400$ V
 $\rho = 14150$ Ω
 $V_{s0} = -1,7$ V
 $R_a = 15$ k Ω
 $P_w = 2,43$ W
 $P = 8$ W
 $\eta = 30,3\%$



Rys. 4.

zwanego driverem, odniesiona do obwodu siatki, musi być dostatecznie mała, żeby prąd siatki nie dawał na niej zbyt dużych spadków napięcia, wywołując w ten sposób znaczne zniekształcenia. Dla lampy UX 841 mamy odpowiednio $\bar{V}_s = 21,7 \text{ V}$, co daje $\bar{I}_s = 7,5 \text{ mA}$; stąd $R_s \approx 3000 \Omega$, $\bar{P}_s \approx 160 \text{ mW}$. Z krzywej prądu siatki, $\frac{1}{S_s} = 2900 \Omega$.

Z danych powyższych widzimy, że moce wejściowe P niewiele się różnią, jednak lampy o mniejszych K trudniejsze są do sterowania, gdyż moc ta musi być dostarczana w krótszym okresie czasu, co jest widoczne ze znacznej różnicy między R_s a $\frac{1}{S_s}$. Dlatego oporność drivera, przeniesiona do obwodu siatki, musi być znacznie mniejsza, żeby nie wzrosły zniekształcenia. Z tego powodu

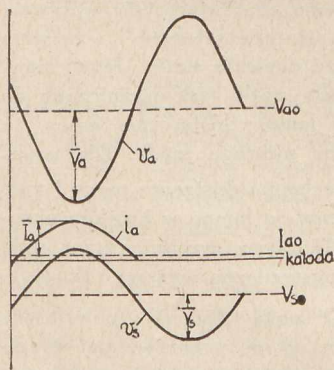


Rys. 5.

lampy o dużym K są lepsze wtedy, gdy wchodzi się na prąd siatki. Jeśli teraz zastosujemy układ przeciwobny w klasie A (rys. 5), to moc wyjściowa wzrośnie 2 razy, a sterowanie będzie łatwiejsze, gdyż pobór mocy \bar{P}_s rozłoży się na dłuższy okres czasu.

4. Klasa B.

Rysunek 6 przedstawia nam wykres napięć i prądów dla lampy pracującej w klasie B. V_{so} wybiera się takie, że, gdy nie ma sygnału, to prąd anodowy równa się prawie zero. Prąd anodowy jest proporcjonalny do napięcia siatki tylko przez połowę okresu. Maksymalna wartość jego amplitudy $\bar{I}_a \text{ max}$ ograniczona jest tutaj tylko przez emisję, to znaczy przez górne zakrzywienie charakterystyki.



Rys. 6.

Oporność obciążenia

$$R_a = \frac{\bar{V}_a}{\bar{I}_a} \dots \dots \dots (5)$$

Moc wyjściowa

$$P_w = \frac{1}{4} \bar{V}_a \bar{I}_a \dots \dots (6)$$

Moc zasilania

$$P = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{\pi} \bar{I}_a \cdot V_{ao} = \frac{1}{\pi} \bar{I}_a \cdot V_{ao} \dots \dots (7)$$

ponieważ prąd anodowy płynie tylko przez połowę okresu. Sprawność

$$\eta = \frac{P_w}{P} = \frac{\frac{1}{4} \bar{V}_a \bar{I}_a}{\frac{1}{\pi} \bar{I}_a \cdot V_{ao}} \dots \dots \dots (8)$$

osiąga maksimum

$$\eta_{max} = \frac{\pi}{4} = 0,785 \text{ dla } \bar{V}_a = V_{ao}$$

Jeśli obwód wyjściowy jest dostrojony, to na nim występuje napięcie sinusoidalne, w przeciwnym razie tylko

połówka prądu jest sinusoidalna. Dla układów strojonych sprawność waha się w granicach 50% — 70%. Ponieważ \bar{I} ograniczone jest tylko emisją i zależnością 5, więc możemy otrzymywać kilka razy większe moce wyjściowe z tej samej lampy niż w klasie A.

5) Klasa B wzmacniaczy akustycznych.

Jeśli teraz zastosujemy układ przeciwobny (rys. 5) i punkt pracy obierzemy w punkcie B, to raz jedna lampa dostarczy połówki prądu anodowego, drugi raz druga lampa, tak, że w rezultacie otrzymamy prąd sinusoidalny (rys. 7⁴). Transformator wejściowy dostarcza moc drivera raz na górną lampę, drugi raz na dolną. Dlatego oporność drivera należy przenieść z uzwojenia pierwotnego na połowę tylko wtórnego, gdyż w drugiej połowie nie ma prądu. W celu zmniejszenia zniekształceń oporność drivera, przeniesiona do obwodu siatki przez tę połowiczną przekładnię, winna być mała w porównaniu do oporności siatki.

Ponieważ każda lampa pracuje tylko przez połówkę okresu, więc całkowita moc, tracona w anodach, dzieli się na te dwie lampy.

Moc zasilania:

$$P = \frac{2}{\pi} \bar{I}_a \cdot V_{ao} \dots \dots \dots (9)$$

Moc wyjściowa:

$$P_w = \frac{1}{2} \bar{I}_a^2 \cdot R_a \dots \dots \dots (10)$$

Stąd sprawność:

$$\eta = \frac{P_w}{P} = \frac{\frac{1}{2} \bar{I}_a^2 \cdot R_a}{\frac{2}{\pi} \bar{I}_a \cdot V_{ao}} \dots \dots \dots (11)$$

dla $\bar{V}_a = V_{ao}$

$$\eta = \eta_{max} = 0,785.$$

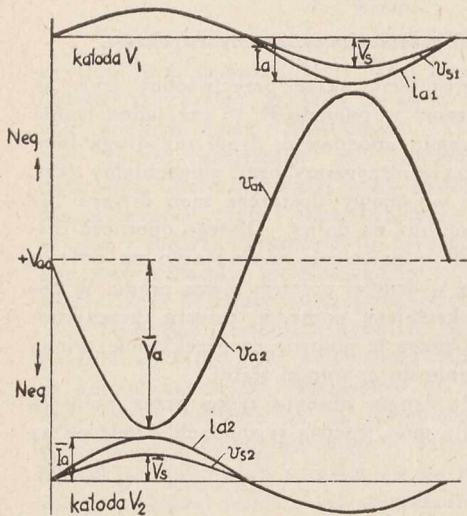
Transformator wyjściowy pracuje w podobnych warunkach jak transformator wejściowy. Ponieważ moc przenosi się raz przez górną połówkę uzwojenia pierwotnego, raz przez dolną, więc miarodajna jest przekładnia połowiczna, to jest — stosunek połowy uzwojenia pierwotnego do całkowitego wtórnego.

Teraz przeprowadzimy porównanie 2 układów klasy B złożonych z lamp różniących się tylko K i ρ . Będą to te same lampy, których charakterystyki robocze podano na rys. 3 i 4. Na rys. 8 mamy charakterystyki układu lampy UX210 o małym K . Obciążenia $R_a = 2000 \Omega$ odnoszą się dla jednej lampy. W razie zastosowania transformatora wyjściowego o przekładni całkowitej 1 : 1, oporność przeniesiona wyniesie $R_w = 8000 \Omega$. Dla lampy UX210 I_a może osiągnąć 170 mA w zakresie prostoliniowości charakterystyki. Pod osią odciętych narysowano charakterystykę roboczą dolnej lampy, również dla obciążenia $R_a = 2000 \Omega$ w ten sposób, żeby była ona przedłużeniem górnej. Punkt przecięcia tej prostej z osią daje V_{so} , dla minimum zniekształceń, jeśli lampy są jednakowe.

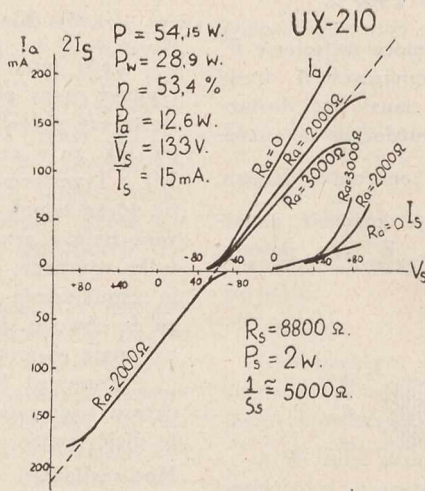
Jak widać z cyfr podanych na rys. 8, R_s i $\frac{1}{S_s}$ znacznie się różnią, wobec tego przeniesiona oporność drivera musi być mała, około 20% $\frac{1}{S_s}$ czyli około 1000 Ω . Stąd więc widzimy, że transformator wejściowy musi być obniżający. Jeśli do sterowania użyjemy dwóch lamp w układzie przeciwobnym w klasie A, każda o oporności wewnętrznej

⁴) Jako linję odniesienia wybrano V_{ao} . Prądy anodowe, które płyną od baterji do anody każdej lampy, zmieniają swą fazę w transformatorze wyjściowym.

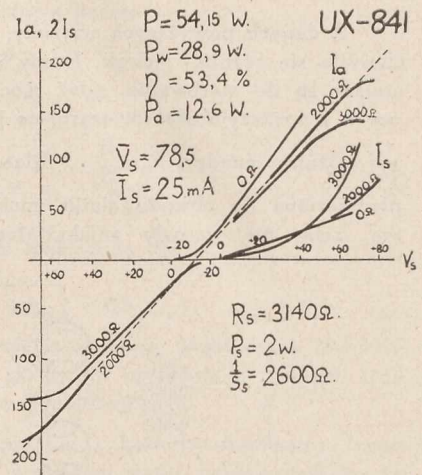
$d = 2000 \Omega$, to oporność całkowita drivera = 4000Ω . Wobec tego trzeba zastosować transformator o przekładni połowicznej obniżającej 2:1, o całkowitej 1:1. Wówczas wymagana amplituda napięcia wejściowego na pierwotnym uzwojeniu wynosi $2 \times 133 = 266 \text{ V}$. Pod tem napięciem dri-



Rys. 7.



Rys. 8.



Rys. 9.

ver musi dostarczyć mocy 2 W maksymalnych. Takie same obliczenia przeprowadzono dla 2 lamp UX841, mających większe K (rys. 9). Ponieważ R_s , i $\frac{1}{S_s}$ mało się różnią, więc oporność drivera przeniesiona może być znacznie większa w porównaniu do poprzedniego przykładu; można przyjąć ją równą około $40\% \frac{1}{S_s}$ czyli również około 1000Ω . Na to można sobie pozwolić, gdyż moc sterowania jest równomiernej rozłożona w czasie jednego okresu. Żeby jednak wykorzystać całkowicie powyższy driver, weźmiemy z niego moc maksymalną 2 W pod napięciem 255 V, wówczas prze-

rażone zniekształcenia, spowodowane pierwszą z wymienionych przyczyn, jest zmienność nachylenia charakterystyki. Na rys. 10 mamy przedstawiony przebieg nachylenia charakterystyki wypadkowej 2 lamp, pracujących w klasie B.

Dobór punktu pracy jest nadzwyczaj ważny, gdyż od odpowiedniego jego doboru w znacznym stopniu zależą zniekształcenia, o czym łatwo można się przekonać, porównując rys. 10 z rys. 11.

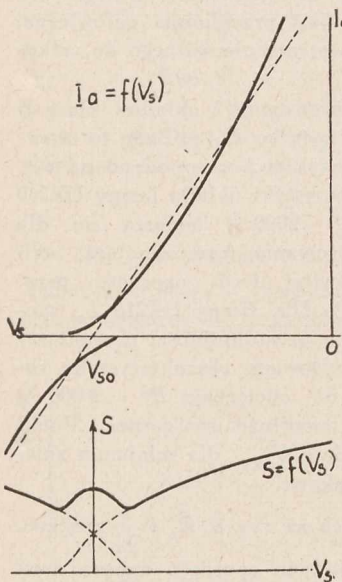
Jak widzimy z tych rysunków, największe zniekształcenia zachodzą przy małych amplitudach, gdyż tam mamy największe zmiany nachylenia S . Dla większych amplitud będziemy mieli mniejsze zniekształcenia. Żeby otrzymać niezbyt duże zniekształcenia dla małych amplitud, punkt pracy nie może leżeć zbyt blisko początku krzywej $I_a = f(V_s)$.

Zmiany nachylenia charakterystyki wpływają różnie na powstawanie zniekształceń⁴⁾, zależnie od wielkości amplitud napięcia siatki. Jeżeli maksimum wahań napięcia siatki jest ograniczone do zakresu, gdzie obie lampy dostarczają mocy, to powstają harmoniczne niższego rzędu. Dla większych \bar{V}_s jedna tylko lampa dostarcza mocy i moc ta przenosi się z lampy na lampę w krótkim okresie czasu. Ten krótki okres przejścia przez pole zniekształceń daje harmoniczne wyższego rzędu.

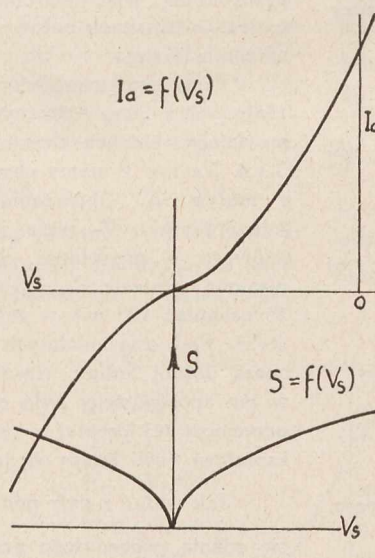
Zniekształcenia mogą jeszcze powstawać przez wchodzenie na górne zakrzywienie prądu anodowego. Powstają wówczas nieparzyste harmoniczne, jak wskazuje rys. 12⁵⁾.

Drugą przyczyną powstawania zniekształceń jest prąd siatki. Jeśli on się zjawia, wówczas prąd anodowy różni się od prądu emisyjnego o prąd siatki, wskutek czego charakterystyka anodowa zakrzywia się. Ponieważ prąd siatki powinien być mniejszy od 10% prądu anodowego, więc ten wpływ jest niewielki, tembardziej, że znoszą się parzyste harmoniczne, powstałe wskutek zakrzywienia się charakterystyki.

Groźniejszym skutkiem prądu siatki jest spadek napięcia, wywołany przez niego na transformatorze wej-



Rys. 10.



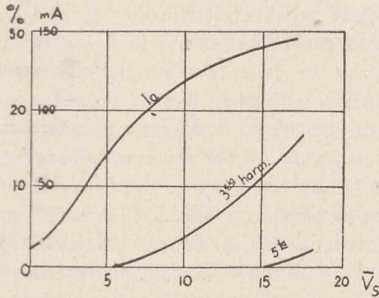
Rys. 11.

kładnia połowiczna powinna wynosić około $\sqrt{12:1}$. Wobec tego oporność drivera przeniesiona do obwodu siatki wyniesie 330Ω czyli $12\% \frac{1}{S_s}$. Stąd wynika, że przy tej samej mocy sterowania lampy o dużym współczynniku K dają mniej zniekształceń.

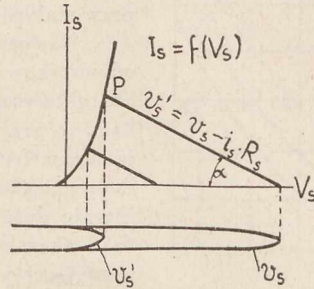
ściowym. Wówczas występują znaczne zniekształcenia napięć sterujących \bar{V}_s . Wskutek spadku napięcia na transformatorze dostajemy napięcie na siatce

$$v_s' = v_s - i_s R_s, \dots (12)$$

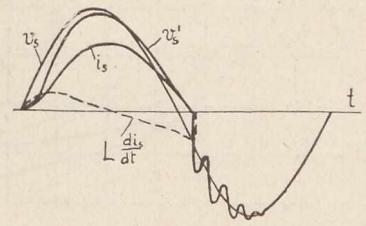
gdzie R_s jest opornością obwodu siatki bez oporności siatki, a i_s chwilową wartością prądu siatki.



Rys. 12.



Rys. 13.



Rys. 14.

Prosta oporności na rys. 13 ma nachylenie, wyznaczone przez równanie $\tan \alpha = \frac{1}{R_s}$. Jej przecięcie się z krzywą prądu siatki daje chwilowy punkt pracy P. Żeby zniekształcenia były małe, to kąt α musi być duży, a nachylenie charakterystyki prądu siatki małe, czyli $R_s \ll \frac{1}{S_s}$. Według Barkhause'n'a $R_s = \frac{1}{5 S_s} \cong 2000 \Omega$, jednak w praktyce R_s wybiera się poniżej tej wartości. Jeśli w obwodzie siatki będzie indukcyjność, czyli, że $R_s = j\omega L$, to chwilowa wartość napięcia na siatce

$$v_s' = v_s - L \frac{di_s}{dt} \dots (13)$$

Wykres napięć dla tego wypadku przedstawiony jest na rys. 14. Nieco poniżej zera napięcia siatki (około -1 V) $i_s = 0$. Wówczas nagle znika pochodna $\frac{di_s}{dt}$ oraz v_s' staje się równe v_s . Ten nagły skok napięcia na indukcyjności L prowadzi do drgań tłumionych obwodu siatki, które przenoszą się do obwodu anodowego, dając poważne zniekształcenia. Zniekształcenia te można uczynić nieszkodliwymi, gdy $\frac{1}{S_s} \gg \omega L$.

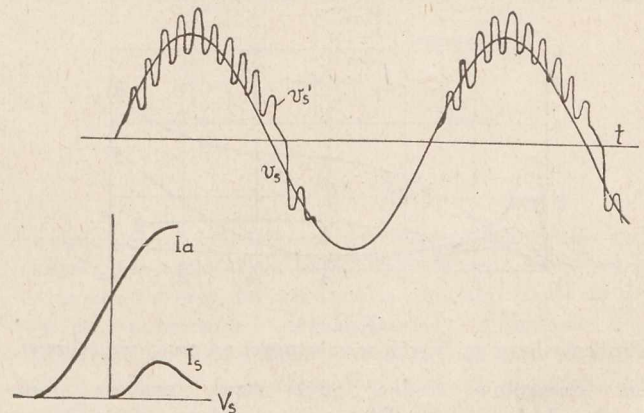
Przy większych napięciach siatki ($\geq 50 \text{ V}$) można otrzymać krzywą prądu siatki i prądu anodowego podaną na rys. 15. Również i podczas dodatnich połówek napięcia siatki występują drgania własne indukcyjności, znajdującej się w obwodzie siatki. Przyczyną ich powstawania jest opadająca charakterystyka prądu siatki (rys. 15). Te drgania powstają wtedy, gdy oporność rezonansowa dla częstotliwości własnej cewki jest większa od bezwzględnej wartości odwrotności ujemnego nachylenia charakterystyki prądu siatki. Drgania te można usunąć przez bocznikowanie tych indukcyjności oporami bezindukcyjnymi.

Mimo tak znacznych zniekształceń, występujących w poszczególnych częściach układu klasy B, ogólne zniekształcenia nie są wielkie. Trzeba bowiem pamiętać, że mamy tutaj układ przeciwobny, zrównoważony, w którym znoszą się parzyste harmoniczne, które zwykle grają największą rolę. Jeśli układ nie jest zrównoważony, to występują parzyste harmoniczne. Rysunek 16 wskazuje nam zależność zniekształceń od stopnia zrównoważenia prądów anodowych.

Jeszcze jest jedna przyczyna⁸⁾, dlaczego ogólne zniekształcenia nie są wielkie, mianowicie trzecia harmoniczna, wywołana zakrzywieniem się w górę charakterystyki prądu siatki, zjawia się o obwodzie anodowym z fazą przeciwną

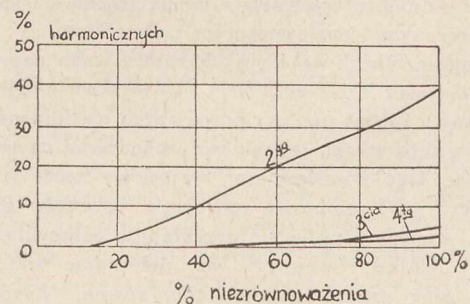
do fazy trzeciej harmonicznej, wywołanej zakrzywieniem ku górze prądu anodowego. Rys. 17 wskazuje zniekształcenia dla $R_s = 41 \Omega$, 221Ω oraz 521Ω . Stąd widzimy, że dla pewnych \bar{V}_s trzecia harmoniczna znika. Jeśli w obwodzie siatki znajduje się indukcyjność (transformator), to przesuwa ona fazę i trzecia harmoniczna nie przechodzi przez zero.

Na rys. 18 mamy daną zależność zniekształceń napięcia wyjściowego od mocy wyjściowej dla klasy B, sterowanej przez driver pracujący też w układzie przeciwobnym⁹⁾. Krzywe te wyraźnie wskazują pewne maksimum harmonicznych dla małych mocy, potem pewne minimum i dalszy



Rys. 15.

ich wzrost. Z krzywych tych też widać, że ze wzrostem mocy wyjściowej większą rolę zaczynają odgrywać wyższe harmoniczne. Druga harmoniczna jest stała, jest ona rezultatem nierównowagi układu. Krzywe te podane są dla obciążenia omowego; dla obciążenia indukcyjnego będą one

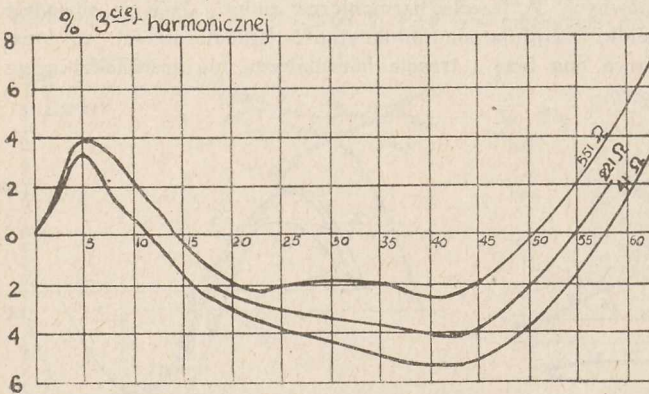


Rys. 16.

przebiegały wyżej, albowiem oporność pozorną głośnika rośnie z częstotliwością i wówczas wzrost harmonicznych jest stosunkowo większy niż podstawowej.

Klasa B ma podobną charakterystykę częstotliwości jak pentody, pracujące w klasie A. Wywołane to jest tem,

że oporność wewnętrzna lampy jest duża w porównaniu do oporności obciążenia. Dlatego stosuje się zwykle urządzenia do osłabiania wysokich tonów.

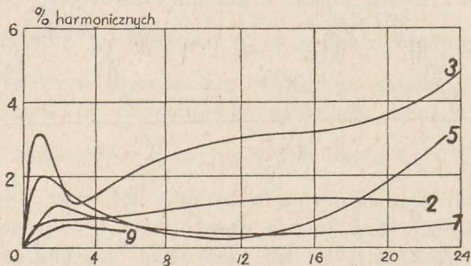


Rys. 17.

Procent 3-ciej harmonicznej w zależności od \bar{V}_s

7. Zastosowanie klasy B.

Ponieważ prąd anodowy jest proporcjonalny do napięcia siatki $\bar{I}_a = \text{const} \cdot \bar{V}_s$, więc moc pobierana ze źródła napięcia anodowego waha się w zależności od amplitudy sygnału. Dlatego to zasilanie sprawia duże trudności, i to nie tylko anod, lecz i siatek. To ostatnie



Rys. 18.

Procenty harmonicznych w zależności od mocy wyjściowej.

jest szczególnie trudne, gdyż mamy znaczne prądy w obwodach siatek. Dlatego to należy stosować we wzmacniaczach, zasilanych z sieci, lampy o dużym K , więc pracujące przy $V_{so} = 0$. W przeciwnym razie należy użyć osobnego zasilacza. Zasilanie z baterji usuwa powyższe trudności, gdyż one mają małą oporność wewnętrzną, więc mamy tam małe spadki napięć.

Z tego to powodu najpierw zastosowano klasę B w odbiornikach bateryjnych, potem dopiero w sieciowych, gdy zastosowano w nich prostowniki z lampą ręciovą i specjalnie zaprojektowanym transformatorem i dławikiem.

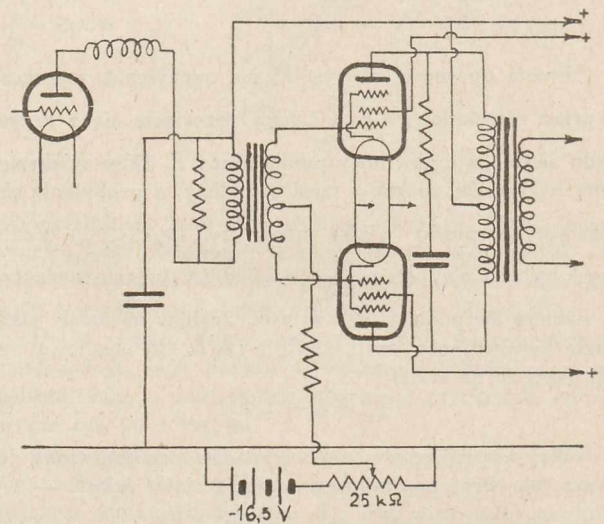
W odbiornikach bateryjnych zastosowano naprzód tak zwany Quiescent Push-pull^{10) 11) 13)}, w skrócie QPP, (rys. 19), złożony z dwóch pentod, pracujących na dolnym zakrzywieniu charakterystyki, jednak bez wchodzenia na prąd siatki. Wobec tego transformator wejściowy może być podwyższający, gdyż oporność uzwojenia wtórnego nie musi być mała. Zwykle stosuje się przekładnię całkowitą od 1:7 do 1:10. Układ równoważy się, dobierając tak napięcie ekranów, żeby prądy anodowe były równe. Kłopot, jaki sprawia dobranie odpowiednich lamp, mających jednakowe charakterystyki, zmniejszenie V_{so} , gdy napięcie baterji anodowej maleje, oraz dość wysoka cena lamp sprawiły, że układ ten nie był popularny.

Z chwilą jednak, gdy na rynku angielskim zjawily się dwie pentody o jednakowych charakterystykach, zamknięte w jednej bańce¹⁵⁾, otworzyły się nowe możliwości dla tego

układu. Odpada bowiem dobieranie lamp i punktów ich pracy.

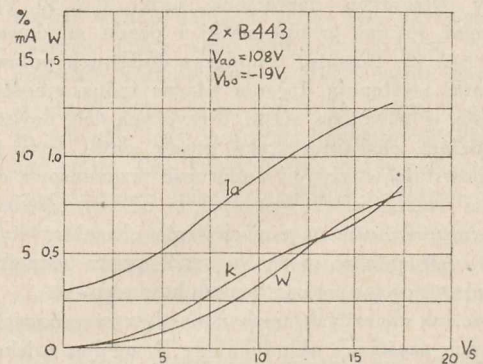
Zaletą tego układu jest możliwość sterowania lampą detektorową, gdyż transformator wejściowy może mieć przekładnię podwyższającą. Na rys. 20 mamy podane charakterystyki tego układu. Z nich spostrzeżemy jeszcze jedną zaletę QPP, mianowicie, że zniekształcenia rosną wraz z napięciem sterującym, podczas gdy w innych układach od razu przy małych \bar{V}_s mamy duże zniekształcenia.

Następnie opracowano specjalne lampy do klasy B dla odbiorników bateryjnych. Są to dwie triody o jednakowych charakterystykach, zamknięte w jednej bańce. Pracują one bądź to przy zerowym napięciu siatki bądź przy niewielkim ujemnym (rys. 21). Do sterowania wymagają one drivera i to dość znacznej mocy, gdyż lampy trójelektrodowe klasy B pobierają dość znaczną moc w obwodzie siatki⁴⁾. Rys. 22 podaje charakterystykę statyczną takiej lampy do klasy B, pracującej przy $V_{so} = 0$. Charakterystyczną daną jest opor-



Rys. 19.

ność wyjściowa R_w od anody do anody, czterokrotnie większa przy przekładni całkowitej transformatora 1:1 od oporności R_a , na którą pracuje każda lampa. Na rys. 23 mamy dane charakterystyki układu. Z nich widzimy, że przy małych \bar{V}_s mamy dość znaczne zniekształcenia i to jest najwięk-



Rys. 20.

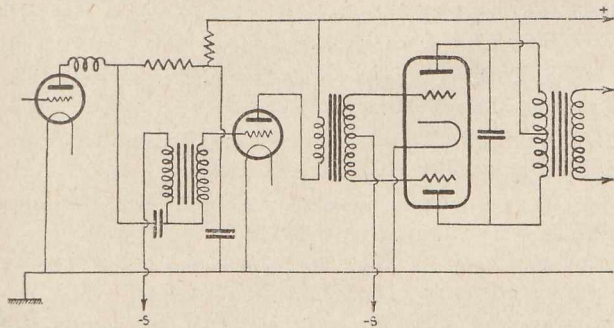
szą wadą klasy B, że ona nie powinna pracować na małych amplitudach wejściowych.

Lepsze są już lampy dwusiatkowe¹⁴⁾, które służą do dwóch celów, zależnie od połączenia siatek. Doświadczenie wykazało, że lampy te pobierają znacznie mniej mocy z drivera w porównaniu do lamp trójelektrodowych. Jeśli taką lampę chcemy użyć jako driver, to łączymy zewnętrzną siat-

kę z anodą i otrzymujemy lampę o małym współczynniku amplifikacji i małej oporności wewnętrznej, pracującą jak normalna lampa trójelektrodowa głośnikowa. Jeśli zaś połączymy dwie siatki razem i użyjemy ich do sterowania, to współczynnik amplifikacji i ρ_a wzrosną tak dalece, że, po obraniu punktu pracy przy $V_{so} = 0$, otrzymujemy lampę do wzmacniaczy klasy B.

Układ takich dwóch lamp przy $V_{ao} = 180$ V i $I_{ao} = 4$ mA daje moc wyjściową 3,5 W przy $I_a = 50$ mA, przy czym zniekształcenia nie przekraczają 4% w założeniu, że driver ma duży zapas mocy.

Teraz przeprowadzimy porównanie wzmacniaczy głośnikowych, zasilanych z baterji. Jako układ 1 rozważymy wzmacniacz oporowy z lampą o współczynniku amplifikacji $K = 25$ oraz lampą głośnikową trójelektrodową o mocy admysyjnej 3 W. Układy 2 i 3 zawierają transformator o przekładni 1:5 i pentodę o mocy admysyjnej 3 W. Różnią się tylko współczynnikami zniekształceń. Układ 4 składa się z transformatora o przekładni całkowitej 1:10 i pentody 3 W — jest to QPP. Układ 5 składa się z transformatora wejściowego

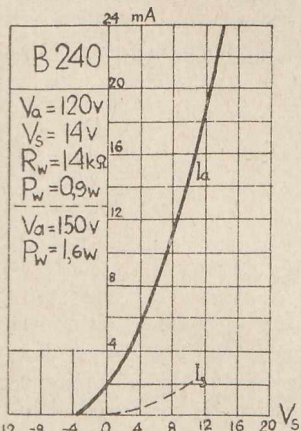


Rys. 21.

1:3, pracującego w połączeniu autotransformatorowym, z zasilaniem równoległym (rys. 21), drivera o współczynniku amplifikacji $K = 17$, transformatora międzylampowego o przekładni całkowitej 1,5:1 oraz lampy B 240. Układ 6 różni się tylko od 5, że sprzężenie poprzedzającej lampy z driverem jest oporowe. „k” jest to współczynnik zniekształceń, P_w — moc wyjściowa w miliwatach, V_s — napięcie, przy którym otrzymujemy z danego układu moc P_w , I_{ao} — całkowity prąd wyczekiwania układu (czyli taki prąd anodowy, gdy niema sygnału). Nakoniec wprowadzimy jeszcze jeden współczynnik: „dobroć dynamiczną układu”, wyrażaną w miliwatach na wolty w drugiej potęgze.

$$G_d = \frac{P_w}{V_s^2} \dots (14)$$

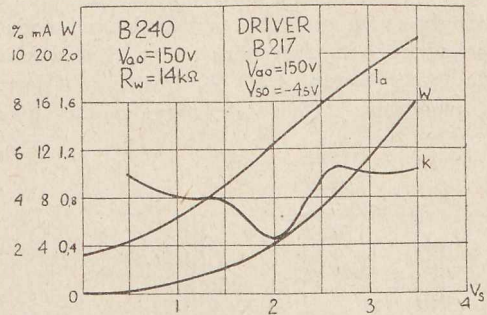
Porównanie podane jest poniżej dla $V_{ao} = 150$ V.



Rys. 22.

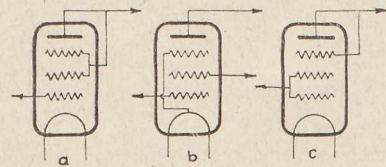
Układ	klasa	k %	P_w mW	V_s V	I_{ao} mA	G_d mW/V ²
1	A	5	230	0,8	12,5	360
2	A	5	340	1,8	12	105
3	A	10	485	2,4	12	84
4	B (QPP)	8	1 150	3,5	3	94
5	B	10	1 600	1,2	6	1 400
6	B	10	1 600	5,8	6	485

Z tych cyfr widzimy, jak wielką moc można wydstać z klasy B; dalej można z tej tabeli wysnuć wniosek, że QPP należy stosować do mniejszych odbiorników, a klasę B z prądem siatki — do większych.



Rys. 23.

Teraz przejdziemy do wzmacniaczy, zasilanych z sieci. Tutaj musimy zastosować układ zasilający o możliwie małej oporności wewnętrznej. Żeby uniknąć stosowania ujemnego napięcia siatki, stosujemy tutaj lampy o dużym K , pracujące przy $V_{so} = 0$. Będą to albo lampy dwusiatkowe albo trójsiatkowe. Sposób wykorzystania lampy dwusiatkowej, czterelektrodowej, podano



Rys. 24.

wyżej. Lampy trójsiatkowe wypuszczono na rynek amerykański, żeby mieć jaknajmniej typów lamp. Albowiem przy połączeniu a (rys. 24) używane są one jako triody na driver, przy połączeniu b — jako pentody głośnikowe, a przy połączeniu c — jako lampy głośnikowe do klasy B. Z dwóch takich lamp, o mocy admysyjnej około 9 W każda, można otrzymać:

w połączeniu a) moc wyjściową $P_w = 1,25$ W przy $V_{ao} = 250$ V, $I_{ao} = 30$ mA;

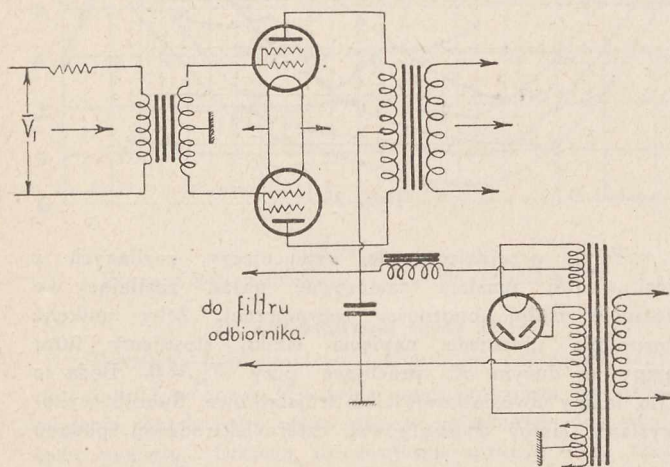
w połączeniu b) moc wyjściową $P_w = 3,0$ W przy $V_{ao} = V_{ek} = 250$ V, $I_{ao} = 35$ mA;

w połączeniu c) moc wyjściową $P_w = 20$ W (2 lampy) przy $V_{ao} = 400$ V, $I_{ao} = 15$ mA.

Rys. 18 wskazuje zniekształcenia dla tego rodzaju lamp. Na rys. 25 podano schemat zasilania dla klasy B. Jako lampy prostowniczej użyto lampy rtęciowej, gdyż spadek napięcia na niej jest minimalny (15 ÷ 16 V) i nie zależy praktycznie od obciążenia. Oporność uzwojenia, dostarczającego wysokiego napięcia, winna być jak najmniejsza, jednak przy projektowaniu przemysłowym, wystarczy dać przekrój drutu normalny. Dławik winien mieć możliwie małą oporność; pożądane jest nasycenie prądem stałym, ze względu na znaczne wahania prądu anodowego podczas pracy. Tutaj można dopuścić dość znaczne tętnienia, gdyż układ jest zrównoważony i ma dużą oporność wewnętrzną. Pożądane jest umieszczenie dławika w przewodzie dodatnim, aby uwolnić się od przeszkód wielkiej częstotliwości, wytworzonych przez prostownik rtęciowy. Dodatkowy filtr zawiera cewkę wzbudzenia głośnika dynamicznego. Żeby przez nią

płynął odpowiedni prąd, daje się opór równoległe do lamp odbiornika. Trzeba jeszcze pamiętać o jednej rzeczy — mianowicie filtr nie może zawierać kondensatora ze strony prostownika, gdyż na nim powstają przetężenia, które powodują powstawanie szumu.

Pozostały nam jeszcze wzmacniacze modulacyjne. Tutaj dochodzimy do znacznych mocy. Naprzykład RCA zbudowało amplifikator 2500 W, złożony z 4 lamp przy napięciu anodowym 2800 V i przy współczynniku znie-



Rys. 25.

kształceń 4%; transformator zasilający posiada moc 4,5 kVA.¹⁾

We wzmacniaczach modulacyjnych stosujemy lampy, pracujące przy pewnym minusie na siatce. To napięcie siatki winno być stałe podczas pracy; jego źródło winno mieć małą oporność wewnętrzną. Do tego celu nadają się przede wszystkim akumulatory, gdyż podczas pracy są one stale ładowane stałą składową prądu siatki — moc ta pochodzi z drivera. Ogniw nie należy stosować, gdyż się polaryzują. Raczej należy używać prostowników, specjalnie do tego celu skonstruowanych. Poleca się dawać w obwodach anodowych miliamperomierze w celu dobrania odpowiednich wartości prądów anodowych przez zmianę napięć siatek, przyczem transformator wejściowy winien mieć oddzielone połówki uzwojenia.

Kończąc ten referat pragnę złożyć podziękowanie p. inż. C. Rajskiemu za udzielenie całego szeregu wyjaśnień w kwestjach bardziej zawiłych oraz za jego cenne uwagi przy przeglądaniu referatu.

LITERATURA.

- 1) Loy Barton. High audio power. Proc. I. R. E. July 1931 str. 1131 i d.
- 2) Mc. Lachlan. The theory of push-pull. Wireless World June 13 th. 1928 str. 629 i d.
- 3) Kilgour. Problem of push-push amplification. Electronics March 1932 str. 82 i d.
- 4) Loy Barton. Application of the class B audio amplifier to A—C operated receiver. Proc. I. R. E. July 1932, str. 1085 i d.
- 5) Barkhausen. Lehrbuch der Elektronen-Röhren. 2 Band: Verstärker. Verlag S. Hirzel Leipzig 1933 str. 97.
- 6) Barkhausen. str. 281.
- 7) Barkhausen str. 284.
- 8) R. C. A. A tube for class B amplifier service. Radio Engineering, July 1932 str. 16 i d.
- 9) Farrar. Measurement of class B amplifier distortion. Electronics. June 1932 str. 196 i d.
- 10) Page. The Quiescent push-pull two. Wireless World. January 20 th 1933 str. 40 i t. d.
- 11) Quiescent push-pull. Radio Amateur. Juni 1933, str. 342 i d.
- 12) Macfadyen. High quality class B amplification. Wireless World. Dez. 15 th 1933 str. 454 i d.
- 13) Stromsparende Schaltungen für Batterieempfänger. „Philips“ Nr. 11 Januar 1934 str. 12 i d.
- 14) Nelson. A new zero bias output tube. Radio Engineering July 1932, str. 140 i d.
- 15) Quiescent push-pull three. Wireless World. March 1934, str. 140 i d.
- 16) Lewiński. Wzmacniacz klasy B dla odbiorników bateryjnych RA. 18 luty 1934 str. 9 i d.
- 17) Type 800 data. Radio Engineering February 1934 str. 15 i d.

KOMUNIKATY SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ S. E. P.

Dnia 14 i 28 lutego r. b. odbyły się zebrania odczytowe Sekcji Radjotechnicznej, na których inż. L. Goldfeld wygłosił referat n. t. „Telefonia wielokrotna“. Referent w krótkich zarysach przedstawił ogólne zasady telefonji wielokrotnej i systemy ważniejszych firm zagranicznych oraz Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego.

Po odczytach wywiązała się ożywiona dyskusja, w której wzięli udział: prof. Groszkowski, prof. Sokolcow, inż. Dobrski, inż. Rabęcki, inż. Kühn, inż. Herbst, inż. Kahan, inż. Nowicki, inż. Silberstein i inż. Smoliński.

Dnia 21 marca r. b. odbyło się zebranie odczytowe Sekcji Radjotechnicznej, na którym Dr. inż. Jean Lugeon, Dyrektor Państwowego Instytutu Meteorologicznego, wygłosił odczyt p. t. „Jonosfera a Meteorologia“. Prelegent opisał swoje metody badania wyższych warstw atmosfery i trzasków atmosferycznych oraz podał wyniki tych badań. Odczyt ilustrowany był licznymi przezroczami.

W dyskusji prof. Groszkowski podkreślił znaczenie powyższych badań dla radjotechniki.