

325
A. Korzowicz

Dr. inż. JANUSZ GROSZKOWSKI
profesor Politechniki Warszawskiej.



RADJOTECHNIKA



1932
WARSZAWA.

Handwritten notes:
M. 5. 0. 5.
E. 5. 0. 5.

DR inż. JARNUZ GROSZKOWSKI
profesor Politechniki Warszawskiej



RADJOTECHNIKA

Wszelkie prawa zastrzega się.



PRZEDMOWA.

Niniejszy kurs jest podstawą wykładu radjotechniki dla studentów Sekcji prądów słabych i radjotechniki Wydziału Elektrycznego Politechniki Warszawskiej.

Kurs ten — ze względu na szczupłość godzin wykładu z jednej strony a obszerność przedmiotu z drugiej — nie może być ani podręcznikiem podstaw radjoelektryczności, ani też rodzajem kalendarza, pozwalającym na konstruowanie urządzeń radjotechnicznych. Jest to raczej opis zasadniczych zjawisk, na których opiera się radjotechnika, na tyle przedstawionych matematycznie, o ile jest to niezbędne dla właściwego zdania sobie sprawy z przebiegu tych zjawisk i z kierunku, w jakim wpływają różne czynniki na charakter tego przebiegu jak również dla wyrobienia sobie i wpojenia właściwego poglądu o rzędzie wielkości, z jakimi ma się tu do czynienia.

Objęcie całości radjotechniki — w obecnym jej stanie — wymaga bowiem studjów obszernej literatury książkowej, a głównie perjodycznej, przeważnie w obcych językach (w angielskim, niemieckim i francuskim).

Szybki rozwój radjotechniki, powodujący ciągle zmiany — częstokroć zasadnicze — w pojęciach, ujęciach, poglądach i modach, panujących w tej dziedzinie tak pod względem teoretycznym jak i zastosowań praktycznych, zmusza do ogólnego traktowania nowego materiału — z pewnem opóźnieniem. Dlatego też kurs ten nie nosi cech aktualności „aż po dzień dzisiejszy”.

Dla przestudjowania jego potrzebna jest znajomość ogólnego kursu fizyki, podstaw elektrotechniki, teorii prądów zmiennych i techniki prądów szybkozmiennych.

W zakończeniu poczuwam się do milego obowiązku serdecznego podziękowania p. B. Ryniejskiemu, asystentowi Zakładu Radjotechniki Pol. Warsz. za pomoc przy wydawaniu niniejszego kursu.

JANUSZ GROSZKOWSKI.

Warszawa, 1932.

~~Mr. ...~~
A. Korgowd.

PRZEDMOWA

Wielce szanowni Państwo,
Cieszymy się, że w tym roku
możemy przedstawić Wam
Książkę, która jest owocem
naszych badań i starań.
Wierzymy, że będzie dla
Wasza cenna i interesująca.
Książka ta jest poświęcona
temu, który jest dla nas
bardzo ważny i ważny dla
całego społeczeństwa.
Mamy nadzieję, że dzięki
niej, będziecie mogli lepiej
zrozumieć ten problem.
Wierzymy, że będzie to
dla Wasza wielka korzyść.
Z wyrazami szacunku,
A. Korgowd.

W S T Ę P.

Przedmiot radjotechniki. - Radjotechnika jest nauką techniczną, traktującą o specjalnych zastosowaniach pewnych zjawisk fizyki i elektrotechniki do celów radjokomunikacji.

Przez radjokomunikację albo komunikację radjoelektryczną /Funkübertragung, communication radioélectrique, radiocommunication / należy rozumieć łączność, t.j. przesyłanie tekstu, znaków, sygnałów, obrazów lub dźwięków przy pomocy fal elektromagnetycznych, rozchodzących się bez pośrednictwa przewodów.

Jeśliby nawet uważać radjotechnikę za jeden z rozdziałów elektrotechniki, to niemniej, należy przyznać, że rozdział ten rozrósł się w ostatnich latach do takich rozmiarów, objął tak najrozmaitsze zagadnienia, iż siłą rzeczy musiał być wydzielony i traktowany oddzielnie jako nauka techniczna.

Istotnie, jeśli przyjrzymy się jakiegokolwiek zagadnieniu radjotechniki, spotkamy się tam z zastosowaniem wszechstronnem całego szeregu zjawisk z najrozmaitszych dziedzin nauki i techniki. Pod tym względem radjotechnika jest bodajże jedyną, i trudno jest przytoczyć jakąś inną gałąź techniki, która by-

łaby równie wszechstronną pod względem obejmowania tak wielkiej ilości różnych i odrębnych dziedzin, co radjotechnika.

Radjostacja nadawcza to cała elektrownia nierzadko o mocy 1000 kW z urządzeniami silnikowymi, prądnicami lub prostownikami wysokiego napięcia, rozdzielnią, z masztami lub wieżami kilkuset metrowej wysokości, z siecią przewodów antenowych o rozpiętości tego samego rzędu, na których napięcia przekraczają często sto tysięcy woltów.

Generatory prądów wielkiej częstotliwości to już urządzenia par excellence radjoelektryczne ; jak to alternatory wielkiej częstotliwości, generatory lampowe lub łukowe będące przedmiotem wykładu radjotechniki.

W radjostacjach odbiorczych, obok zagadnień czysto elektrycznych, spotykamy szereg zastosowań urządzeń, objętych wykładem teletechniki, jak to : aparaty telegraficzne piszące, drukujące, przekaźniki , telefony, mikrofony, linje łącznikowe i t.p.

Z fizyką spotykamy się również dość blisko w całym szeregu działów, zaliczonych - ze względu na swój związek - do radjotechniki, a mianowicie w za-

gadnieniu przetwarzania energii dźwięków na energję elektryczną i odwrotnie / słuchawki , głośniki, mikrofony, adaptary gramof. i t.d. / oraz energii świetlnej na elektryczną i odwrotnie / komórki fotoelektr. komórki Kerr'a i t.d. /.

Kulminacją zaś tej symbiozy radjotechniki z fizyką jest cała dziedzina lamp katodowych / emisja elektronów przez katodę, próżnia i t.d./, które zawdzięczają swój stan obecny pracom fizyki technicznej.

Rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w przestrzeni między stacją nadawczą a odbiorczą, prawie mniej lub więcej zbadane a rządzące tem rozchodzeniem się, hipotezy eo do struktury tej przestrzeni pod względem własności elektrycznych są ściśle związane z badaniami meteorologicznymi i geofizycznymi.

Wreszcie, jeśli zwrócimy uwagę na pewną właściwość radjokomunikacji elektrycznej, mianowicie na właściwość nieuznawania granic politycznych, zauważymy, iż okoliczność ta stwarza pewne sytuacje prawne, wymagające regulacji międzynarodowej , a więc radjokomunikacja wkracza w zagadnienia prawa międzynarodowego.

Tę ogólną charakterystykę przedmiotu radjo-

techniki z podkreśleniem obszerności zagadnień przytaczamy tu dlatego aby zwrócić uwagę na ścisły związek, jaki istnieje między radjotechniką a innymi dziedzinami nauki.

I s t o t a r a d j o k o m u n i k a c j i. Istota radjokomunikacji polega na wytwarzaniu w danym punkcie przestrzeni /na t.zw.stacji nadawczej / zaburzeń elektromagnetycznych, które, rozchodząc się bez pomocy pośredniczącego specjalnego połączenia materialnego, dochodzą do innego punktu przestrzeni /stacji odbiorczej /, gdzie zostają stwierdzone jako sygnały.

Zaburzenia elektromagnetyczne, służące do powyższego celu, zostały wykryte przez Hertz'a jako potwierdzenie doświadczalne teorii Maxwell'a . Są to tak zwane fale elektromagnetyczne, po raz pierwszy świadomie zastosowane w radjokomunikacji przez Marconi'ego.

F a l e. - Fale te, jak wiadomo rozchodzą się w przestrzeni z szybkością światła u_s . Długość fali λ , zależna od częstotliwości f zaburzenia, wyraża się znany wzorem :

$$\lambda = \frac{u_s}{f} = u_s \cdot T, \quad (u_s = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek})$$

gdzie

$$f = \frac{1}{T} \text{ okr./sek.}, \quad \text{zaś } T = \text{okres zaburzeń.}$$

Wybór tej lub innej długości fali wzgl. częstotliwości dla celów komunikacji radjoelektrycznej uwarunkowany jest całym szeregiem względów, przede wszystkim natury praktycznej : w pierwszym rzędzie rozchodzeniem się fal w warunkach rzeczywistych, a następnie łatwością wytwarzania, wysyłania i odbioru.

W obecnym stanie rozwoju radjotechniki stosuje się określone zakresy fal wzgl. częstotliwości /Tablica I / w zastosowaniu do najrozmaitszych służb radjokomunikacyjnych.

1000 kc = 1 Mc (megacykl)

T A B L I C A I

Nazwa zakresu fal	λ_m	$f_{kc.}$	Zastosowanie
długie	powyżej 3000m	poniżej 100kc	kom.st.tlgr.
średnie	od 3000m do 200m	100kc 1500kc	kom.tlgr.itlf. ruch.i rdjfon.
pośrednie	od 200m do 50m	1500kc 6000kc	wzgl.m.zast.
krótkie	od 50m do 10m	6000kc 30000kc	kom.kr.fal na wielk.odległ.
b.krótkie	poniżej 10m	powyżej 30000kc	m.odl.labor.

Tablica ta podaje zakresy fal i ich nazwy przyjęte przez C.C.I.R. Międzyn.Komitet Doradczy Radjokom./ w Hadze 1929 r.

Ostatnio wprowadza się klasyfikację fal nie według długości, lecz według częstotliwości wyrażanej w kilocyklach.

1 kilocykl /kc/ = 1000 cykli /c/

Zamiana w/g wzoru : $f_{kc} = \frac{300\ 000}{\lambda_m}$

Służby radjokomunikacyjne.

Służby te dadzą się sklasyfikować następująco :

1. Radjokomunikacje stałe /fixe/ :

a. Telegraficzne i telefoniczne, zazwyczaj daleko-
siężne między dwoma stałymi punktami.

b. Tlgr. i tlf. między kilkoma punktami stałymi.

2. Radjokomunikacje ruchome /mobile/

a. Tlgr. i tlf. między stałymi a ruchomymi i ru-
chomymi a ruchomymi / żegluga powietrzna i
morska między sobą i lądem /

3. Radjokomunikacje jednostronne :

a. Radjofonja /nadawanie sygnałów dla najrozma-
itszych celów : muzyki, mowy, obrazów i t.d./

b. Radjolatarnie /nadawanie sygnałów orientacyj-
nych co do miejsca /

c. Radjokompasy /nadawanie sygnałów kierunkowych/

d. Służby różne /meteorologia, sygn. czasu, sygna-
ły fal wzorcowych i t.d.

Urządzenie radjokomunikacyjne. - W każdym urządzeniu radjokom. rozróżniamy :

1. stację nadawczą, 2. przestrzeń, 3. stację odbiorczą.

O ile przebiegi na stacji nadawczej i odbiorczej znajdują się w mniejszym lub większym stopniu w sferze wpływu techniki, o tyle przebiegi w przestrzeni między temi stacjami leżą poza tą sferą. Stąd wynika, iż do praw regulujących rozchodzenie się fal w tej przestrzeni należy w znacznej mierze naginać charakterystyki wysyłanych fal elektromagnetycznych a przez to i budowę urządzeń nadawczych i odbiorczych.

Mechanizm radjokomunikacji.

Mechanizm radjokomunikacji jest następujący :

Na stacji nadawczej w t.zw. generatorze prądów w.cz. energia pierwotna /mechaniczna lub elektryczna / drogą kolejnych przemian przetwarza się na energję elektryczną o częstotliwości, odpowiadającej długości fali radjokomunikacyjnej.

Następnie energia w.cz. zostaje doprowadzona do t.zw. anteny, t.j. urządzenia służącego do wypromieniowywania tej energii w przestrzeń pod postacią fal elektromagnetycznych.

Fale elektromagnetyczne, rozchodząc się w prze-

strzeni, dosięgają stacji odbiorczej. W jej organie chwytającym - antenie odbiorczej - wzbudzają SEM-ną, której obecność zostaje ujawniona przy pomocy aparatury odbiorczej jako t.zw. sygnał.

Przesyłana w ten sposób energia elmg. winna być uprzednio urobiona na stacji nadawczej w ten lub inny sposób zależnie od rodzaju sygnału komunikacyjnego.

R o d z a j e s y g n a ł ó w. - W dzisiejszym stanie radiokomunikacji przesyłane sygnały można podzielić na :

sygnały o stałym natężeniu , a więc sygnały znaków alfabetu kropko-kreskowego, sygnały znaków aparatów drukujących / zazwyczaj impulsy kropkowe /, sygnały telegrafiki / rysunki i fotografie siatkowe/

oraz sygnały o zmiennym natężeniu : sygnały dźwiękowe , sygnały pewnych systemów telegrafiki i telewizji.

M a n i p u l a c j a i m o d u l a c j a . - Sygnały grupy pierwszej uzyskuje się w stacji nadawczej przez tak zwaną manipulację, natomiast sygnały grupy drugiej-przez modulację. W ten sposób do generatora i anteny stacji nadawczej dochodzi jeszcze - zależnie od przeznaczenia stacji - urządzenie manipulacyjne lub

modulacyjne. Stosownie do tego na stacji odbiorczej będziemy mieli odpowiednie urządzenia przetwarzające odebrane sygnały na żadaną postać energii / aparaty drukujące, głośniki, fultografy, przekaźniki uruchamiające mechanizmy i t.d./.

Podział zagadnień radjotechniki. - Opierając się na tych poszczególnych etapach mechanizmu radjokomunikacji można przeprowadzić pewien podział zagadnień radjotechniki, a mianowicie rozpatrywać je następująco :

1. Generatory, prądów wielkiej częstotl.,
2. Anteny nadawcze ,
3. Promieniowanie i rozchodzenie się fal,
4. Anteny odbiorcze ,
5. Odbiór i odbiorniki,
6. Modulacja i manipulacja,
7. Inne zagadnienia.

Jednakowoż korzystniej jest podział powyższy nieco zmodyfikować, rozpoczynając od opisu i działania pewnych przyrządów, odgrywających w dzisiejszej radjotechnice rolę dominującą i znajdujących zastosowanie w najrozmaitszych etapach powyżej rozpatrzonych. Mamy tu na myśli lampy katodowe. Ich opis i teorię rozpatrzymy przedewszystkiem.

OZNACZENIA.

- A** - stała, skrót wyrażenia, **α** - stała, skrót wyrażenia, wymiar geom.
 oznaczenie punktu, amper.
- B** - stała, skrót wyrażenia, indukcja. **β** - stała, skrót, wym. geom. długość cewki, bel.
- C** - pojemność, centy, - wymiar geom. **c** - stała, pojemność, cykl.
- D** - stała, skrót wyrażenia, średnica. **α** - stała, skrót, różniczka, decy, gęstość.
- E** - siła elektromot. /SEM-na/ moduł sprężystości. **e** - SEM-na, zasada log. naturalnych.
- F** - skrót, natęż. pola elektr. częstotliwość, farad. **f** - skrót, natęż. pola elektrycznego, częstotliwość.
- G** - skrót wyraż. dobroć lampy. **g** - skrót, skok uzwojenia.
- H** - natęż. pola magn., henr. **h** - natęż. pola magn., wysokość.
- I** - natężenie prądu. **i** - natężenie prądu.
- J** - miara dobroci próżni. **j** = $\sqrt{-1}$
- K** - współczynnik amplifikacji. **k** - stop. wzmochn. spółcz. proporcjon., kile.
- L** - indukcyjność własna. **l** - indukcyjność, długość.
- M** - indukcyjn. wzajemna, moment magnet., mega. **m** - skrót, indukc. wzajm. głęb. modul., masa ele-

O - obciąż. katody, anody	-ktrenu, wzrost oporn., spócz.
	początek spórzędnych.
P - moc, oznacz. punktu.	p - moc, przekł. ilość par bieg.
Q - ładunek.	q - ładunek.
R - oporn. rzeczywista,	r - oporność rzeczywista, pro-
	promień, odległość.
S - oporn. nach. charakt.	s - selektywność, powierzchnia.
T - okres, temperatura.	t - czas.
U - skrót wyrażenia.	u - szybkość.
V - napięc., potenc., wolt.	v - napięcie, potencjał.
W - skrót wyrażenia, wat.	w - skrót wyrażenia.
Y - skrót wyrażenia.	y - spólrzędna.
X - oporność urojona.	x - spólrz., oporność urojona.
Z - oporność zespolona.	z - spólrz., oporność zespol.

sn - sinus.

cs - kosinus.

tg - tangens.

ctg - kotangens.

ln - logarytm naturalny.

lg - logarytm dziesiętny.

α - kąt, spólczynnik.

∂ - różniczka cząstkowa.

β - kąt, spólczynnik.

\mathcal{D} - kąt, dekrem. log. tłum.,

γ - kąt, spólczynnik.

η - sprawność.

δ - spólcz. tłum., przy-
rost, średn, szczel.

ϵ - ładunek elektronu, stała
dielektryczna.

Δ - przyrost skończony	Ω - pulsacja, om
φ - faza	$\pi = 3,1415\dots$
Φ - strumień	ρ - oporność
χ - skrót wyrażenia	σ - gest.ładun., przewodność
κ - sprzężność	Σ - suma
λ - długość fali	τ - czas, podziałka biegunowa
μ - przenikl. magn., mikro.	θ - kąt
ω - pulsacja	ψ - strata napięcia

Ważniejsze znaczniki.

α - anodowy	z - źródło
k - katody, żarzenia	r - roboczy
s - siatki	max - maksymalny
e - emisyjny, elektron.	min - minimalny
ec - emisyjny całkow.	opt - najkorzystniejszy
nas - nasycenia	o - początkowy, zerowy
j - jonowy	n - rzędu n , niewykorzyst.
$pr.$ - promieniowania	m - modulacyjny
str - strat	g - generacyjny
u - użyteczny	q - kwarc
sk - skuteczny	A - antena

Niektóre znaki.

	wartość bezwzględna .	÷	w granicach
>	większy	≈	w przybliżeniu równy
»	dużo większy	∝	proporcjonalny do
<	mniejszy	→	dąży do
«	dużo mniejszy	↗ ↘	rośnie, maleje

Różne oznaczenia.

°C	stop. skali stustopn.	°K	stop. skali bezwzgl./Kel-
u_s	szybk. światła = $3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek}$	wina/	= °C + 273
w.c.	wielka częstotl.	m.c.	mała częstotliwość
p.c.	pośrednia częstotl.		

Jednostki elektryczne.

m	- mili	μ	- mikro	c	- cykl = okres/sek
k	- kilo	mμ	- mikromikro	kc	- kilocykl = 1000 c.
M	- mega	B	- bel	1 T.U.	= 1 dB
d	- decy	dB	- decybel = 0,1 B,	nep	- neper.

Przebiegi sinusoidalne.

litera duża z kreską	np. \bar{V}	- amplituda
litera duża	np. V	- wartość skuteczna
litera mała pisana	np. v	- wartość chwilowa

$$\text{np. } v = \bar{V} \cdot \sin \omega t; \quad V = \frac{\bar{V}}{\sqrt{2}}$$

Symbole.

Litera duża pisana oznacza symbol. W odniesieniu do prądów, napięć i t.d. — symbol zmienności w czasie;

np. V - symbol napięcia. W odniesieniu do oporności - symbol zespoloności, np. $Z = R + jX$; $Z = \sqrt{R^2 + X^2}$

Wektory.

Litera z daszkiem - wektor / o określonym położeniu w przestrzeni / Np. \vec{F} - amplituda wektora natężenia pola elektrycznego, \vec{f} - chwilowa wartość wektora natężenia pola elektrycznego /zmiennego w czasie /.

Wielkości stałe, tętniące.

Znaczek 0 przy dużej literze np. V_0 - wartość stała nap.,
litera mała drukowana np. v - bież. wartość nap.
znaczek ' przy małej literze np. v' - chwil. wart. tętn.

$$1 \text{ Farad} = 9 \cdot 10^{11} \text{ cm.}$$

LAMPY KATODOWE

WSTĘP

W radjotechnice lampami katodowymi nazywamy przyrządy, których działanie opiera się na własnościach przewodzących strumienia elektronów w próżni. Źródłem elektronów jest katoda wytwarzająca je na drodze cieplnej.

W lampach dwuelektrodowych /kenotronach / wykorzystuje się jednokierunkowe przewodnictwo tego strumienia, w lampach wieloelektrodowych /jedno - lub wielosiatkowych/ wykorzystuje się możliwość oddziaływania elektrostatycznego na natężenie tego strumienia a więc na oporność wewnętrzną lampy. Umożliwia to zastosowanie lampy katodowej dwuelektrodowej jako prostownika, zaś lampy wieloelektrodowej - jako b.czułego przekaźnika proporcjonalnego, a następnie jako generatora prądów zmiennych.

Historja właściwej lampy katodowej dwuelektrodowej rozpoczyna się w roku 1905, gdy Fleming zastosował ją jako prostownik do celów radjotechniki. W 1907 Lee de Forest wprowadza do lampy Fleminga

siatkę, stwarzając lampę trójelektrodową.

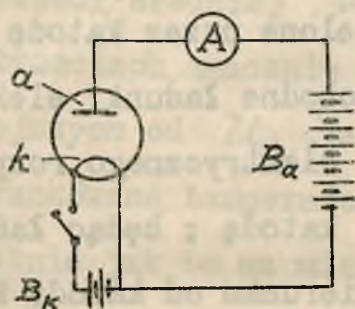
v.Lieben w 1910 r. wykorzystał lampę trójelektrodową do wzmacniania prądów zmiennych. W 1913 Meissner zastosował zasadę sprzężenia zwrotnego w lampie katodowej trójelektrodowej, realizując w ten sposób poraz pierwszy lampowy generator prądów zmiennych.

Od tego momentu rozwój - w pełnym znaczeniu tego słowa - lampy katodowej jako takiej oraz jej zastosowań zaczyna posuwać się bardzo szybko naprzód zaś rola jaką ma odegrać w radjotechnice staje się przesądzona.

K A T O D A.

Zjawisko Edison'a.

Istota zjawiska, na którym opiera się działanie lamp katodowych, jest następująca: W bańce szklanej /rys.1/



Rys.1.

znajdują się dwie elektrody : katoda k w postaci drucika lub wstążki z metalu trudno-topliwego /platyna, wolfram lub t.p. / oraz anoda α - w posta-

ci cylindra metalowego, otaczającego drucik katody lub w postaci płytki.

Wewnątrz bańki wytworzona jest doskonała próżnia, mierząca się milionowymi częściami milimetra słupa rtęci, a więc praktycznie rzecz biorąc można uważać, iż w bańce niema cząsteczek gazu.

Katoda może być doprowadzona do stanu żarzenia np. przy pomocy prądu z baterji B_K , działającej w obwodzie t.zw. żarzenia. Tego rodzaju przyrząd nazywać będziemy lampą katodową dwuelektrodową /dioda/. Doświadczenie pokazuje, iż w obwodzie t.zw. anodowym, utworzonym przez : baterję anodową B_α , wskaznik prądu A , przerwę próżniową w lampie $\alpha-k$, prąd

może płynąć tylko wówczas, jeżeli katoda doprowadzona jest do odpowiedniej temperatury oraz połączona jest z ujemnym biegunem baterji anodowej.

Istota tego zjawiska polega na emisji elektronów przez ciała rozżarzone - w danym przypadku przez rozżarzoną katodę. Wydzielone przez katodę elektrony poruszają się jako swobodne ładunki elektryczne pod działaniem sił pola elektrycznego, rozpierającego się między anodą i katodą ; będąc ładunkami ujemnymi poruszają się w kierunku od katody ku anodzie /o znaku dodatnim /, a więc dają w obwodzie anodowym prąd o kierunku przeciwnym.

E m i s j a e l e k t r o n ó w. - Badania nad emisją elektronów z ciał w wysokich temperaturach podjął Richardson, opierając się na założeniu istnienia wewnątrz ciała swobodnych elektronów. Elektrony te ulegają działaniu sił wywieranych przez atomy, niepozwalających na wydostanie się ich - w normalnych warunkach - poza obręb ciała. Są one w ciągłym ruchu bezładnym na kształt cząsteczek gazu, będącego jako całość w spoczynku. W każdej chwili szybkości poszczególnych elektronów są określone przez prawo Maxwell'a o rozkładzie szybkości, które pozwala - na

zasadzie rozważań rachunku prawdopodobieństwa - przeprowadzić procentowy podział wszystkich elektronów w zależności od ich szybkości. W ten sposób okazuje się, że największy procent stanowią elektrony o pewnej szybkości średniej u_0 , niewielki zaś procent o szybkościach znacznie większych od u_0 i znacznie mniejszych od u_0 . Ta szybkość średnia jest znów uwarunkowana temperaturą ciała i rośnie wraz z nią, podobnie jak to ma miejsce z cząsteczkami gazu w teorii kinetycznej gazów.

Elektrony obdarzone szybkościami zawierają oczywiście pewien zasób energii kinetycznej. Jeśli energia ta jest dostatecznie duża, może elektron pokonać siły, wiążące go z atomami w ciele i wydostać się poza obręb działania tych sił, a więc wyswobodzić się z ciała. Mówimy wówczas, iż elektron wykonał pracę wyjścia; pracę tę mierzymy wielkością szybkości u_1 , która jest niezbędna do tego, aby elektron posiadał odpowiednią energję do wykonania pracy wyjścia. Ta szybkość znów mierzy się wielkością napięcia elektrycznego V , potrzebnego aby elektronowi o danej masie m i ładunku e , nadać szybkość u_1 , a to zgodnie z równaniem zachowania energii:

$$\frac{m \cdot u_1^2}{2} = V \cdot e \quad /1/$$

Szybkość wyjściowa elektronów. - Elektrony, opuszczające katodę o danej temperaturze, posiadają w chwili wyjścia pewną szybkość początkową, zwaną wyjściową szybkością elektronów. Szybkość ta nie jest dla wszystkich elektronów jednakowa, bowiem - jak wiadomo - określa się prawem rozkładu szybkości. Wyrażona w skali napięcia, zgodnie z/1/ dla najszybszych elektronów przy najwyższych stosowanych temperaturach katod /na przykład wolfram w temperaturze $T_k = 2600^\circ K$ / nie wiele przekracza ona napięcie 2 V. Tak więc przyjmować można, iż elektrony pod wpływem szybkości wyjściowej nie osiągną w żadnym razie anody o potencjale ujemnym / w stosunku do katody / większym od 2 V.

Wielkość pracy wyjścia zależy od rodzaju materiału, z którego sporządzona jest powierzchnia katody. Im praca wyjścia jest mniejsza, tem niższa temperatura potrzebna jest do uzyskania danej emisji elektronowej lub też przy tej samej temperaturze uzyskuje się większą emisję.

W z ó r R i c h a r d s o n ' a - Richardson wyprowadził wzór pozwalający obliczyć ilość elektronów wydzielanych w jednostce czasu, a więc natężenie prądu emisyjnego I_{ec} z katody, z danego materiału, o danej powierzchni S_K i temperaturze T_K .

Natężenie prądu w miliamperach:

$$I_{ec} = A \cdot S_K \cdot \sqrt{T_K} \cdot e^{-\frac{B}{T_K}} \quad /2/$$

Tutaj A i B są stałymi, zależnymi od rodzaju materiału katody, e - zasada logarytmów naturalnych, T_K - w stopniach bezwzględnych ($= ^\circ C + 273$) - czyli stopniach Kelwin'a ($^\circ K$), S_K - w cm^2 .

Stała B określa wielkość pracy wyjścia przez zależność:

$$B = \frac{\epsilon \cdot \Phi}{k} \quad , \quad /3/$$

w której :

ϵ = ładunek elektronu = $1,593 \cdot 10^{-19}$ kulona

k = stała gazowa Boltzmann'a = $1,372 \cdot 10^{-16}$ erg/stop.

Φ = "praca wyjścia" elektronu mierzona w woltach.

Np. dla katody z czystego wolframu: $A = 2,36 \cdot 10^{10}$, $B = 52500$.

W z ó r D u s h m a n ' a . - Dushman nadał wzorowi Richardson'a postać bardziej ogólną

$$I_{ec} = A_0 \cdot S_K \cdot T_K^2 \cdot e^{-\frac{B_0}{T_K}} \quad /4/$$

Tutaj A_0 jest t.zw. stałą uniwersalną /będącą jednak stałą tylko w pewnych warunkach /, określoną przez Dushman'a jako

$$A_0 = 60,2 \cdot 10^3 \text{ mA} / (\text{stopień})^2 \quad /5/$$

Wartości stałej B_0 , wchodzącej do wzoru /4/, podane są dla niektórych ciał w tablicy I.

T A B L I C A I.

Stała B_0 dla niektórych ciał.

Materiał	B_0	Materiał	B_0
Wolfram	52600	tlenek wapnia	20500
molibden	51900	" baru	11500
tantal	47700	" strontu	14750
nikiel	49000	tlenki BaO i SrO	12100
platyna	62700	wolfram pokryty całkowicie torem	31200
wapń	26000		
tor Th	38000		

Dla katod niejednorodnych stała A_0 posiada wartość różną od $60,2 \cdot 10^3$.

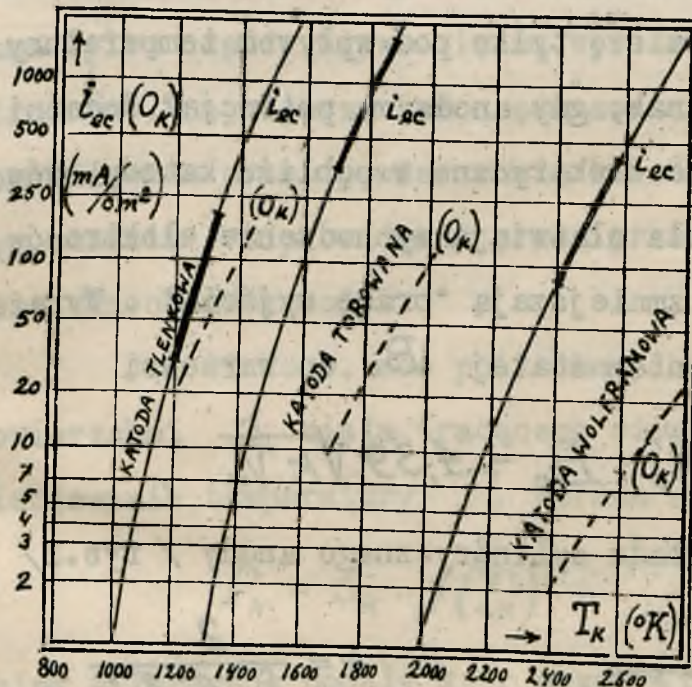
Np. dla katody z tlenków baru i strontu

$$A_0 = 1,07, \quad (B_0 = 12100), \quad /6/$$

podczas gdy dla katody wolframowej pokrytej całkowicie torem

$$A_0 = 7000 \quad (B_0 = 31200) \quad /6/$$

Zależność prądu emisyjnego całkowitego od temperatury - jak to wynika ze wzoru /2/ lub /4/ - jest kształtu wykładniczego o przebiegu wskazanym w skali logarytmicznej na rys. 2. Prąd ten zaczyna się zjawiać prak-



Rys. 2.

tycznie biorąc - dopiero począwszy od pewnej temperatury, której odpowiada szybkość średnia emitowanych elektronów u_0 , większa od tej, jaka jest potrzebna do wykonania pracy wyjścia. Temperatura ta jest tem

niższa, im mniejsze B_0 posiada dana katoda.

Na rys.2 mamy w ten sposób 3 krzywe, odpowiadające wolframowi, torowi oraz tlenkom metali ziem alkalicznych.

"Wyciągające" działanie napięcia. - Powyższe wzory pozwalają obliczyć emisję w przypadku, gdy na elektrony opuszczające powierzchnię katody żadne zewnętrzne siły nie działają, t. zn., że emisja odbywa się tylko pod wpływem temperatury katody. Z chwilą jednak, gdy anoda ma potencjał dodatni V_a i wytwarza pole elektryczne w pobliżu katody, wówczas siły tego pola ułatwiają wychodzenie elektronów z katody, czyli zmniejszają "pracę wyjścia". Wyraża się to zmniejszeniem stałej B_0 do wartości

$$B'_0 = B_0 - 4,39 \cdot \sqrt{k \cdot V_a} \quad /8/$$

gdzie dla układu cylindrycznego anody / rys.3/



$$k = \frac{2}{\delta_k \cdot \ln \frac{2 \cdot r_a}{\delta_k}} \quad /9/$$

Ta poprawka napięcia wyciągającego jest jednak w większości przypadków / normal-

Rys.3

nie stosowane wymiary, niewielkie napięcia/ do pominięcia, jest bowiem rzędu jednostek procentów.

Ż a r z e n i e k a t o d y. - Dla wytworzenia na powierzchni katody temperatury T_K niezbędnej dla wywołania emisji elektronowej, należy doprowadzać pewną ilość ciepła. Ciepło to otrzymuje się zazwyczaj z energii elektrycznej prądu stałego lub zmiennego o natężeniu I_K pod napięciem V_K , dostarczanej ze źródła energii żarzenia.

Z doprowadzonej do katody energii żarzenia znikoma tylko część zużywa się na wywołanie emisji elektronowej, największa zaś część zostaje głównie wypromieniowana przez powierzchnię katody oraz - w pewnym stopniu - odprowadzana przez przewodzenie cieplne zamocowań katody.

Jak wiadomo, moc potrzebna do utrzymania na powierzchni S_K ciała, tracącego ciepło na drodze promieniowania, temperatury T_K wyraża się wzorem:

$$P_K = S_K \cdot f(T_K) \quad \text{10/}$$

Worthing i Forsythe podali wzór, pozwalający na obliczenie mocy P_K przypadającej na 1 cm^2 katody umieszczonej w próżni, niezbędnej dla uzyskania temperatury T_K .

Wzór ten przedstawiony w dogodniejszej do obliczeń postaci logarytmicznej jest:

$$\lg p_k = 3,68(\lg T_k - 3,3) - \frac{1040}{T_k} + 1,9 \quad /11/$$

Wartości p_k w W/cm^2 dla temperatur w zakresie T_k od 1000 do 2800 $^\circ\text{K}$ podane są w tablicy II.

T A B L I C A I I .								
T_k	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2100	$^\circ\text{K}$
p_k	0,57	1,66	3,90	7,9	14,4	24,2	30,7	W/cm^2
T_k	2200	2300	2400	2500	2600	2700	2800	$^\circ\text{K}$
p_k	38,3	47,3	57,8	69,8	83,8	99,7	117	W/cm^2

Zazwyczaj katoda może być uważana za oporność rzeczywistą, a przeto moc żarzenia oblicza się tu wprost jako

$$P_k = V_k \cdot I_k \quad , \quad /12/$$

zaś oporność katody jako

$$R_k = \frac{V_k}{I_k} \quad /13/$$

Oporność ta nie jest jednakowoż wielkością stałą, lecz zależy od temperatury, a więc jest funkcją V_k lub I_k .

Dla stosowanych katod /metalowych/ oporność ta rośnie wraz z temperaturą. Tak np., dla katody wolframowej oporność katody, nagrzanej do temperatur, nor-

malnie stosowanych, jest kilkunastokrotnie większa od oporności w stanie zimnym.

Katoda jako źródło elektronów. - Jeżeli katodę uważać za źródło elektronów, to jest oczywiste, iż chcielibyśmy z niej otrzymać przy jaknajmniejszym zużyciu energii żarzenia P_k jak największy prąd emisyjny I_{ec} . Miarą wykorzystania pod tym względem katody będzie więc wyrażenie

$$\frac{I_{ec}}{P_k} = \sigma_k, \quad /14/$$

które nazwiemy obciążeniem katody, a które wskazuje jakie natężenie prądu emisyjnego całkowitego otrzymujemy z jednostki mocy żarzenia. Wstawiając /4/ i /10/ do /14/ otrzymamy

$$\sigma_k = A_0 \frac{T_k^2 \cdot e^{-\frac{B_0}{T_k}}}{f(T)} = \varphi(T_k), \quad /15/$$

a zatem dla danego materiału katody / A_0 i B_0 / obciążenie katody jest funkcją tylko temperatury. Funkcja ta jest szybko wzrastająca ze wzrostem temperatury, gdyż przeważa tu silny wzrost emisji wraz z temperaturą.

Wynika więc stąd wniosek, iż tem ekonomiczniej - pod względem produkcji elektronów - pracuje

katoda - im wyższa jest jej temperatura. Wniosek ten nie nasuwałby żadnych zastrzeżeń, gdyby nie wchodziła tu w grę trwałość katody, zmniejszająca się wraz ze wzrostem temperatury na skutek parowania ciała oraz innych czynników destrukcyjnych. Wybór takiego lub innego obciążenia katody, pociągający za sobą mniejszą lub większą trwałość lampy przy mniejszym lub większym zużyciu energii żarzenia, uwarunkowany jest w pierwszym rzędzie względami natury eksploatacyjnej. Najkorzystniejsze obciążenie katody określa się jako kompromis między kosztem lampy a kosztem energii żarzenia.

M a t e r j a ł y s t o s o w a n e d o w y r o -
 b u k a t o d. W dzisiejszej technice budowy lamp katodowych stosuje się zazwyczaj jako materiały na powierzchnię emitującą : wolfram, tor, bar oraz tlenki metali ziem alkalicznych / strontu, wapnia i t.d./

K a t o d a w o l f r a m o w a . - Katoda wolframowa wykorzystana bywa zazwyczaj w postaci drucika ciągnionego o strukturze krystalicznej z wolframu czystego z niewielką domieszką toru / ok.0,75 % /
 / w celu polepszenia własności mechanicznych i obrób-

T A B L I C A III

Dane charakterystyczne katody wolframowej o średnicy δ_K długości l_K .

T_K	ρ_K	i_{ec}	O_K	$\frac{V_K \cdot \delta_K^{\frac{1}{2}}}{l_K}$	$\frac{I_K}{\delta_K^{\frac{3}{2}}}$	ρ_K	M
$^{\circ}K$	$\frac{W}{cm^2}$	$\frac{mA}{cm^2}$	$\frac{mA}{W}$	$\frac{V}{cm^{\frac{1}{2}}}$	$\frac{A}{cm^{\frac{3}{2}}}$	$\frac{m\Omega}{cm}$	$\frac{g}{cm^2 \text{ sek}}$
1700	11	0,004	0,0004	0,0450	755	46,7	$0,42 \cdot 10^{-16}$
1800	14	0,05	0,003	0,0535	845	49,9	$0,58 \cdot 10^{-15}$
1900	19	0,26	0,013	0,0632	930	53,2	$1,47 \cdot 10^{-14}$
2000	24	0,12	0,046	0,0740	1025	56,7	$1,77 \cdot 10^{-13}$
2100	30	4,27	0,14	0,0857	1120	60,1	$1,67 \cdot 10^{-12}$
2200	38	14,1	0,37	0,0985	1215	63,5	$1,25 \cdot 10^{-11}$
2300	47	43,7	0,92	0,1120	1320	66,9	$0,78 \cdot 10^{-10}$
2400	57	123	2,13	0,1275	1415	70,5	$0,44 \cdot 10^{-9}$
2500	69	302	4,35	0,1435	1530	74,0	$2,05 \cdot 10^{-9}$
2600	84	776	9,25	0,1610	1630	77,6	$0,88 \cdot 10^{-8}$
2700	100	1740	17,5	0,1800	1740	81,2	$3,2 \cdot 10^{-8}$
2800	119	3740	31,5	0,2000	1860	84,8	$1,13 \cdot 10^{-7}$

ki/ o średnicy od kilku setnych mm., aż do paru milimetrów w lampach bardzo wielkiej mocy. Stosowane obciążenie katody σ_k zawiera się w granicach od kilku do kilkunastu mA / W , średnio - w lampach nadawczych - waha się około $\sigma_k = 5 \text{ mA} / \text{W}$. Obciążeniom tym odpowiada temperatura katody T_k od 2400 do 2600 °K oraz trwałość od kilkuset do kilku tysięcy godzin.

Niektóre dane odnośnie katody wolframowej podane są w tablicy III.

K a t o d a t o r o w a - Katodę torową uzyskuje się przez wytworzenie b.cienkiej warstwy toru na jakimś podłożu /rdzeniu/ metalowym, zazwyczaj wolframowym, **tak** zwany wolfram torowany.

Warstwę toru otrzymuje się drogą pewnych procesów fizyko-chemicznych przez dodanie do wolframu, z którego sporządzony jest rdzeń, pewnej domieszki tlenku toru /do 4 %/, a następnie przez redukcję tego ostatniego na czysty tor. Przy pewnej temperaturze /2600 - 2800°/ tlenki toru dyfundują ku powierzchni, redukują się na tor, tworząc tu b.cienką /jedno-atomową/ warstwę czynną. Warstwa ta nie pokrywa jednolicie całej powierzchni wolframu, lecz

tworzy rodzaj wysp, stosunek powierzchni których do powierzchni całego rdzenia wyraża się t.zw. współczynnikiem pokrycia σ , wynoszącym zazwyczaj ok. 0.9.

Podczas użytkowania katody na miejsce parujących atomów toru defundują nowe atomy z głębi rdzenia wolframowego, dając wciąż pewne pokrycie, czyli skuteczność powierzchni. Z chwilą gdy wszystkie atomy toru wyparuje katoda traci emisję. Również strata emisji może nastąpić z innych powodów, np. wskutek wejścia toru w związek chemiczny z gazami, które mogą ewentualnie znaleźć się wewnątrz lampy.

Stosowane obciążenia P_k katod torowanych zawierają się w granicach od 20 do 40 mA/w; odpowiada im temperatura katody od 1700 - 1900° K przy trwałości rzędu 1000 g.

Katody tlenkowe. Katody tlenkowe używa się przez nakładanie związków wodorotlenków węglanów lub t.p. metali alkalicznych /wapnia, strontu, ceru it.d. / - pomieszanych z pewnymi substancjami wiążącymi - na rdzeń /drut lub wstążkę / platynowo-irydowy, osnowo-wolframowy lub molibdenowy. Po nałożeniu takiej warstwy, drogą wyżarzania usuwa się substancje wiążące, a następnie redukuje się

T A B L I C A IV.

Trwałość katody wolframowej /w tysiącach godzin/
 δ_k - w cm., O_k - w mA/w

δ_k / O_k	0,005	0,010	0,015	0,020	0,025	0,03	0,04	0,05
2	3	9	10					
3	1	3	6,5	10				
4	0,5	1,4	3	5	8	10		
5	0,3	0,8	1,7	3	5	7	10	>10
6	0,2	0,5	1,0	2,0	3,0	4,5	9	10
7	0,15	0,35	0,7	1,2	2,0	3	5,1	9
8		0,25	0,5	0,9	1,4	2,2	4	7
9		0,2	0,35	0,7	1,0	1,6	3	5
10		0,15	0,3	0,5	0,8	1,2	2,4	4
12			0,25	0,3	0,5	0,8	1,4	2,5
16					0,25	0,35	0,7	1,2

je na tlenki. Inny sposób wytwarzania warstwy czynnej polega na maczaniu rdzenia katody w roztworach związków tych czynnych metali, a następnie na wygrzewaniu takiego rdzenia w dwutlenku węgla.

Katody tlenkowe są bardzo wrażliwe na wszelkie reakcje chemiczne ; powoduje to pewne trudności fabrykacyjne /wytwarzanie b.dobrej próżni/ oraz podczas użytkowania katody grozi łatwą stratą emisji, w razie przegrzania elektrod i wydzielenia z nich gazów okładowanych.

Stosowane obciążenia katody O_k dochodzą tu do $150 \frac{mA}{W}$ przy stosunkowo niskich temperaturach ok. $1200 + 1400^\circ K$. Trwałość katody jest rzędu tysięcy godzin, jednak w dużym stopniu zależy od rodzaju fabrykatu /użyty materiał, próżnia / oraz od warunków użytkowania lampy.

K a t o d a b a r o w a . - Ostatnio coraz większe zastosowanie znajduje katoda barowana, utworzona przez osadzania par rozpylonego baru metalicznego na rdzeń. Rdzeń wykonany bywa z wolframu torowanego ; z zewnętrzną warstwą tego toru wiążą się pary baru, tworząc warstwę czynną. Rozpylanie baru osiąga się przez nagrzewanie prądami wirowymi płytki z barem meta-

licznym umieszczonej obok rdzenia katody. Obciążenie katody barowanej dochodzi do 150 mA/W przy dużej trwałości.

T r w a ł o ś ć k a t o d y. Scisłe zdefiniowanie trwałości katody napotyka na pewne trudności. Nie mniej, trwałością nazwiemy czas, w ciągu którego katoda zachowuje własności emisyjne potrzebne do prawidłowej pracy lampy katodowej. Dla katody jednorodnej znajdującej się w próżni doskonałej trwałość zależna będzie tylko od szybkości z jaką odbywa się parowanie materiału katody /metal/ w danej temperaturze T_K , gdyż powoduje ono zmniejszanie się ilości materiału katody, a zatem - w pewnym stopniu - czynnej powierzchni katody. Co się tyczy szybkości parowania materiału katody - pewne dane dla katody wolframowej zawiera tablica III ; w rubryce M podana jest masa metalu parującego z 1 cm^2 powierzchni katody w ciągu sekundy / w gramach / w zależności od temperatury T_K . Dane te pozwalają do pewnego stopnia obliczyć trwałość katody z drutu wolframowego / o przekroju kołowym / dla różnych jego średnic δ_K i przy różnych obciążeniach katody O_K / różnych temperaturach /. Odpowiednie dane, potwierdzone materiałem doświadczalnym, podaje tablica IV. Widzisz z niej, iż trwałość τ_K jest

tem większa, im większa jest średnica δ_k . Pocho-
dzi to stąd, iż ze wzrostem δ_k szybciej rośnie ma-
sa metalu /z kwadratem δ_k / niż powierzchnia /z
pierwszą potęgą δ_k /, a przeto większy jest zapas
metalnego podlegającego parowaniu. Dla katod niejednoro-
dnych, a więc takich jak torowane, barowane lub tlen-
kowe trwałość zależy od szybkości wydobywania się z
katody /katody torowane/ oraz parowania materiału czyn-
nego /torowane i barowane/ lub też od stanu próżni i
mechanicznej wytrzymałości warstwy czynnej /tlenkowe/.
O b l i c z e n i e k a t o d y. Obliczenie katody
opiera się na znajomości pewnych własności materiału
katody, określonych doświadczalnie dla różnych tempera-
tur. Głównymi własnościami są : emisja elektronowa,
oporność omowa oraz trwałość katody. Znając zależność
tych wielkości od temperatur, możemy obliczyć wszelkie
inne właściwości w założeniu, że drucik katody jest
prostoliniowy, dostatecznie długi w stosunku do średni-
cy oraz próżnia doskonała.

Moc P_k doprowadzona do katody zamienia się
w niej na ciepło, które następnie zostaje wypromienio-
wane ; zgodnie ze wzorem /10/ będziemy mieli dla kato-
dy z drutu o długości l_k i średnicy δ_k :

$$P_K = V_K \cdot I_K = \pi \cdot \delta_K \cdot l_K \cdot f_1(T_K) \quad /17/$$

Wyrażenie

$$\frac{V_K \cdot I_K}{l_K \cdot \delta_K} = \pi \cdot f_1(T_K) \quad /18/$$

zależy tylko od temperatury.

Podobnie tylko funkcją temperatury jest oporność właściwa materiału katody

$$\rho_K = f_2(T_K) \quad /19/$$

a przeto oporność katody w danej temperaturze T_K

$$R_{KT} = \frac{V_K}{I_K} = \rho_K \cdot \frac{4 \cdot l_K}{\pi \cdot \delta_K^2} \quad /20/$$

jest funkcją temperatury, czyli wyrażenie

$$\frac{\delta_K^2 \cdot V_K}{l_K \cdot I_K} = \frac{4}{\pi} \cdot f_2(T_K) \quad /21/$$

zależy tylko od temperatury.

Z /18/ i /21/ przez pomnożenie otrzymamy

$$V_K \cdot \frac{\delta_K^{\frac{3}{2}}}{l_K} = \varphi_1(T_K) \quad /22/$$

Zaś dzieląc /18/ przez /21/ mamy

$$I_K \cdot \frac{1}{\delta_K^{3/2}} = \varphi_2(T_K) \quad /23/$$

Ponieważ prąd emisyjny całkowity z katody o wymiarach l_K i δ_K w danej temperaturze T_K , zgodnie ze wzorem /4/, jest również funkcją temperatury, czyli

$$I_{ec} = \pi \cdot \delta_K \cdot l_K \cdot f_3(T_K) \quad /24/$$

przeto także obciążenie katody

$$O_K = \frac{I_{ec}}{P_K} = \frac{\pi \cdot \delta_K \cdot l_K}{\pi \cdot \delta_K \cdot l_K} \cdot \frac{f_3(T_K)}{f_1(T_K)} = \varphi_3(T_K) \quad /25/$$

zależy tylko od temperatury - jak to już poprzednio zostało powiedziane.

Zależności /22/, /23/ oraz /19/ dla katody wolframowej zostały podane w tabelicy III.

Tablica V zawiera natomiast orientacyjne wartości prądu żarzenia I_K odpowiadającego normalnie przyjmowanemu obciążeniu $O_K = 5 \text{ mA/W}$ w zależności od średnicy drutu katody wolframowej.

T A B L I C A V

δ_K	0,005	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	cm
I_K	0,5	1,5	4	8	11	16	20	A

Eliminując δ_k z wyrażeń / 22 / i / 23 / otrzymamy zależność

$$\varphi_1(T_k) \cdot \varphi_2(T_k) = \frac{V_k^3 I_k}{\ell_k^3}, \quad /26/$$

która nie zależy od δ_k a zatem, jeśli chcielibyśmy pomimo parowania katody, a więc zmniejszania się jej średnicy - utrzymać stałą temperaturę T_k , należałoby utrzymywać wyrażenie $(V_k^3 \cdot I_k)$ stałym.

Co się tyczy trwałości τ_k katody - jak już było powiedziane - jest ona zależną od T_k oraz od O_k , a więc

$$\tau_k = f(T_k, O_k) \quad /27/$$

Z obserwacji nad katodami, dla których $\ell_k \geq 300 \cdot \delta_k$ wynika, że między τ_k a O_k dla katody wolframowej istnieje zależność

$$\left(\frac{\tau_k'}{\tau_k''} \right) = \left(\frac{O_k''}{O_k'} \right)^{2,6}, \quad /28/$$

t. zn. że trwałości są do siebie w stosunku odwrotnym do 2,6 potęg obciążeń katod.

C z y n n a p o w i e r z c h n i a k a t o d y.
Ponieważ na skutek ostygnięcia końców zamocowanych drutu katody, temperatura jej nie jest na całej długości równomierna, należy przy stosowaniu wzorów na emisję

uwzględnić to przez wprowadzenie t.zw. czynnej powierzchni katody. Spółczynnik redukcji β zależy tu od średnicy oraz od długości drucika.

Dla katody wolframowej w granicach temperatur $1000 \div 2800^\circ K$ Langmuir podał wzór dla obliczenia stosunku β emisji otrzymywanej przy ostygnięciu końców (I_{ec}) do tej, jaka byłaby przy temperaturze równomiernej T_k wzdłuż całej katody (I'_{ec}).

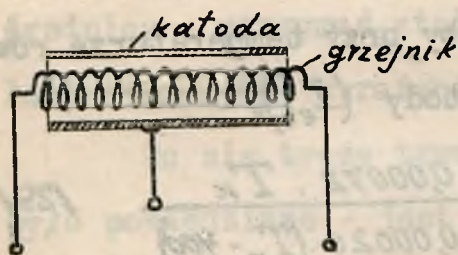
$$\beta = \frac{I_{ec}}{I'_{ec}} \cong 1 - \frac{1 + 0,00072 \cdot T_k}{V_k + 0,00026 \cdot (T_k - 400)} \quad /29/$$

We wzorze tym V_k oznacza napięcie żarzenia katody w woltach .

Przy katodach nieprostolinijnych, np. w kształcie litery V lub M , wewnętrzne części katody, jako zacienione częściowo przez inne części katody, biorą mniejszy udział w emisji, dając pozorne zmniejszenie się czynnej powierzchni katody.

Z a s i l a n i e k a t o d. Przy żarzeniu bezpośrednim - prąd żarzenia przepływa wprost przez drut lub wstążkę, której powierzchnia jest czynną powierzchnią katody. Przy żarzeniu pośrednim - prąd żarzenia przepływa przez niezależny grzejnik, który dopiero nagrzewa - drogą pośrednictwa lub drogą promieniowania ciepłego - właściwą powierzchnię czynną, emitującą

elektrony. Ten ostatni sposób stosuje się przeważnie tylko w lampach typu odbiorczego z katodami do zasilania z sieci prądu zmiennego. Dla uniknięcia wpływu tego prądu żarzenia na przebiegi elektronowe w lampie grzejnik uniezależnia się pod względem elektrycznym od właściwej katody /rys. 4. /, zaś bezwładność ciepl-



Rys. 4.

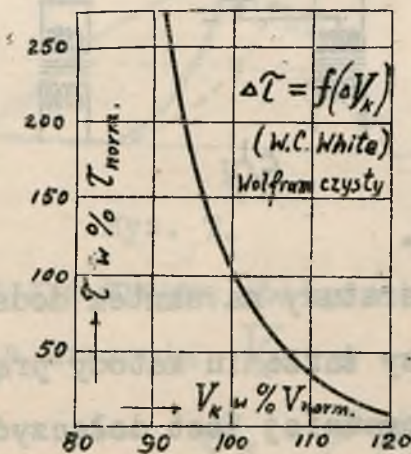
na katody pozwala jednocześnie na niezależność emisji od zmienności prądu żarzenia. Napięcie żarzenia grzejnika jest w tych lampach rzędu kilku woltów / zazwyczaj 4 V /.

W lampach z katodami o żarzeniu bezpośrednim rozróżniamy zasilanie katody przy stałym prądzie I_K lub przy stałym napięciu V_K , w zależności od tego, co jest kontrolowane i utrzymywane na stałej wartości podczas użytkowania lampy.

Dla katod wolframowych, gdzie „życie” katody określone jest średnicą drucika katody, zasilanie przy $I_K = const.$ powoduje skrócenie trwałości, gdyż dla uzyskania zawsze tego samego I_K należy - wraz ze zmniejszeniem się średnicy - zwiększać V_K , a przeto katoda pra-

cuje przy coraz to wyższej T_K . Przy zasilaniu przy $V_K = const.$, temperatura tu - przeciwnie - nieco maleje.

Co się tyczy wpływu niewielkich zmian żarzenia, np. V_K na trwałość τ_K katody wolframowej, wpływ ten w otoczeniu stosowanych temperatur jest dość

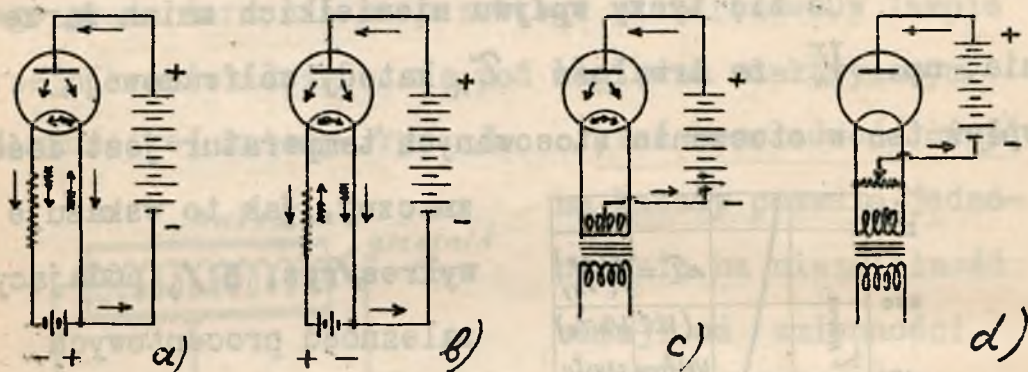


Rys. 5.

znaczny, jak to wskazuje wykres/rys. 5 /, podający zależność procentowych zmian trwałości τ_K od procentowych zmian napięcia żarzenia V_K . Wiadąc stąd, iż 5 % zmiany V_K daje dwukrotną zmianę trwałości.

W odniesieniu do zewnętrznego obwodu anodowego drut katody odgrywa rolę przewodnika, przez który przepływa prąd anodowy, dodając się lub odejmując od właściwego prądu żarzenia, jak to wskazuje rys. 6. ; /a i b - przy zasilaniu prądem stałym przy różnych założeniach opornika żarzenia, c i d - przy zasilaniu prądem zmiennym /. Z wpływem tym należy się liczyć ze względu na zależność trwałości katody od niewielkich

zmian jej stanu żarzenia, Np. układ β jest bardziej niekorzystny niż α , gdyż w prawej części katody ma-



Rys. 6.

wy znaczne zwiększenie temperatury na skutek dodawania się prądu I_a do I_k . Przy żarzeniu katody prądem zmiennym bezpośrednio, najdogodniej jest dołączyć obwód anodowy do środka transformatora /rys 6 c/ lub też wytworzyć sztuczny środek przez dzielnik oporowy napięcia /rys. 6 d/.

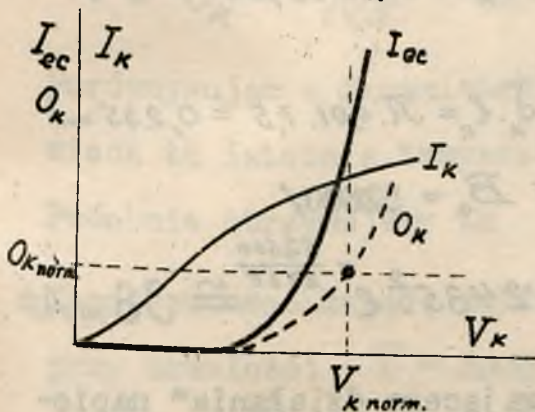
Przy zasilaniu prądem stałym w dużych instalacjach nadawczych stosuje się okresowe zmienianie kierunku prądu żarzenia w katodach przez przełączenie końców katod.

Ma to na celu uzyskanie równomiernego zużycia się obu końców drucika katody.

Charakterystyka katody.

Charakterystykami katody nazywamy krzywe zależności prądu żarzenia I_K oraz prądu emisyjnego całkowitego I_{ec} od napięcia żarzenia V_K , czyli krzywe :

$I_{ec} = f(V_K)$
 $I_K = f(V_K)$



Rys. 7.

Te dwie krzywe pozwalają wyznaczyć krzywą obciążenia katody O_K w funkcji napięcia żarzenia V_K :

$$O_K = f(V_K)$$

na podstawie zależności / 12 / i / 14 / .

Ta ostatnia krzywa pozwala określić normalne warunki żarzenia /np. normalne V_K / dla katody z danego materiału, dla którego znane jest normalnie przyjmowane $O_{K norm}$

Przykłady.

1. Obliczyć wielkość "pracy wyjścia" elektronów z wolframu. Ze wzoru /3/, przyjmując $B = 52600$, $\epsilon = 1,593 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^9$ obliczamy :

$$\Phi = \frac{1,372 \cdot 10^{-16} \cdot 52600}{1,593 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^9} = 0,015 \text{ cgs. el. st.} = 4,5 \text{ r.}$$

2. Obliczyć prąd emisyjny całkowity z katody wolframowej o długości $l_k = 7,5$ cm, średnicy $d_k = 0,1$ mm, nagrzanej do temperatury $T_k = 2435^\circ K$ /nie uwzględniając ostygnięcia końców /.

Powierzchnia katody $S_k = \pi \cdot d_k \cdot l_k = \pi \cdot 0,01 \cdot 7,5 = 0,235 \text{ cm}^2$

Wzór Dushman'a /4/ daje / $B_0 = 52600$ /

$$I_{ec} = 60,2 \cdot 10^3 \cdot 0,235 \cdot 2435^2 \cdot e^{-\frac{52600}{2435}} \cong 38 \text{ mA}$$

3. Uwzględnić wpływ "wyciągającego działania" napięcia $V_\alpha = 1000$ V przy średnicy anody $2 \cdot r_\alpha = 3$ cm, dla katody z przykładu 2.

Ze wzoru /9/ obliczamy

$$k = \frac{2}{2,303 \cdot 0,01 \cdot \lg \frac{3}{0,01}} = 35$$

Zatem wzór /8/ da nam

$$B'_0 = 52600 - 4,39 \cdot \sqrt{35 \cdot 1000} \cong 51780$$

Odpowiada temu $I_{ec} = 47 \text{ mA}$.

4. Obliczyć moc **potrzebną** dla otrzymania na katodzie z przykładu 2 temperatury $T_k = 2435^\circ K$

Ze wzoru /11/, albo z tablicy II, znajdujemy dla

$$T_k = 2435^\circ K, p_k \cong 62 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$$

Zatem

$$P_k = p_k \cdot S_k = 62 \cdot 0,235 = 14,5 \text{ W}$$

5. Obliczyć obciążenie katody dla przykładu 2.

Ze wzoru /14/ mamy wprost

$$O_K = \frac{38}{14,5} = 2,6 \text{ mA/W}.$$

Porównyując z danymi tablicy III, widzimy, że odpowiada to istotnie temperaturze ok. 2435°K.

Podobnie otrzymujemy tu $i_{ec} = \frac{38}{0,235} \approx 160 \text{ mA/cm}^2$

6. Zaprojektować katodę wolframową o emisji $I_{ec} = 250 \text{ mA}$ przy trwałości $\tau = 3000 \text{ g}$. Katoda prostolinijna o długości $l_K = 7 \text{ cm}$.

Na zasadzie tablicy IV dla $\tau_K = 3000 \text{ g}$.

znajdujemy zależność między δ_K a O_K , obliczamy powierzchnię $S_K = 7 \cdot \pi \cdot \delta_K$, moc żarzenia jako $P_K = \frac{250}{O_K}$ i moc na 1 cm^2 jako $p_K = \frac{P_K}{S_K}$ i zestawiamy w tablicy poniższej:

δ_K	0,015	0,02	0,025	0,03	cm.
O_K	4	5	<u>6</u>	7	mA/W
S_K	0,33	0,44	0,55	0,66	cm.
P_K	62,5	50	42	36	W
p_K	190	114	<u>75</u>	54	W/cm ²

Ponieważ z tablicy III wynikający związek między O_k i p_k jest:

O_k	4	5	<u>6</u>	7	mA/W
p_k	67	71	<u>75</u>	78	W/cm^2

przeto wnioskujemy, że szukane obciążenie winno wynosić $O_k \approx 6 \text{ mA/W}$, a przeto przyjmujemy $\delta_k = 0,025 \text{ cm}$.

Odpowiada temu $i_{ec} = \frac{250}{0,55} = 455 \text{ mA/cm}^2$,
a więc z tablicy III $T_k = 2535^\circ\text{K}$.

Dla tej temperatury mamy niezmienniki :

$$\frac{V_k \cdot \delta_k^{\frac{1}{2}}}{\ell_k} = 0,1493, \quad \frac{I_k}{\delta_k^{\frac{3}{2}}} = 1563,$$

skąd

$$V_k \approx 6,6 \text{ V}, \quad I_k \approx 6,2 \text{ A}.$$

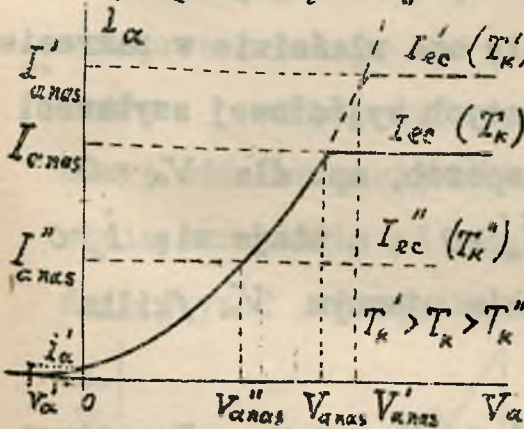
Oporność katody w stanie gorącym /

$$R_{kT} = \frac{6,6}{6,2} = 1,06 \Omega.$$

LAMPA KATODOWA DWUELEKTRODOWA.

Charakterystyka lampy dwuelektrodowej. - Ponieważ prąd emisyjny całkowity I_{ec} w lampie dwuelektrodowej zależy tylko od temperatury katody T_K , a więc w danych warunkach katoda dostarcza stałe pewnej ilości elektronów, przeto wydawałoby się, iż dla uzyskania w obwodzie anodowym /rys.1, I.a. / prądu $i_\alpha = I_{ec}$ wystarczając powinien dowolnie mały dodatni potencjał anody /napięcie anodowe / V_α .

Okazuje się jednak, iż dla uzyskania tego prądu I_{ec} niezbędne jest napięcie nie mniejsze od pew-



Rys.1.

nego napięcia $V_{\alpha_{nas}}$, zwa-

nego napięciem anodowym nasylenia α . Napięcie

mniejsze od $V_{\alpha_{nas}}$ nie

będzie w stanie przeforsować od katody do anody

wszystkich elektronów, od-

powiadających prądowi I_{ec} ; natomiast napięcie wyższe od $V_{\alpha_{nas}}$ nie spowoduje wzrostu i_α po za wartość I_{ec} .

✓ Odpowiadający mu prąd $I_{\alpha_{nas}}$ nazywać będziemy prądem anodowym nasylenia. W lampie dwuelektrodowej jest $I_{\alpha_{nas}} = I_{ec}$.

gdyż znów katoda nie jest tu w stanie dostarczyć większej ilości elektronów, aniżeli tą, jaka odpowiada jej temperaturze T_K . Jak pokazuje doświadczenie, zależność prądu anodowego i_α od napięcia anodowego V_α wyraża się krzywą o przebiegu przedstawionym na rys.1.

Krzywą tę

$$i_\alpha = f(V_\alpha) \quad \text{dla } I_{sc} = \text{const. } (T_K = \text{const}) \quad \text{1/}$$

nazywamy charakterystyką lampy dwuelektrodowej dla danej emisji katody /danego T_K , V_K lub t.p. /.

Dokładniejsze rozpatrzenie przebiegu tej charakterystyki w otoczeniu napięć anodowych bliskich zera wskazuje, iż zaczyna się ona właściwie w zakresie napięć ujemnych, odpowiadających wyjściowej szybkości elektronów z katody; w ten sposób, np. dla $V_\alpha = 0$ istnieje już pewien prąd $i'_\alpha > 0$ i a staje się $i_\alpha = 0$ dopiero przy pewnym niewielkim ujemnym V_α /kilka woltów /.

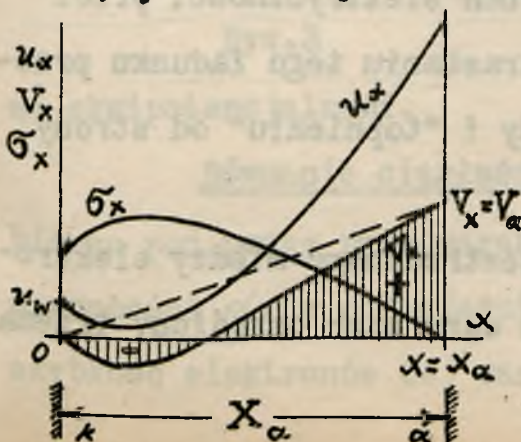
Ł a d u n e k p r z e s t r z e n n y. - Przyczyna tego, iż prądu nasycenia nie uzyskuje się przy dowolnie małym V_α , leży w istnieniu t.zw. ładunku przestrzennego, utworzonego na kształt chmury przez elektrony swobodne, podążające pod wpływem napięcia V_α od katody ku anodzie. Chmura ta, otrzymując od strony ka-

tody coraz to nowe elektrony, zaś od strony anody oddając je anodzie, stanowi ujemnie naładowany płaszcz otaczający katodę, który działa hamująco na ruch elektronów w lampie.

Ażeby otrzymać żądany prąd anodowy, należy działanie to przewyciężyć przez przyłożenie pewnego dodatniego napięcia anodowego. W ten sposób, w przestrzeni między katodą a anodą wewnątrz lampy istnieje pole elektryczne wypadkowe z dwóch pól :

1. z pola wytworzonego przez ładunki znajdujące się na tych elektrodach a pochodzące od przyłożonego napięcia anodowego oraz 2. z pola wytworzonego przez ładunek przestrzenny.

Gdyby ładunku przestrzennego nie było, w miarę oddalania się od katody /ku anodzie/ potencjał stale wzrastałby od zera do tego, jaki panuje na anodzie /rys.2 , linja kreskowana /. Wobec istnienia ła-



dunku przestrzennego /ujemnego/ obserwujemy tu spadek potencjału aż do punktu największego skupienia tego ładunku /największa gęstość $\sigma_{x \max}$ / a następnie po przewadze pola anody wzrost

przez wartość 0 aż do V_α na anodzie / $X = X_\alpha$ /.

W podobny sposób będzie przebiegać krzywa szybkości elektronów u_x z tą różnicą, iż wobec istnienia wyjściowej szybkości, szybkość ich następnie nie spada do zera.

Równanie charakterystyki lampy dwuelektrodowej. - Załóżmy, iż anoda posiada potencjał V_α mniejszy od $V_{\alpha_{nas}}$ /przy danem zarzeniu katody, określonym przez I_K lub I_{ec} / i że odpowiada temu prąd anodowy $I_a < I_{ec}$, co oznacza, iż prąd anodowy jest tu ograniczony przez ładunek przestrzenny. Prąd w lampie polega na ciągłym ruchu od katody ku anodzie - tych elektronów, które stanowią ładunek przestrzenny między elektrodami. Nie mniej jednak, w stanie ustalonym tych przebiegów, można uważać, że ładunek przestrzenny - jako całość - pozostaje w spoczynku, zaś ruch elektryczności przez lampę polega na ciągłym narastaniu tego ładunku przestrzennego od strony katody i "topnieniu" od strony anody.

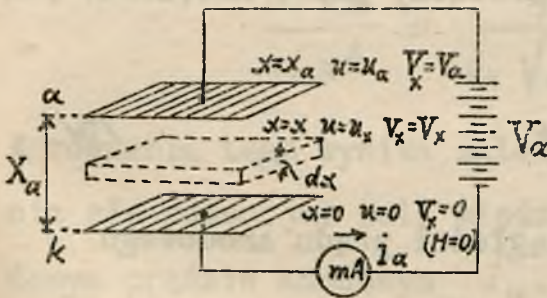
Stan ładunku przestrzennego między elektrodami lampy może być w tych warunkach określony trzema równaniami, a mianowicie :

1. równaniem ciągłości strumienia elektronów
2. równaniem rozkładu potencjałów
3. równaniem zachowania energii.

Dla ułożenia równań 1 i 2 niezbędna jest znajomość przebiegu pola elektrycznego między katodą a anodą, a więc kształt elektrod. Jako najbardziej typowe kształty rozpatrzmy przede wszystkim układ płaski i układ cylindryczny.

Układ płaski elektrod. - Układ płaski elektrod wraz z odpowiednimi oznaczeniami przedstawiony jest na rys. 3. Anoda i katoda utworzone są przez dwie

równoległe płaszczyzny w odległości X_α jedna od drugiej. Oczywiście ruch elektronów będzie się tu odbywał w płaszczyznach równoległych, które będą powierzchnia-



Rys. 3

mi ekwipotencjalnymi.

Równanie ciągłości prądu anodowego napiszemy, biorąc pod uwagę ruch warstwy ładunku przestrzennego o grubości dx w odległości x od katody; jeżeli szybkość elektronów tej warstwy jest u_x , to dla czasu dt

mamy związek

$$dx = u_x \cdot dt \quad /12/$$

Jeżeli powierzchnia elektrod jest S_k , objętość warstwy o wysokości dx będzie

$$S_k \cdot dx = S_k \cdot u_x \cdot dt \quad /13/$$

Oznaczając gęstość ładunku przestrzennego w tej objętości przez σ_v , otrzymamy ładunek przepływający przez lampę w czasie dt jako

$$\sigma_v \cdot S_k \cdot u_x \cdot dt \quad /14/$$

Z drugiej strony jest on określony przez natężenie prądu anodowego i_α jako

$$i_\alpha \cdot dt \quad /15/$$

Stąd dostajemy równanie ciągłości prądu anodowego

$$\sigma_v \cdot S_k \cdot u_x \cdot dt = i_\alpha \cdot dt$$

albo

$$\sigma_v \cdot S_k \cdot u_x = i_\alpha \quad /16/$$

Równanie potencjałów t.j. zależność V_α

od X dla płaskiego układu elektrod otrzymamy z ogólnego równania Poisson'a przez odrzucenie wyrazów dla

kierunków y i z :

$$\frac{d^2 V_x}{dx^2} = 4\pi \sigma_v \quad /7/$$

Równanie zachowania energii wyprowadzamy z wyrażenia na energję kinetyczną elektronu o masie m i ładunku e , którą nabywamy pod wpływem pracy pola na drodze od $x=0$ do $x=x$

$$e \cdot V_x = \frac{1}{2} m \cdot u_x^2 \quad /8/$$

Z równań /6/, /7/ i /8/, eliminując σ_v i u_x otrzymujemy równanie różniczkowe

$$\frac{d^2 V_x}{dx^2} = \frac{4\pi i_a}{j_x \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot V_x}} \quad /9/$$

Z równania tego wynika zależność, według której zmienia się potencjał pola między katodą a anodą przy danym prądzie anodowym i_a .

Rozwiązujemy go przez podstawienie

$$V_x = \alpha \cdot x^{4/3} \quad /10/$$

przy założeniach następujących :

1. natężenie pola elektrycznego tuż przy powierzchni katody jest równe zeru, t.zn.

$$\text{dla } x=0 \quad F = - \frac{dV_x}{dx} = 0 \quad /11/$$

Oznacza to, iż katoda dostarcza ładunek elektronów / $i_a < I_{ec}$ /, a więc wszystkie linie sił pola elektrycznego, wychodzącego z anody, kończą się nie na katodzie, lecz na ładunku przestrzennym.

2. potencjał katody jest równy zeru, t. j.

$$\text{dla } X=0, \quad V_x=0. \quad /12/$$

Oznacza to, iż pomijamy szybkość wyjściową elektronów.

Po dwukrotnem całkowaniu i określeniu stałych na podstawie /11/ i /12/ otrzymujemy

$$i_a = \frac{J_k}{9\pi} \sqrt{2 \frac{\epsilon}{m}} \cdot \frac{V_x^{3/2}}{X^2} \quad /13/$$

Wzór Langmuir'a dla płaskiego układu elektrod. Dla powierzchni anody, czyli dla $X = X_a$ jest $V_x = V_a$, równanie /13/ przybiera postać

$$i_a = \frac{J_k}{9\pi} \sqrt{2 \frac{\epsilon}{m}} \frac{V_a^{3/2}}{X_a^2} \quad /14/$$

Równanie to określa całkowicie związek między i_a i V_a dla danej lampy dwuelektrodowej o danych wymiarach elektrod płaskich / J_k , X_a / bowiem wartość stałunku $\frac{\epsilon}{m}$ jest dokładnie znana i wynosi

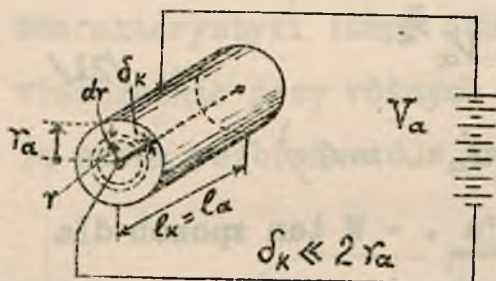
$$\frac{\epsilon}{m} \approx 5,5 \cdot 10^{17} \text{ cgs. el-st./g.} \quad /15/$$

Podstawiając /15/ do /14/, otrzymujemy wzór Langmuir'a dla płaskiego układu elektrod

$$i_a = \frac{2,33 \cdot 10^{-3} \beta_k}{X_a^2} \cdot V_a^{3/2} \quad /15/$$

(β_k, X_a w cm^2 ; V_a w V ; i_a w mA).

Układ cylindryczny elektrod. - Układ cylindryczny elektrod przedstawiony jest na rys.4. Katoda w postaci



Rys.4.

prostego drucika o średnicy δ_k i długości l_k jest otoczona cylindrem o średnicy $2r_a$. Mamy tu :

$$\left. \begin{array}{l} \text{dla } r=0, u_r=0, V_r=0 \\ \text{dla } r=r, u_r=u_r, V_r=V_r \\ \text{dla } r=r_a, u_r=u_a, V_r=V_a \end{array} \right\} /17/$$

Równanie ciągłości prądu anodowego ma tu postać

$$\sigma_v \cdot 2\pi r l_a u_r = i_a, \quad /18/$$

gdyż rozpatrywana warstwa jest cylindrem o średnicy $2r$ i długości l_a

Równanie potencjałów, wyrażone w współrzędnych biegunowych jest :

$$\frac{d^2 V_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dV_r}{dr} = 4\pi \sigma_v \quad /19/$$

/ w kierunku Z siły pola nie działają /.

Równanie zachowania energii - jak /8/ .

Z równan /18/, /19/ i /8/ otrzymujemy

$$\frac{d^2 V_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_r}{dr} = \frac{4\pi i_a}{2\pi r l_a \sqrt{2 \frac{\epsilon}{m} V}} \quad /20/$$

Wzór Langmuir'a dla układu cylindrycznego - Postępując z /20/ podobnie jak dla układu płaskiego, dochodzimy do wzoru

$$i_a = 1,465 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a} V_a^{3/2} \quad /21/$$

(l_a, r_a w cm.; V_a w V; i_a w mA.)

Ogólna postać wzoru Langmuir'a . - W ten sposób dla dowolnego układu elektrod obowiązuje prawo 3/2 potęgi napięcia, ulega zaś zmianie jedynie współczynnik. Można więc napisać wzór Langmuir'a w postaci ogólnej jako

$$i_a = C \cdot V_a^{3/2} \quad /22/$$

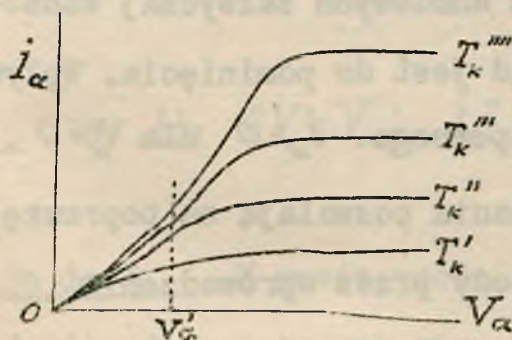
przyczem :

$$\text{dla układu płaskiego } C_{\text{pł}} = 2,33 \cdot 10^{-3} \frac{l_a}{X_a^2} \quad /23/$$

$$\text{dla układu cylindrycznego } C_{\text{cyl}} = 1,465 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a} \quad /24/$$

Równanie /22/ jest równaniem charakterystyki lampy katodowej dwuelektrodowej /1/ dla zakresu napięć i prądów mniejszych od V_{anas} i $I_{anas} = I_{ec}$, gdyż tylko tu spełniony jest warunek nieograniczonej ilości elektronów na powierzchni katody [warunek /11/]. Dlatego też prąd anodowy w tym zakresie nie zależy od temperatury katody i ta temperatura istotnie do wzoru /22/ nie wchodzi.

Jednakowoż częstokroć się zdarza, iż charakterystyki lampy dwuelektrodowej otrzymane doświadczalnie przy różnych temperaturach katody wykazują pewną rozbieżność w swym przebiegu /rys. 5/ nawet



Rys. 5.

w części dalekiej jeszcze od nasycenia, np. dla $V_a = V_a'$. Przyczyny tego szukać należy w ostygnięciu zamocowanych końców katod. Mianowicie, ponieważ do wzoru Lang-

muir'a /np. dla układu cylindrycznego/ wchodzi długość katody, przeto, szczególnie przy $l_k < l_a$, długość czynna katody zależy wybitnie od temperatury, a przeto charakterystyki lampy, nawet w zakresie nienasycenia, będą przebiegać coraz to wyżej i coraz

stromiej w miarę tego, jak odpowiadają im coraz to wyższe temperatury katody /rys.5/.

Uwagi dotyczące wzoru Langmuir'a . - Przy wyprowadzaniu powyższych wzorów poczynione zostały pewne założenia a mianowicie: 1. nie uwzględniono wyjściowej szybkości elektronów z katody, 2. pominięto /dla układu cylindrycznego/ średnicę katody w stosunku do średnicy anody, 3. przyjęto, iż katoda ma na całej swej powierzchni, względnie długości, potencjał jednakowy /równy zeru / , 4. założono istnienie doskonałej próżni oraz 5. pominięto sw. działanie pola magnetycznego, wytworzonego przez prąd żarzenia.

Co do 1. - Przy napięciach anodowych zazwyczaj stosowanych, wynikający stąd błąd jest do pominięcia. Wpływ ten wyraża się istnieniem pewnego $i_a > 0$ dla $V_a = 0$.

Co do 2. - Dokładne rozważania pozwalają na poprawkę, uwzględniającą grubość katody przez wprowadzenie współczynnika

$$\beta^2 = f \left(\frac{2r_a}{\delta_k} \right) \quad /25/$$

w ten sposób, iż wzór /21/ przybiera postać

$$i_a = 1,465 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a} \frac{1}{\beta^2} V_a^{3/2} \quad /26/$$

Wartości β^2 podane są w tabelicy I.

TABELICA I.

$\frac{2r_a}{d_k}$	2	3	4	5	7	10	20	40	100	1000
β^2	0,279	0,517	0,667	0,767	0,887	0,978	1,072	1,095	1,078	1,017

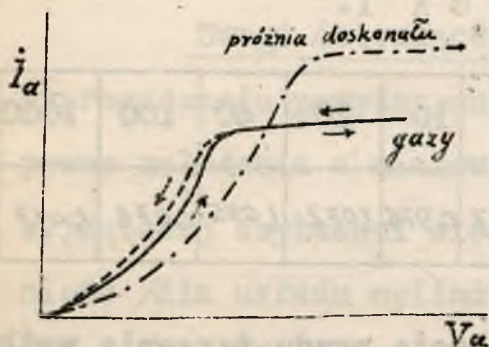
Co do 3. - Wpływ spadku napięcia prądu łarzenia wzduż katody /np. w układzie cylindrycznym / uwzględniają - jak to pokazują ściśle rozwiązania - następujące wzory dokładniejsze :

$$a. \text{ dla } V_k \geq V_a; \quad i_a = 0,58 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a} \cdot \frac{1}{V_k} \cdot V_a^{5/2} \quad /27/$$

$$b. \text{ dla } 2V_k < V_a; \quad i_a \approx 1,465 \cdot 10^{-2} \frac{l_a}{r_a} (1 - 0,75 \frac{V_k}{V_a}) V_a^{3/2} \quad /28/$$

Co do 4. - W razie próżni niedoskonałej następuje jonizacja cząsteczek gazu na skutek uderzeń przez szybko poruszające się elektrony. Zjawiające się jony dodatnie wędrując ku katodzie, mogą wówczas częściowo zubożnić ładunek przestrzenny, ułatwiając jednocześnie przepływ prądu między anodą a katodą. W wyniku tego, przy danym napięciu, prąd anody osiąga większą wartość, aniżeli miałoby to miejsce, w przy-

padku próżni doskonałej /rys. 6 / . Jednocześnie możli-



Rys. 6.

we jest występowanie-prawy
szybkich zmianach V_a -ro-
dzaju pętli histerezy jo-
nizacyjnej, spowodowanej
nienadążaniem procesów
dejonizacji w ślad za
zmiianami napięcia.

Ce do 5. - Wpływ ten może występować w silnym stopniu
dopiero w dużych lampach katodowych, gdzie natężenie
prądu żarzenia dochodzi do paruset amperów. Wytworzo-
ne pole magnetyczne odchyła elektrony od ich normalnej
drogi prostoliniowej, zmieniając kształt charaktery-
styki, a nawet całkowicie zatrzymuje prąd anodowy.

Kształt rzeczywistej charakterystyki. - Rzeczywista charakterystyka lam-
py dwielektrodowej, nawet w zakresie nienasyceńia, od-
biega więc od krzywej teoretycznej.

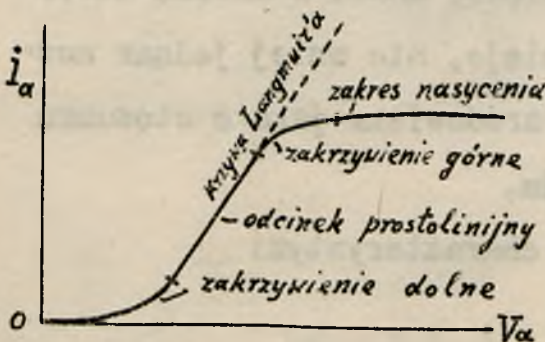
W miarę zbliżania się do zakresu nasyceńia
z powodu stopniowego zmniejszania się długości /wzgl.
powierzchni / skutecznej katody na skutek ostygnięcia
końców, odchylenie staje się coraz większe, a dla
 $i_a \geq I_{anas}$ wzory Langmuir'a przestają obowiązywać.

W ten sposób charakterystyka rzeczywista lampy dwuelektrodowej może być rozpatrywana jako pewna linja składająca się z dolnego zakrzywienia, odcinka prostolinijnego, górnego zakrzywienia oraz z odcinka nasycenia /rys.7/. Srodek odcinka prostolinijnego wypada zazwyczaj dla

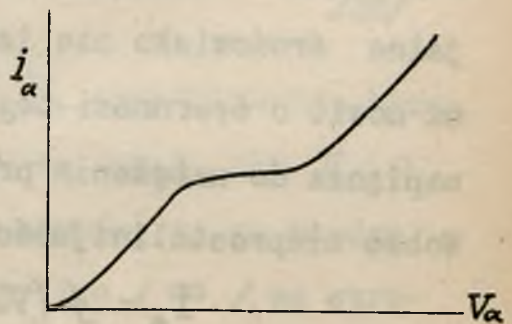
$$i_{\alpha} \cong (0,5 \div 0,7) I_{\alpha \text{ nas.}} \quad /29/$$

W pewnych przypadkach, gdy w bańce są resztki gazów, a napięcie anodowe jest dostatecznie wysokie, może nastąpić tak silna jonizacja, iż prąd anodowy będzie utworzony już nie tylko przez elektrony wydzielone przez katodę, lecz również przez elektrony oraz jony, powstałe w skutek jonizacji.

Prąd anodowy silnie przytem wzrasta a wytworzona jonizacja może postępować samoczynnie w dal-



Rys.7.



Rys.8.

szym ciągu, obejmując coraz to nowe cząsteczki gazu,

co znów ze swej strony powoduje dalszy wzrost prądu.

Tego rodzaju lawinowo postępująca jonizacja objawia się silnym jarzeniem się wnętrza bańki; towarzyszy jej raptowne zakrzywienie się ku górze charakterystyki prądu anodowego /rys.8 /.

Zjawisko jonizacji w lampach katodowych /zasadniczo mających pracować przy doskonałej próżni/ jest wysoce niepożądane i świadczy o złym stanie lampy. W samej rzeczy, katoda bombardowana ciężkimi jonami dodatnimi ulega szybkiemu zniszczeniu; jeżeli zaś wystąpi zjawisko jonizacji postępującej - zaś oporność zewnętrznego obwodu anodowego jest niewielka, natężenie prądu anodowego może przekroczyć granicę niedopuszczalną ze względu na całość lampy.

Oporność lampy dwuelektrodowej. - Aczkolwiek między anodą a katodą materialne środowisko nie istnieje, nie mniej jednak można mówić o oporności tego środowiska jako o stosunku napięcia do natężenia prądu.

Wobec nieprostoliniowości charakterystyki

$$i_a = f(V_a)$$

oporność lampy może być określona dwojako /rys.9./

1. jako oporność dla prądu stałego, wyrażająca się

stosunkiem

$$\frac{V_a}{I_a} = r \quad /30/$$

2. jako oporność dla prądu zmiennego w danym punkcie charakterystyki, wyrażająca się stosunkiem niewielkich przyrostów

$$\lim \left[\frac{\Delta V_a}{\Delta I_a} \right]_{\Delta V_a \rightarrow 0} = \frac{dV_a}{dI_a} = \rho = \text{ctg } \alpha \quad /31/$$

czyli odwrotnością nachylenia stycznej do charakterystyki w danym punkcie A o współrzędnych $/V_a, I_a/$.

Ze wzoru /22/ mamy dla zakresu nienasy-
cenia / :

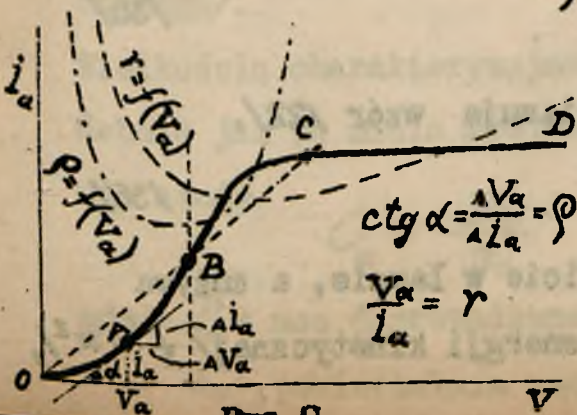
$$\frac{dI_a}{dV_a} = \frac{3}{2} C V_a^{-1/2} \quad /32/$$

a przeto

$$\rho = \frac{1}{\frac{3}{2} C V_a^{-1/2}} \quad /33/$$

Zależność oporności r i ρ od V_a przedstawiają krzy-

we na rys.9. Dla $V_a = 0$ oporności te są bardzo wielkie $/\infty/$, ze wzrostem V_a maleją, ρ osiąga minimum w zakresie prostoliniowym /p.B./



podczas gdy γ - tuż na początku zakresu nasycenia $\rho \cdot C$ /. W zakresie nasycenia $\rho = \infty$, natomiast γ powoli wciąż rośnie.

Jeśli charakterystykę lampy zastąpić przez dwa odcinki prostolinijne OC i CD , wówczas można mówić o średniej oporności ρ_{sr} .

$$\rho_{sr} \approx \frac{V_{a \text{ nas}}}{I_{ec}} = \gamma_{min}. \quad /34/$$

Ponieważ na wartości ρ i γ we wzorach /30-34/ wywiera wpływ współczynnik C , przeto należy tu przypomnieć, iż wielkość jego jest wprost proporcjonalna do długości l_k , wzgl. do powierzchni S_k , oraz odwrotnie proporcjonalna do promienia cylindra r_a , wzgl. kwadratu odległości X_a .

Moc prądu w obwodzie anodowym. - Z przepływem prądu przez lampę związana jest stała strata energii wyrażająca się mocą

$$P_a = i_a \cdot V_a. \quad /35/$$

Dla zakresu, w którym obowiązuje wzór /22/,

$$P_a = C V_a^{5/2}. \quad /35/$$

Moc ta wydziela się całkowicie w lampie, a zużywa się na nadanie elektronom energii kinetycznej $\frac{1}{2} m u^2$,

która, w chwili zderzenia się ich z anodą, zmienia się tam ciepło.

Moc admisyjna i obciążenie anody. - Jeśli ilość wydzielonego w anodzie - pod wpływem bombardowania jej przez elektrony - ciepła przekroczy dopuszczalne granice, określone dla danej anody względami konstrukcyjnymi, może nastąpić uszkodzenie lampy /wydzielenie się gazów okludowanych z anody/. Tą największą moc prądu anodowego, jaka może się wydzielić w anodzie bez szkody dla lampy, nazywamy mocą admisyjną lampy $P'_{\alpha_{max}}$

Temperatura, jaka panuje na anodzie jest zależna od bilansu mocy doprowadzanej do niej przez bombardowanie elektronów i, częściowo, przez promieniowanie cieplne rozżarzonej katody oraz mocy odprowadzanej przez promieniowanie i przewodnictwo cieplne do otoczenia /względnie do specjalnego czynnika chłodzącego/.

Wielkością charakteryzującą stan cieplny anody, podobnie jak to miało miejsce dla katody, jest obciążenie anody

$$Q_{\alpha} = \frac{P'_{\alpha}}{S_{\alpha}}$$

131/

gdzie P'_{α} = moc doprowadzana do anody

S_{α} = powierzchnia anody, która odprowadza ciepło.

Chcąc uwzględnić jeszcze moc żarzenia, która częściowo nagrzewa anodę, można przyjmować

$$P_{\alpha}' \cong P_{\alpha} + \frac{1}{2} \cdot P_k \quad /38/$$

P_{α} = moc wydzielana w anodzie/przez prąd anodowy/

P_k = moc żarzenia /wydzielana w katodzie/

Odprowadzanie ciepła od anody może się odbywać przez promieniowanie lub przez przewodzenie. W pierwszym przypadku /w lampach z t.zw. chłodzeniem powietrznym/ zewnętrzna powierzchnia anody promieniuje ciepło do ścianek bańki, które ze swej strony w dalszym ciągu oddają ciepło do otaczającego powietrza /przy ewent. chłodzeniu wentylatorem/. W przypadku drugim zewnętrzna powierzchnia anody otoczona jest płaszczem, w którym przepływa czynnik chłodzący /wodą/ o dużej pojemności cieplnej /rezervoar z chłodnicą/. Anoda stanowi tu część bańki lampy, a więc bierze udział w szczelnym odgradzaniu wnętrza lampy od otaczającej atmosfery /lampy z chłodzeniem sztucznym/.

Materiałem stosowanym do wyrobu anod w lampach z chłodzeniem powietrznym jest zazwyczaj nikiel /rzadziej molibden, tantal lub wolfram /. Odpowiednie dane podaje tablica II.

W lampach z chłodzeniem sztucznym stosuje się miedź lub żelazo. Tutaj, aczkolwiek wydawałoby się, iż dopuszczalne obciążenie anody powinno zależeć jedynie od intensywności chłodzenia /np. szybkości przepływu czynnika chłodzącego / niemniej jednak należy liczyć się jeszcze z szybkością przewodzenia ścian ano-

T A B L I C A II.

Materiał anody		Wolfram	Molibden	Nikiel
T topliw. °K		3500°	2900°	1820°
Obciąż. anody O_a		ok. 10	ok. 6	2,5-3,5 $\frac{W}{cm^2}$
Barwa anody przy powyższem O_a		żółta	pomarańcz.	ciemn. czer.
T_a	O_a	i_{ec}	i_{ec}	i_{ec}
°K	$\frac{W}{cm^2}$	$\frac{mA}{cm^2}$	$\frac{mA}{cm^2}$	$\frac{mA}{cm^2}$
1000	0,6	-	-	-
1100	1,0	-	-	-
1200	1,7	-	-	-
1300	2,7	-	-	-
1400	4,0	-	-	-
1500	5,8	-	-	0,001
1600	8,2	-	0,004	0,008
1700	11,0	0,04	0,03	0,068
1800	14,0	0,21	0,17	0,31

dy od wnętrza, bombardowanego przez elektrony, do zewnętrznej powierzchni, będącej w zetknięciu z czynnikiem chłodzącym oraz z ewentualnem tworzeniem się warstewki pary między ścianami anody a tym czynnikiem. Okoliczności te mogą być przyczyną przegrzania anody. Jako orientacyjne dane można przyjmować

$$\| O_{\alpha} = 20 \text{ W/cm}^2 \|$$

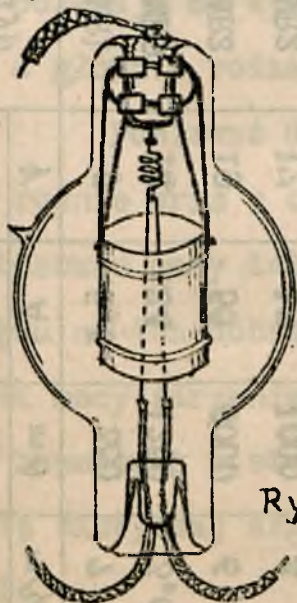
Zastosowanie i budowa lamp dwuelektrodowych.

Lampy katodowe dwuelektrodowe znajdują zastosowanie głównie jako prostowniki katodowe, w pewnych przypadkach jako detektory oraz czasami dla specjalnych celów /urządzenia ograniczające, regulatory i t.d. /

W zastosowaniach prostownikowych nosi lampa katodowa dwuelektrodowa nazwę "kenotron" .

Najczęściej stosowanym tu układem elektrod jest układ cylindryczny współśrodkowy, t.zn. anoda ma postać cylindra metalowego, w osi którego znajduje się katoda, jako drut prosty lub wygięty w kształcie litery V lub W . Anoda sporządzona bywa z niklu, czasem z molibdenu, b.rzadko z wolframu - w lampach z chłodzeniem powietrznem; z miedzi lub żelaza - z chłodzeniem sztucznem. Katoda naprężana jest przy pomocy

sprężynek /rys.10 / . Elektrody zamocowane są na specjalnych konstrukcjach wsporczych z blachy albo drutu niklowego lub molibdenowego / złącza spaja się elektrycznie /, izolowanych szkłem lub kwarcem. Bańka szklana, czasem kwarcowa; w lampach o chłodzeniu sztucznym anoda stanowi część bańki. Doprowadzenia elektrod, przechodzące przez ścianki bańki, wykonane są z metalu o rozszerzalności cieplnej możliwie identycznej jak szkła /platyna, metal "Dumet" i t. p. /.



Rys. 10.

Pewna dane liczbowe dla

orientacji podane są dla kilku bardziej charakterystycznych typów kenotronów w Tablicy III.

Lampy dwuelektrodowe napełnione gazem

Dla zmniejszenia wewnętrznej oporności lampy, a więc obniżenia spadku napięcia występującego na lampie przy przepływanu przez nią prądu / np. w urządzeniach prostownikowych /, wprowadza się do bańki pewne ilości gazu, który, zjonizowany, zubożetnia ładunek przestrzenny, biorąc udział w przewodzeniu elektrycznym

TABLIGA III.

Firma	Typ	V_k	I_k	I_{ec}	O_k	P'_{amax}	V_{amax}	WAGCI
		V	A	mA	mA/V	W	V	
Marconi V.T.Co	MR1	9	5,5	350	7	200	400	/Typ wo jsk. / An. molibd.
	MR9	14	24	1250	3,6	1000	1400	
	CAR2	19	50	6000	6	4000	1000	
	MR2	17	15	1000	4	600	1500	
	UG	6	2	400	3,3		150	Kat. torwana
	Philips	DA 6/6500	14	12,5	1000	5,7	200	800
DA 10/2500		14	25	1500	4,3	750	1000	
DA 10/3000		28		3500	6,3	1000	1600	
DA 12/24000		22	77	10000	6,0	12000	2000	
La Radiotechnique	V.155	1,5-1,8	4	500	70	10	150	Kat. tlenkowa
	V.752	15	7	1000	9	150	250	
	V.1401	28	20	3500	6	1000	1500	
	V.1651	14-16	50	8000	0	5000	2000	

elektrycznem lampy.

Ponieważ obecność gazów - jak wiadomo - działa niszcząco na katodę, obniżając w ten sposób trwałość lampy, przeto trudności realizacji tego rodzaju lamp polegają na wyborze odpowiedniego materiału katody a głównie rodzaju i ciśnienia gazu.

Ponieważ działanie destrukcyjne jonów gazowych rośnie wraz z ciężarem atomowym gazu, należałoby tu stosować gazy takie jak np. wodór, hel; jednak ze względu na ich dobrą przewodność cieplną, dla zmniejszenia mocy żarzenia P_k oraz ze względu na nieaktywność chemiczną w stosunku do materiału katody, stosuje się zazwyczaj argon, w pewnych typach lamp - pary rtęci.

Wybór ciśnienia odgrywa tu dużą rolę : ze względu na parowanie i rozpylanie katody pożądane jest duże ciśnienie gazu. Jednak wtedy wzrastają straty, spowodowane zderzeniem jonów przy przewodzeniu między elektrodami. Najkorzystniejsze ciśnienie jest tu rzędu kilkudziesięciu $mm\ Hg$.

Jako anody stosuje się przy niskich napięciach nikiel lub żelazo, przy wyższych - grafit . Ze względu na obecność gazów liczyć się tu trzeba z przewodze-

niem wstecznym / przepływ prądu w kierunku od katody do anody / zapoczątkowaniem jarzeniem się gazów na krawędziach anody.

Lampy gazowe budowane są często z dwiema anodami / w jednej bańce / dla prostowania dwupołkowego.

Rozpatrzmy niektóre bardziej charakterystyczne typy.

Tungar ^{x/} - Jest to kenotron z katodą wolframową wypełniony argonem o ciśnieniu kilkudziesięciu *mm Hg*. Spadek napięcia w lampie jest rzędu kilkunastu woltów ; prąd anodowy w dużych typach lamp może dochodzić do kilkudziesięciu amperów.

Tungary znajdują zastosowanie w prostownikach niskiego napięcia.

Merkotron ^{xi/} - Jest to kenotron z katodą tlenkową z parami rtęci o ciśnieniu setnych *mmHg*. Spadek napięcia wynosi w nim ok. 15 V / rys.11 /. Budowane są dla wysokich napięć / do 20 kV / i dla prądów do 20 A .

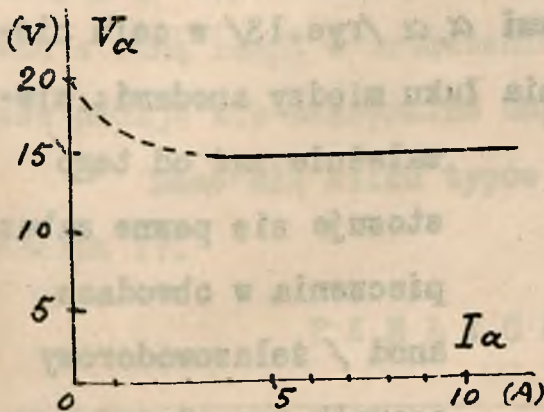
x/

Tungar = tung /ston/ + ar /gon /

xi/

Merkotron = merk /urjuss/ + ken /otron/

Znajdują zastosowanie w prostownikach do dużych nadajników.



Rys.11.



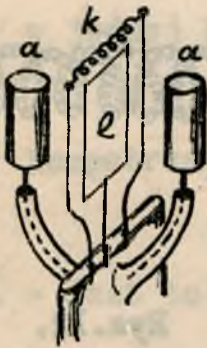
Rys.12.

Lampy z katodą tlenkową. - Katoda jest tu wykonana z drutu wolframowego skręconego dwukrotnie w spiralę /spiralka ze spiralki / ; utworzony w ten sposób cylinder /rys.12 / jest cały wypełniony masą czynną tlenków.

Tego rodzaju "zmetalizowanie" tlenków katody ma na celu polepszenie ich przewodności dla uniknięcia lokalizowania się powierzchni emitującej elektrony w jednym punkcie katody. Gazem jest tu czysty argon o ciśnieniu od kilku do kilkudziesięciu mm Hg, zależnie od stosowanego napięcia anodowego. Spadek w lampie wynosi kilkanaście woltów.

Anoda bywa niklowa lub grafitowa. Lampy są budowane do kilkuset woltów napięcia anodowego i do

paru amperów prądu anodowego o jednej lub dwóch anodach. W tym ostatnim przypadku umieszcza się ekran / e / między anodami α, α /rys.13/ w celu niedopuszczenia do powstania łuku między anodami; nie-



Rys.13.

zależnie zaś od tego stosuje się pewne zabezpieczenia w obwodach anod / żelazowodorowy opornik ograniczający/. Lampy te znajdują zastosowanie w niewielkich

prostownikach dla celów radjotechniki odbiorczej.

Lampy z katodą torowaną. - Katoda jest tu torowana nie na wolfranie, lecz na molibdenie, który jest bardziej wytrzymały na bombardowanie jonowe. Lampy te są budowane do kilkunastu amperów przy kilkudziesięciu woltach.

W lampach napełnionych gazem, dzięki przewodzeniu jonowemu, prąd emisyjny całkowity nie odgrywa takiej roli jak w lampach próżniowych, bowiem największy prąd anodowy jest w nich raczej ograniczony przez moc traconą w lampie. Dlatego też dla lamp tych nie jest podawany prąd emisyjny, lecz jedynie maksy-

malny prąd wyprostowany /anodowy/, który można uży-
 skać z daną lampą w urządzeniu prostownikowym ;rów-
 nież podaje się maksymalne napięcie anodowe zmienne.

Dane dla kilku typów lamp z gazem zawiera
 tablica IV.

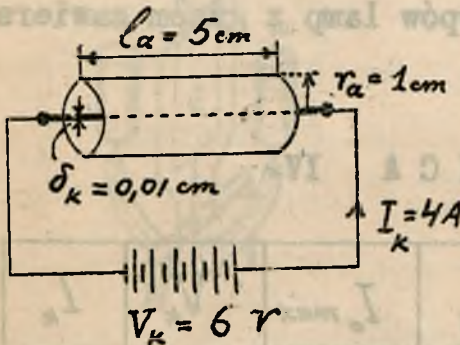
T A B L I C A IV.

Firma	Typ	V_{max}	$I_o max$	V_k	I_k
		V	A	V	A
PHILIPS	1018	16	0,2	1,8	1,8
	1010	2 x 85	1,3	1,8	1,8
	1059 b	2 x 90	30	1,8	34,0
	1070	2 x 250	0,1	1,8	1,8
	1062	2x4000	0,15	2,1	4,5
RECTRON	R 22	2 x 28	0,1	2x0,9	3,5
	R 500	2 x 500	0,3	2,1	4,5
	R 3000	2x3000	0,3	2,1	4,5
MARCONI	G 01	1000	0,25	4,0	3,0

I. b. 30.

Przykład y.

1. Wykreślić charakterystykę prądu anodowego lampy dwuelektrodowej o układzie elektrod podanym na rys. 14,



Obciążenie katody $O_k = 5 \text{ mA/W}$

Obliczyć średnią oporność lampy oraz najmniejszą oporność dla prądów zmiennych. Określić moc admisyjną anody niklowej.

Rys. 14.

wej.

Obliczamy z /24/ $C_o = 1,465 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{5}{1} = 7,3 \cdot 10^{-2}$

Poprawka na grubość katody z tablicy I.

dla $\frac{2r_\alpha}{\delta_k} = \frac{2 \cdot 1}{0,01} = 200. \quad \beta^2 = 1,07$

a zatem $C_o' = \frac{C_o}{\beta^2} = 6,8 \cdot 10^{-2}$

Dla małych napięć anodowych ($V_\alpha < 6V$) równanie charakterystyki jest, zgodnie z /27/,

$$i_\alpha = \frac{0,58}{1,07} \cdot 10^{-2} \cdot \frac{5}{1} \cdot \frac{1}{6} V_\alpha^{5/2} = 0,45 \cdot 10^{-2} V_\alpha^{5/2}$$

Dla $V_\alpha > 12V$

$$i_\alpha = 6,8 \cdot 10^{-2} \left(1 - \frac{4,5}{V_\alpha}\right) V_\alpha^{3/2}$$

Prąd emisyjny całkowity, zgodnie z (14.I.a.)

$$I_{ec} = O_k \cdot P_k = 5 \cdot 24 = 70 \text{ mA}$$

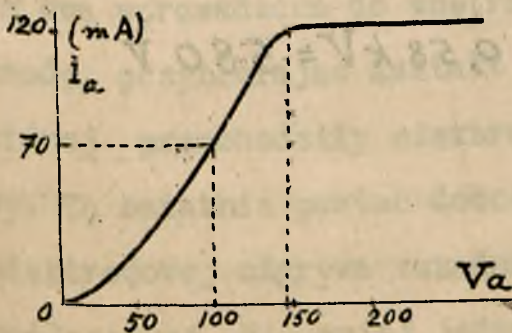
Napięcie nasycenia

$$V_{\alpha_{nas}} = \left(\frac{1}{C'_o} \cdot i_{ec} \right)^{\frac{2}{3}} = \left(\frac{1}{6,8 \cdot 10^{-2}} \cdot 120 \right)^{\frac{2}{3}} = 145 \text{ V}$$

Z dostateczną dokładnością możemy wykreślić krzywą na zasadzie równania /22/

$$i_{\alpha} = 6,8 \cdot 10^{-2} \cdot V_{\alpha}^{\frac{3}{2}}$$

Jest ona przedstawiona na rys.15.



Rys.15.

t.j. $V_{\alpha} \cong 100 \text{ V}$

Srednia oporność /34/

$$\rho_{sr} = \frac{145}{120} = 1,2 \text{ k}\Omega$$

Najmniejsza oporność
(dla części prostolinij-
nej /29/) dla $i_{\alpha} \cong 70 \text{ mA}$,

$$\rho_{min} = \frac{1}{\frac{3}{2} \cdot 6,8 \cdot 10^{-2} \cdot 100^{\frac{1}{2}}} \cong 1 \text{ k}\Omega$$

I.b.32.

Powierzchnia anody

$$S_{\alpha} = \pi \cdot 2,5 = 31,4 \text{ cm}^2$$

Dla niklu z tablicy II przyjmujemy

$$O_{\alpha} \cong 2,5 \quad (T_{\alpha} \cong 1300^{\circ}\text{K}),$$

a przeto z /37/

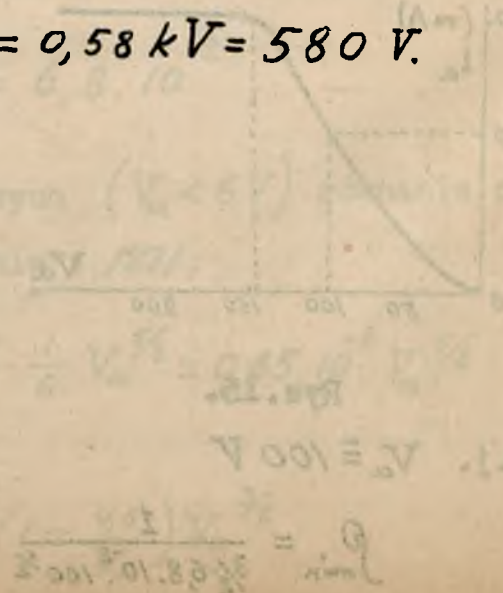
$$P_{\alpha}' = 2,5 \cdot 31,4 \cong 80 \text{ W}$$

Moc admisyjna zgodnie z /38/

$$P_{\alpha} = 80 - \frac{1}{2} \cdot 24 \cong 70 \text{ W}$$

Przy prądzie $i_{\alpha} = i_{ec} = 120 \text{ mA}$ odpowiada to napięciu anodowemu

$$V_{\alpha} = \frac{70}{120} = 0,58 \text{ kV} = 580 \text{ V.}$$



LAMPY KATODOWE TRÓJELEKTRODOWE.

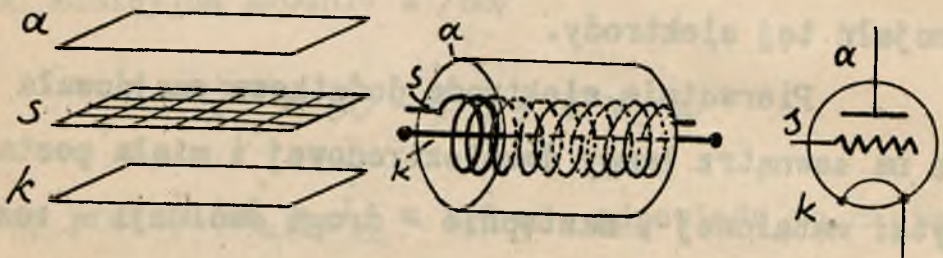
Wprowadzenie elektrody dodatkowej. - W 1907 r. Lee de Forest wprowadził do lampy dwuelektrodowej dodatkową elektrodę, realizując w ten sposób pomysł bardzo czułego przekaźnika elektronowego. Zadanie tej dodatkowej elektrody polegało na oddziaływaniu elektrostatycznym na przebiegi elektronowe zachodzące w lampie, w wyniku czego natężenie prądu anodowego uzależnione zostało od potencjału tej elektrody.

Pierwotnie elektroda dodatkowa znajdowała się na zewnątrz lampy dwuelektrodowej i miała postać płytki metalowej; następnie - drogą ewolucji - została ona wprowadzona do wnętrza lampy między katodę a anodę, przybierając kształt siatki, poprzez otwory której przechodziły elektrony, stanowiące prąd anodowy. Ta ostatnia postać dobrze dziś znana lampy trójelektrodowej odgrywa zasadniczą rolę w radjotechnice współczesnej. Nie mniej jednak ostatnio spotykają się lampy trójelektrodowe będące niejako powrotem do swego pierwotypu, gdy elektroda dodatkowa znajdowała się na zewnątrz bańki lampy dwuelektrodowej /lampy Tele-

funken z "siatką"^{x/} na zewnątrz szkła bańki./

W każdym jednak wypadku istotna rola siatki polega na jej oddziaływaniu na przebiegi pola elektrostatycznego na drodze między katodą a anodą.

Kształt siatki /wewnętrznej/ dostosowany jest do układu elektrod anody i katody : w układzie płaskim jest ona płaską powierzchnią z otworami /siatka, kratka / w układzie cylindrycznym - odpowiednim cylindrem /siatka, spirala, lub t.p. /o. /rys.1. /o.



Rys.1.

Siatka wykonywana bywa zazwyczaj z cienkiego drutu niklowego, molibdenowego lub wolframowego, nawiniętego na sztywnym szkielecie, i posiada odprowadzenie,

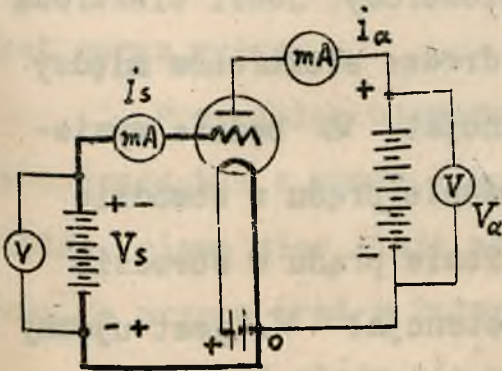
^{x/}

Oczywiście nazwa "siatka" ma tu tylko znaczenie symboliczne, ze względu na to, iż odgrywa taką samą rolę jak siatka w lampach z wewnętrzną elektrodą dodatkową.

podobnie jak końce katody i anoda, nazewnątrz bańki.

W związku z obecnością siatki, w układach lampy trójelektrodowej dochodzi nowy obwód elektryczny - obwód siatki /rys.2/, pozwalający na udzielanie siatce dowolnego potencjału

V_s /mierzonego względem ujemnego końca katody 0 /. Z obwodem tym wiążą się nowe wielkości : potencjał /lub napięcie / siatki V_s , oraz prąd siatki i_s .



Rys.2.

Wpływ potencjału siatki na ruch elektronów w lampie. Ponieważ elektrony, jako ładunki ujemne o znikomą masę, poruszają się wzdłuż linii sił pola elektrycznego /przeciw jego kierunkowi/, przeto zasadniczym warunkiem umożliwiającym powstanie prądu w jakimś z obwodów lampy /anodowym lub siatki/ jest istnienie pola elektrycznego, którego linie sił wychodzą z danej elektrody /anody lub siatki / a kończą się na katodzie emitującej elektrony. W lampie dwuelektrodowej warunek ten, przy dodatnim potencjale na anodzie, był zawsze speł-

niony.

Przez wprowadzenie elektrody dodatkowej do lampy dwuelektrodowej, rozkład pola, tak co do kierunku jak i co do wielkości, ulega zmianie, uzależniając się od potencjału tej elektrody. Jeśli elektrodą tą jest siatka, położona na drodze elektronów między anodą a katodą, to jej potencjał V_s będzie wywierać wpływ nie tylko na natężenie prądu w obwodzie siatki I_s , lecz i na natężenie prądu w obwodzie anodowym. Istotnie, jeśli potencjał V_s jest ujemny i dostatecznie duży, elektrony, tworzące ładunek przestrzenny, są przez nią odpychane i mogą nie dosięgnąć anody, pomimo, że ta ostatnia posiada potencjał dodatni; prąd anodowy /ani prąd siatki / w tych warunkach płynąć nie będzie.

Jeśli natomiast potencjał V_s jest dodatni, elektrony nie tylko nie są przez siatkę wstrzymywane w swym ruchu, lecz przeciwnie, pole siatki współdziała z polem anody; zjawia się przeto prąd anodowy; pozatem - na skutek przyciągającego działania siatki - część elektronów ładunku przestrzennego odpływa do siatki, tworząc prąd siatki.

Wpływ potencjału siatki na ruch elektronów w lampie uwidaczniają obrazy linii sił pola, przedsta-

wione na rys.3. dla płaskiego układu elektrod oraz siatki, utworzonej przez prostopadłe do płaszczyzny rysunku żeberka o przekroju kołowym.

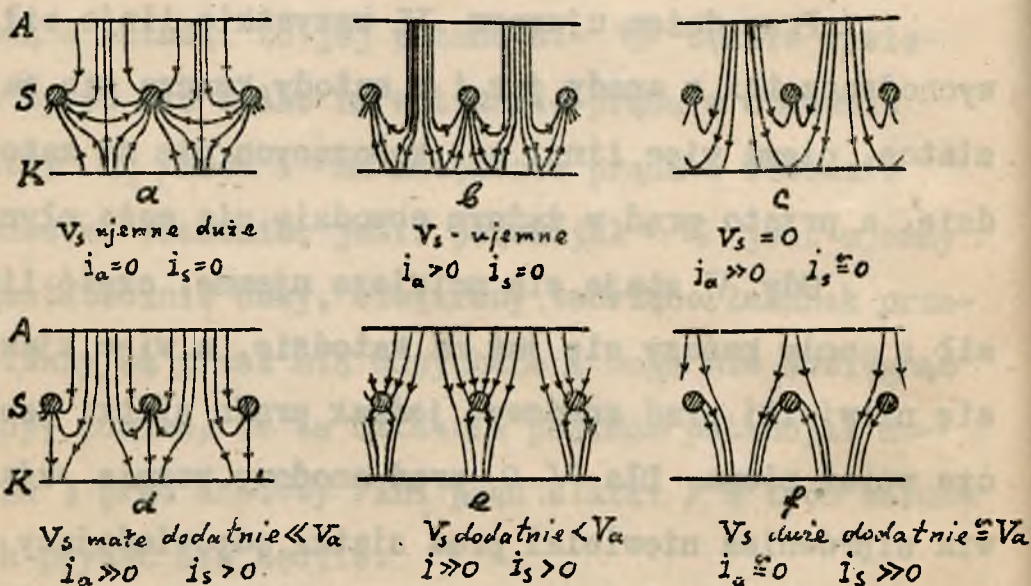
Anoda ma tu stały potencjał dodatni, natomiast potencjał siatki na kolejnych rysunkach / od a do f / jest coraz wyższy.

Przy dużym ujemnym V_s wszystkie linje sił, wychodzące tak z anody jak i z katody, kończą się na siatce, niema więc linji sił kończących się na katodzie, a przeto prąd w żadnym obwodzie nie może płynąć.

Gdy V_s staje się mniejsze ujemne, część linji sił z anody kończy się już na katodzie, a więc zjawia się niewielki prąd anodowy, jednak prądu siatki jeszcze wciąż niema. Dla $V_s = 0$ prąd anodowy rośnie /zjawia się również niewielki prąd siatki, odpowiadający wyjściowej szybkości elektronów z katody /. Gdy $V_s > 0$, lecz mniejsze od V_a , prąd anodowy dalej rośnie i zjawia się wyraźnie prąd siatki, gdyż są już linje sił, wychodzące z siatki a kończące się na katodzie. Gdy V_s wzrasta dalej, zbliżając się do V_a , prąd anodowy rośnie już wolniej, natomiast szybko wzrasta prąd siatki, gdyż coraz więcej linji sił siatki kończy się na katodzie. Ponieważ ilość elektronów dostarczonych przez katodę jest ograniczona, przeto, przy dalszym

wzroście V_s , prąd anodowy musi zacząć maleć na korzyść wzrostu prądu siatki $x/$.

Charakterystyka lampy trój-elektrodowej. - Na podstawie powyższych rozważań łatwo jest przewidzieć przebieg zależności



Rys. 3.

prądu anodowego i_a oraz siatki i_s od potencjału

$x/$

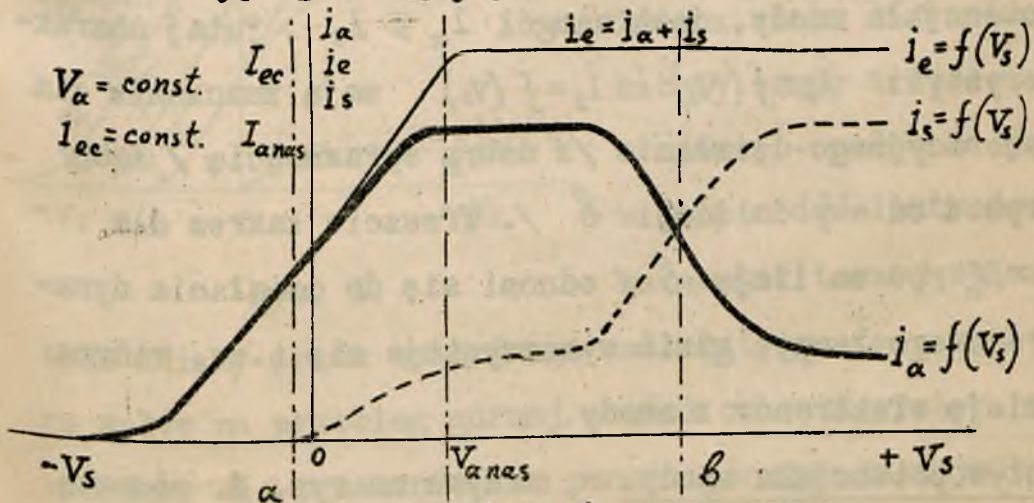
Obrazy pól przedstawione na rys.3, są przybliżone, bowiem nie uwzględniają swobodnych ładunków między elektrodami / ładunku przestrzennego /, na których kończą się również linje sił pola. Niemniej jednak charakter przebiegu zjawiska nie ulega zmianie.

siatki V_s przy stałym potencjale anody V_a i stałym żarzeniu I_{ec} .

Krzywe tej zależności nazywamy charakterystykami lampy trój elektrodowej, a w szczególności :
 krzywą $i_a = f(V_s)$ - charakterystyką prądu anodowego ,
 krzywą $i_s = f(V_s)$ - charakterystyką prądu siatki .
 Ponadto zależność sumy prądów i_a i i_s , czyli prądu emisyjnego

$$i_e = i_a + i_s \quad \wedge /$$

od potencjału siatki V_s nazywamy charakterystyką prądu emisyjnego $i_e = f(V_s)$.

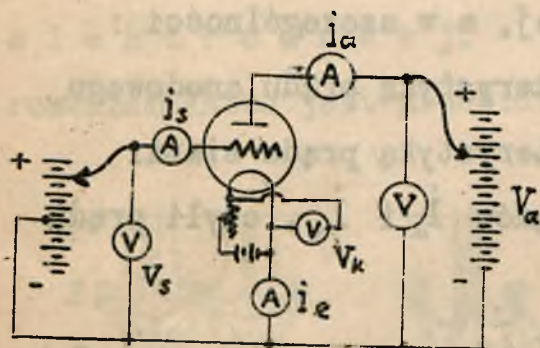


Rys. 4.

Czynność, prowadzącą do otrzymania tych charakterystyk drogą pomiaru natężeń prądów przy różnych potencjałach siatki, w układzie przedstawionym na rys.5 , określa się wyrażeniem : "zdejmowanie charakterystyki" lampy

trójelektrodowej.

W zakresie ujemnych potencjałów siatki, charakterystyka prądu anodowego schodzi się z charakterystyką prądu emisyjnego, gdyż tutaj $i_s = 0$. Zakres ten odgrywa zasadniczą rolę przy wykorzystaniu lampy dla celów amplifikacyjnych /rys.4 od $-V_s$



Rys. 5.

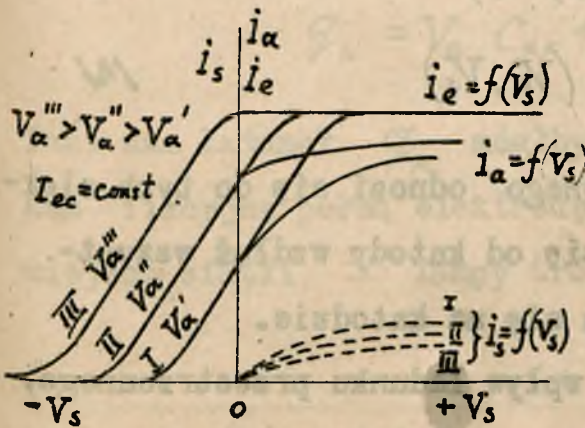
do linii α /. W zakresie potencjałów siatki dodatnich, lecz mniejszych od potencjału anody, jest naogół $i_a \approx i_s$. Tutaj charakterystyki $i_a = f(V_s)$ i $i_s = f(V_s)$ mają znaczenie dla generacyjnego działania /z dobrą sprawnością / lampy /rys.4 od $-V_s$ do linii β /. Wreszcie zakres dla $V_s > V_a$ /po za linię β / odnosi się do działania dynatronowego lampy, gdzie wykorzystuje się t.zw. wtórną emisję elektronów z anody.

Wpływ potencjału anody. - Krzywe na rys. 4. odnoszą się do pewnej stałej wartości potencjału anody. Z chwilą gdy potencjał ten ulegnie zmianie, otrzymujemy nowy przebieg tych charakterystyk. Mianowicie charakterystyki prądu anodowego i prądu emisyjnego

Wpływ potencjału anody. - Krzywe na rys. 4. odnoszą się do pewnej stałej wartości potencjału anody. Z chwilą gdy potencjał ten ulegnie zmianie, otrzymujemy nowy przebieg tych charakterystyk. Mianowicie charakterystyki prądu anodowego i prądu emisyjnego

ulegają równoległemu przesunięciu w kierunku osi V_s : w lewo - jeśli potencjał V_a wzrósł, w prawo - jeśli zmalał. Co się tyczy charakterystyki prądu siatki, zmienia ona nieznacznie swój kształt, obniżając się, gdy V_a rośnie lub podwyższając - gdy V_a maleje, jak to przedstawia rys.6.

Szereg takich krzywych dla różnych V_a nazywamy rodziną charakterystyk /prądu anodowego, emisyjnego , siatki / przy danem żarzeniu.



Wpływ żarzenia katody.

Zmiana stanu żarzenia katody lampy trójelektrodowej - podobnie jak w lampie dwuelektrodowej, na skutek towarzyszącej

temu zmiany prądu emisyjnego całkowitego I_{ec} , wywiera wpływ na przebieg górnej części charakterystyk, wyrażający się przesunięciem punktu górnego zakrzywienia.

Równanie charakterystyki prądu emisyjnego. - Ponieważ ruch elektronów w lampie trójelektrodowej - podobnie zresztą jak w dwuelektrodowej - jest uwarunkowany przebiegiem

pola elektrostatycznego między daną elektrodą /anodą, siatkę / a katodą, zaś przebieg tego pola zależy znów od potencjałów V_a i V_s , przeto należy się spodziewać, że odpowiednie prądy i_a i i_s oraz $i_e = i_a + i_s$ będą tu funkcjami V_a i V_s , czyli

$$i_a = f(V_a, V_s) \quad /2/$$

$$i_s = f(V_a, V_s) \quad /3/$$

$$i_e = i_a + i_s = f(V_a, V_s) \quad /4/$$

Równanie /4/ prądu emisyjnego odnosi się do tych elektronów, które poruszają się od katody wzdłuż wszystkich linii sił kończących się na katodzie.

Jeśli pominąć wpływ ładunku przestrzennego, można uważać pole elektryczne, działające tuż przy katodzie, za pole wypadkowe wytworzone przez dwa przewodniki o potencjałach V_a i V_s . Inaczej mówiąc, każda z elektrod /anoda i siatka/wzbudza na katodzie odpowiednie ładunki elektryczne, a mianowicie ładunki :

q_{ka} - wzbudzony przez ładunki anody ,

q_{ks} - wzbudzony przez ładunki na siatce ;

całkowity ładunek na katodzie jest zatem

$$q_k = q_{ka} + q_{ks} \quad /5/$$

Oznaczając pojemności cząstkowe elektrod /anody i siatki/ względem katody odpowiednio przez C_{ak} i C_{sk} , otrzymamy

$$q_{ka} = V_a \cdot C_{ak} \quad /8/$$

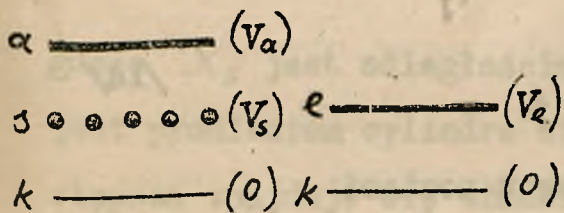
$$q_{sk} = V_s \cdot C_{sk} \quad /9/$$

a przeto

$$q_k = V_a \cdot C_{ak} + V_s \cdot C_{sk} \quad /8/$$

Taki sam ładunek q_k mógłby być wzbudzony przez jakąś fikcyjną pełną elektrodę e , umieszczoną na miejscu siatki s lampy trójelektrodowej /rys.7 / i

mającą potencjał V_e taki, aby



$$q_k = V_e \cdot C_{ek} \quad /9/$$

jeśli przez C_{ek} oznaczymy pojemność cząstkową tej elektrody zastępczej względem katody.

Rys.7.

Z równań /8/ i /9/ określamy

$$V_e = \frac{C_{ak}}{C_{ek}} \cdot V_a + \frac{C_{sk}}{C_{ek}} \cdot V_s \quad /10/$$

Ze względu na to, iż siatka posiada otwory /a więc nie stanowi pełnej powierzchni jak elektroda zastępcza e / należy oczekiwać, że będzie

$$C_{sk} \leq C_{ek} \quad /11/$$

Dokładne rozważania wykazują, iż w przypadku, gdy elektroda dodatkowa jest siatką, położoną pomiędzy anodą a katodą, między pojemnościami cząstkowymi istnieje związek

$$C_{ek} \cong C_{ak} + C_{sk} \quad /12/$$

Wstawiając /12/ do /10/ otrzymujemy

$$V_e = \frac{1}{1 + \frac{C_{sk}}{C_{ak}}} \cdot V_a + \frac{C_{sk}}{C_{ak}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{C_{sk}}{C_{ak}}} \cdot V_s \quad /13/$$

Gdy oznaczymy

$$\frac{C_{sk}}{C_{ak}} = K_e \quad /14/$$

wyrażenie /13/ przedstawimy w postaci

$$V_e = \frac{1}{K_e + 1} \cdot (V_a + K_e V_s) \quad /15/$$

Równanie /15/ określa wartość potencjału, jaki musiałaby mieć elektroda zastępcza, umieszczona na miejscu siatki, aby ruch elektronów między katodą a tą elektrodą w tak utworzonej równoważnej lampie dwuelektro-

dowej odbywał się tak samo, jak między katodą a siatką w lampie trójelektrodowej. Potencjał V_e będziemy nazywać zastępczym potencjałem anody i siatki.

Stosując dla zastępczej lampy równanie Langmuir'a, możemy napisać dla prądu emisyjnego /siatki i anody / równanie

$$i_e = i_a + i_s = C \cdot V_e^{3/2} \quad /16/$$

Tutaj C jest stałą tej lampy dwuelektrodowej ; oczywiście dla układu płaskiego

$$C = 2,33 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{J_k}{X_s^2}, \quad /17/$$

zaś dla układu cylindrycznego

$$C_0 = 1,465 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{J_k}{r_s} \quad /18/$$

gdzie X_s jest odległością siatki od katody, zaś r_s jest promieniem cylindra siatki, bowiem elektroda zastępcza znajduje się właśnie na miejscu siatki.

Wstawiając do /16/ pełną wartość wyrażenia /15/ otrzymujemy

$$i_e = C \left[\frac{1}{K_e + 1} (V_a + K_e V_s) \right]^{3/2} \quad /19/$$

równanie Langmuir'a dla lampy trójelektrodowej.

Wielkość K_e nosi nazwę współczynnika amplifikacji,

jego odwrotność spotykaną czasami w literaturze technicznej niemieckiej - "przechwytem" /Durchgriff /.

Przechwyt wyraża się w procentach.

Dla większości stosowanych lamp katodowych trójelektrodowych zazwyczaj $K \gg 1$, a przeto równanie /19/ daje się uprościć i przedstawić w postaci

$$i_e = i_a + i_s \cong C \left(\frac{1}{K_e} \cdot V_a + V_s \right)^{3/2} \quad /20/$$

W zakresie $V_s < 0$, jak wiadomo $i_s = 0$, a przeto

$i_e = i_a$. Zatem tutaj

$$\begin{aligned} i_e = i_a &= C \left(\frac{1}{K_e} \cdot V_a + V_s \right)^{3/2} \\ i_s &= 0 \end{aligned} \quad /21/$$

Spółczynnik amplifikacji. Pojemności cząstkowe C_{ak} i C_{sk} dla typowych układów elektrod dają się wyrazić pewnymi wzorami, wyprowadzonymi na drodze rozważań matematycznych. W ten sposób, wstawiając je do wzoru /14/, możemy otrzymać wyrażenia na współczynnik amplifikacji dla różnych układów.

Układ cylindryczny z siatką o żeberkach podłużnych

/rys.8/ przekroju kołowego. Pojemności cząstkowe ^{x/}

x/

Liczone na jednostkę długości układu / w kierunku osi katody /.

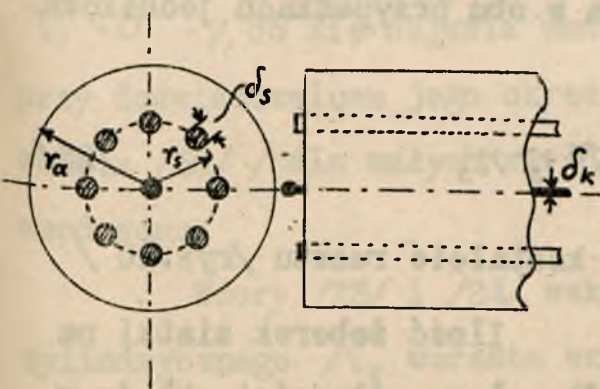
są tu - zgodnie z podanymi oznaczeniami

$$C_{sk} \stackrel{22}{=} \frac{1}{2 \cdot \ln \frac{2r_s}{\delta_k}}; \quad C_{ak} = \frac{\frac{1}{N_s} \cdot \ln \frac{2r_s}{N_s \delta_s}}{2 \ln \frac{2r_s}{\delta_k} \cdot \ln \frac{r_a}{r_s}} \quad /22/$$

N_s = ilość żeberk siatki / na rysunku $N_s = 8$ /.

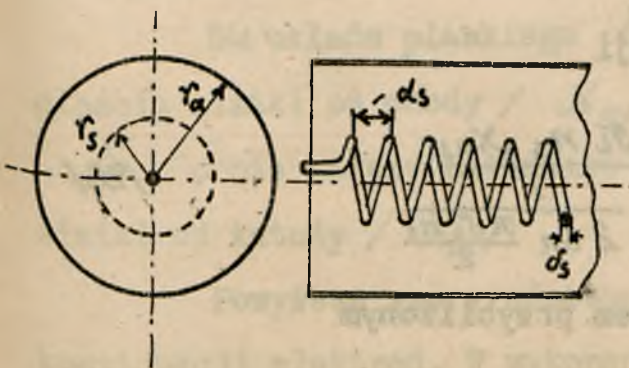
Spółczynnik amplifikacji według wzoru /14/ będzie zatem

$$K_e = \frac{N_s \cdot \ln \frac{r_a}{r_s}}{\ln \frac{2r_s}{N_s \delta_s}} \quad /23/$$



Rys. 8.

Układ cylindryczny z siatką spiralną o przekroju kołowym /rys.9/. Ilość zwojów siatki na 1 cm. długości = n_s czyli



Rys. 9.

$n_s = \frac{1}{d_s}$

Spółczynnik amplifikacji określony jest tu

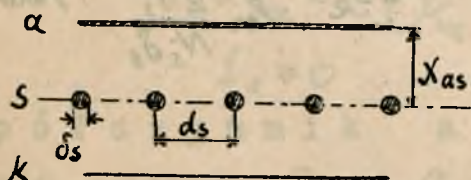
wzorem

$$K_e = \frac{2\pi r_s n_s \ln \frac{r_a}{r_s}}{\ln \frac{1}{\pi \delta_s n_s}} \quad /24/$$

łatwo spostrzec, iż między wzorami /23/ i /24/ różnicy istotnej niema, gdyż na jednostkę bieżącej długości układu elektrod przypada w obu przypadkach jednakowa długość żeberk siatki

$$N_s \cong 2\pi r_s n_s \quad /25/$$

Układ płaski z siatką w kształcie rusztu /rys.10 /



Rys.10.

Ilość żeberk siatki na 1 cm. długości układu w kierunku prostopadłym do żeberk = $n_s = \frac{1}{d_s}$

Spółczynnik amplifikacji

$$K_e = \frac{2\pi n_s X_{as}}{\ln \frac{1}{2.5n \frac{\pi \delta_s n_s}{2}}} \quad /26/$$

może być wyrażony wzorem przybliżonym

$$K_e = \frac{2\pi n_s X_{as}}{\ln \frac{1}{\pi \delta_s n_s}} \quad /27/$$

jeśli $\delta_s n_s \ll 1$, t. zn. gdy $2sn \frac{\pi \delta_s n_s}{2} \cong \pi \delta_s n_s$

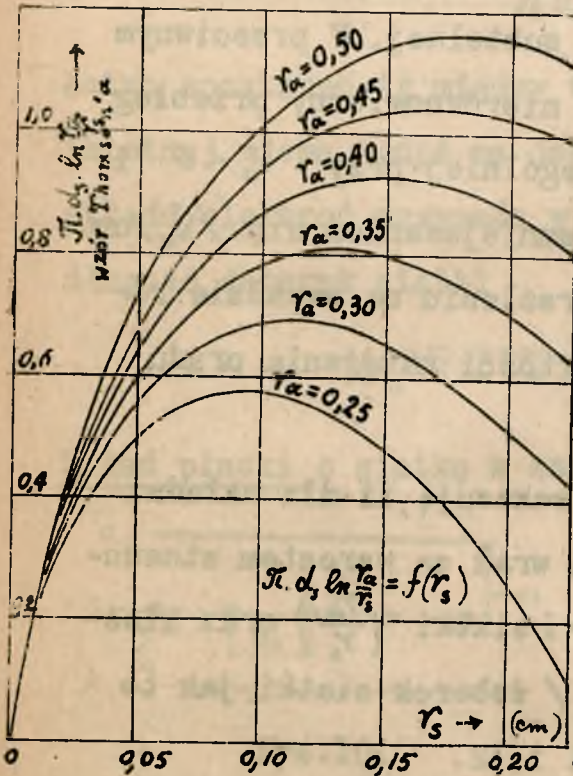
Powyższe wzory podają max. wartość teoretyczną współczynnika amplifikacji i odnoszą się do siatki idealnej, t. j. nieskończenie subtelnej. W przeciwnym wypadku żeberka siatki dają nierównomierny przebieg pola w pobliżu katody /szczególniej przy $V_a < 0$ i $V_s > 0$ /, co się objawia zmniejszeniem się K_e /np. przy doświadczalnym jego określeniu na zasadzie równania /30/ / dla małych wartości napięcia prądu anodowego.

Wzory /23/ i /24/ wskazują, iż dla układu cylindrycznego K_e wzrasta wraz ze wzrostem stosunku promieni cylindrów anody i siatki $\left(\frac{r_a}{r_s}\right)$ oraz ilości / n_s / i grubością / δ_s / żeberka siatki jak to ilustrują wykresy na rys. 11 i 12.

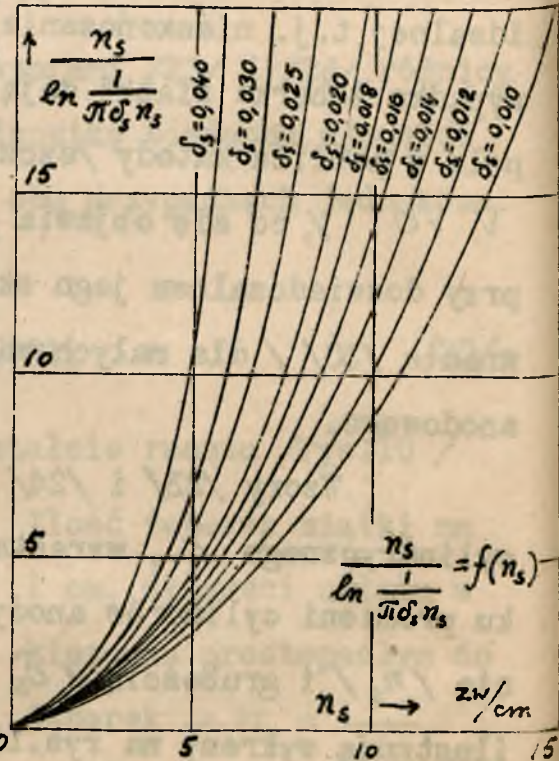
Dla układu płaskiego K_e rośnie wraz z odległością siatki od anody / X_{as} / oraz n_s i δ_s , nie zależy natomiast zupełnie od odległości siatki od katody / X_k /.

Powyższe wzory odnoszą się do idealnych konstrukcji elektrod. W wykonaniu praktycznym występują różne czynniki / jak to układy podtrzymujące elektrody/, których wpływ częstokroć nie jest łatwy

do teoretycznego uwzględnienia. Szczególnie dużą rolę odgrywa tu konstrukcja podtrzymująca siatkę.



Rys.11.



Rys.12.

Elektryczne znaczenie K_e . Spółczynnik amplifikacji K_e odgrywa zasadniczą rolę w rozpatrywaniu działania lamp katodowych.

Ze wzoru /15/ wynika, iż pewną wartość i_e można uzyskać przy nieskończenie wielkiej ilości kombinacji V_a i V_s , co wyraża się równaniem :

$$\frac{1}{K_e} \cdot V_\alpha + V_s = \text{const.} \quad /28/$$

albo

$$K_e V_s + V_\alpha = \text{const.} \quad /29/$$

Przedstawiając w postaci różniczkowej mamy

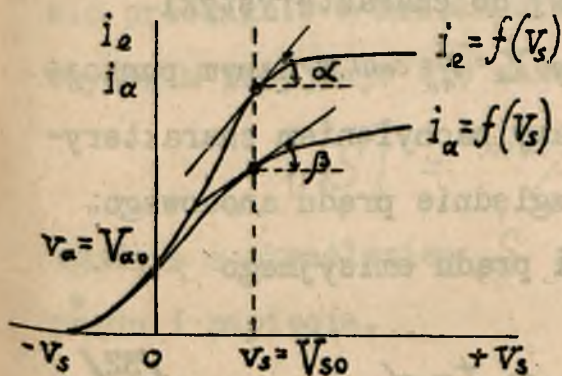
$$K_e \cdot dV_s + dV_\alpha = 0$$

Skąd

$$K_e = - \frac{dV_\alpha}{dV_s}$$

$$\text{przy } i_e = \text{const.}$$

t.j.



$$K_e = - \left(\frac{\partial V_\alpha}{\partial V_s} \right)_{i_e} \quad /30/$$

Rys. 13.

Znaczenie fizyczne K_e jest następujące : przypuśćmy, iż pewnemu $V_s = V_{s0}$ i pewnemu $V_\alpha = V_{\alpha0}$ odpowiada $i_e = I_{e0}$; teraz zwiększamy V_s do wartości $V_{s0} + \Delta V_s$; następnie zmniejszamy V_α o ΔV_α , t.j. do wartości $V_{\alpha0} - \Delta V_\alpha$ takiej, aby prąd wrócił znów do wartości początkowej $I_{e0} + \Delta i_e - \Delta i_e = I_{e0}$. Wówczas związek między ΔV_α i ΔV_s w granicy, gdy przyrosty te dążą do zera, określa współczynnik amplifikacji przez równanie /30/.
 Wskutek czego i_e wzrasta do wartości $I_{e0} + \Delta i_e$

W zupełnie analogiczny sposób możemy określić współczynnik amplifikacji K_a w odniesieniu do stałej wartości prądu anodowego $i_a = \text{const.}$ jako

$$K_a = - \left(\frac{\partial V_a}{\partial V_s} \right)_{i_a = \text{const.}} \quad /31/$$

Nachylenie charakterystyki. Współczynnik kątowy stycznej do charakterystyki $i_e = f(V_s)$ wzgl. $i_a = f(V_s)$ przy $V_a = V_{a0} = \text{const.}$ w danym punkcie $V_s = V_{s0}$ /rys.13/ nazywamy nachyleniem charakterystyki prądu emisyjnego, względnie prądu anodowego.

Nachylenie charakterystyki prądu emisyjnego

$$S_e = \left(\frac{\partial i_e}{\partial V_s} \right)_{V_a} = \text{tg } \alpha \quad /32/$$

Nachylenie charakterystyki prądu anodowego

$$S_a = \left(\frac{\partial i_a}{\partial V_s} \right)_{V_a} = \text{tg } \beta \quad /33/$$

Nachylenie charakterystyk pokazuje w jakim stopniu zmiany potencjału siatki wywołują zmiany prądu emisyjnego /wzgl. anodowego / przy stałym potencjale anody.

Zależność nachylenia od potencjału początkowego siat-

ki V_s , czyli funkcja

$$S = f(V_{s0}) \quad /34/$$

jest w swym przebiegu podobna do funkcji

$$\rho = f(V_a)$$

w lampie dwuelektrodowej.

Ponieważ prąd emisyjny /anodowy / mierzy się przeważnie w miliamperach, przeto za wymiar nachylenia przyjmuje się zazwyczaj

$$[S] = \frac{mA}{V}$$

zgodnie z określeniem S jako stosunku przyrostów prądu i napięcia.

Oporność wewnętrzna. Przy stałym potencjale siatki $V_s = V_{s0} = \text{const.}$ lampa katodowa trój-elektrodowa może być rozpatrywana jako lampa dwuelektrodowa o charakterystykach

$$i_e = f(V_a) \quad (V_s = \text{const.}) \quad /35/$$

względnie

$$i_a = f(V_a) \quad (V_s = \text{const.}) \quad /36/$$

Można tu przeto mówić o opornościach wewnętrznych :

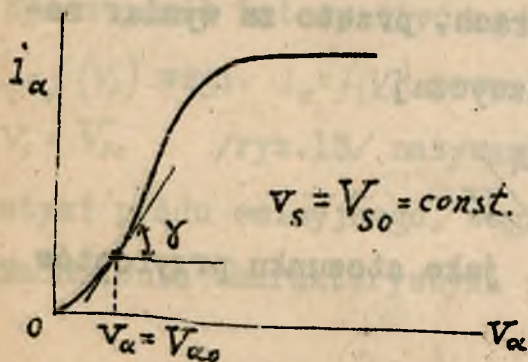
$$\rho_e = \left(\frac{\partial V_a}{\partial i_e} \right)_{V_s} \quad /37/$$

względnie

$$\rho_{oc} = \left(\frac{\partial V_a}{\partial i_a} \right)_{V_s} = ctg \delta ,$$

odniesionych do danego punktu o potencjale $V_a = V_{a0}$
/rys.14 /. Oporność wewnętrzna mierzy się zazwyczaj

w kilo-omach / tysiącach omów/, a zatem wymiar



$$[\rho] = k \Omega$$

Przebieg zależności

$\rho = f(V_s)$ zbliżony jest do
funkcji $\rho_a = f(V_a)$

Rys.14

w lampie dwuelektrodowej.

Równanie różniczkowe i równanie wewnętrzne. - Różniczkując równanie /4/

$$i_e = f(V_a, V_s) \quad /4/$$

otrzymujemy - niezależnie od kształtu tej funkcji -

$$di_e = \left(\frac{\partial i_e}{\partial V_a} \right)_{V_s} dV_a + \left(\frac{\partial i_e}{\partial V_s} \right)_{V_a} dV_s \quad /38/$$

Po podstawieniu odpowiednich współczynników z równań /31/ i /32/ dostajemy

$$di_e = \frac{1}{\rho_e} \cdot dV_a + S_e \cdot dV_s \quad /39/$$

oraz analogicznie

$$di_a = \frac{1}{\rho_a} \cdot dV_a + S_a \cdot dV_s \quad /40/$$

Jeżeli przyrosty dV_a i dV_s mają jednocześnie spełniać równanie /30/ musi być

$$di_e = 0 \quad /41/$$

czyli

$$S_e \cdot dV_s + \frac{1}{\rho_e} dV_a = 0 \quad /42/$$

Stąd otrzymujemy związek /dla $i_e = \text{const}$ /

$$S_e \cdot \rho_e = - \frac{dV_a}{dV_s}$$

a zatem, wobec /30/, będzie

$$S_e \cdot \rho_e = K_e \quad \begin{array}{l} \text{równanie konstancie} \\ \text{prędkości przepływu} \end{array} \quad /43/$$

Analogicznie otrzymujemy

$$\left\{ S_a \cdot \rho_a = K_a \right\} \quad /44/$$

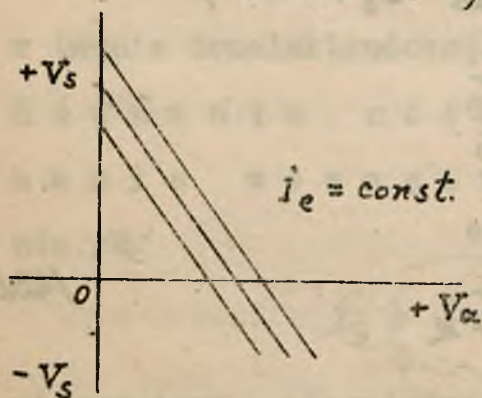
Równanie /43/ nazywać będziemy wewnętrznym równaniem

lampy trójelektrodowej.

W odniesieniu do wymiarów, mamy tu zależność

$$\left(\frac{mA}{V}\right) \cdot (k\Omega) = \left(\frac{V}{V}\right) \quad /45/$$

Interpretacja geometryczna równań. Równanie /4/ jest równaniem pewnej powierzchni w układzie osi i_e, V_a, V_s , zwanej powierzchnią charakterystyczną lampy. Przecięcia tej powierzchni płaszczyznami równoległymi do osi (i_e, V_s) daje rodzinę charakterystyk $i_e = f(V_s)$ przy $V_a = const$. Przecięcia płaszczyznami równoległymi do osi (i_e, V_a) daje rodzinę charakterystyk $i_e = f(V_a)$ przy $V_s = const$. Wreszcie przecięcie płaszczyznami równoległymi do osi (V_a, V_s) daje rodzinę charakterystyk $f(V_s, V_a) = const$ /rys.15/. Te ostatnie



Rys.15.

są to t.zw. charakterystyki stałego prądu emisyjnego /względnie anodowego/. Ich współczynnik kątowy mierzy się współczynnikiem amplifikacji lampy.

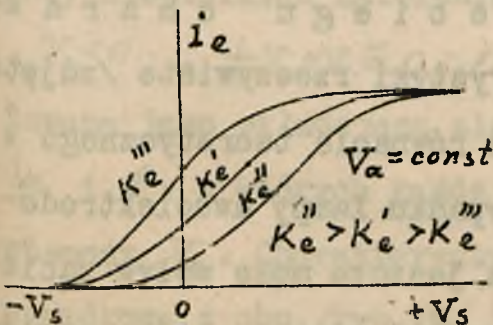
Płaszczyzna styczna do powierzchni charakterystycznej w jakimś punkcie P , o współrzędnych I_{e0}, V_{a0}, V_{s0} przecina trzy płaszczyzny

spółrzędne, przechodzące przez punkt P wzdłuż trzech prostych o współczynnikach kątowych określonych równaniami /32/, /37/ i /30/, które znów są wzajemnie związane równaniem /43/.

Wpływ K na położenie charakterystyk. - Z równania /28/ wynika, iż zmiana współczynnika amplifikacji K_e wywiera taki sam wpływ na położenie charakterystyk prądu emisyjnego /względnie anodowego / w układzie osi i_e (wzgl. i_a), V_s jak zmiana V_a . Istotnie - o wielkości i_e decyduje tu wyrażenie

$$\left(\frac{1}{K_e} \cdot V_a + V_s \right),$$

a przeto zwiększanie K_e przy innych wielkościach



Rys.16.

V_a , C_0 lub C_+ niezmiennych, powoduje przesuwanie się charakterystyk w prawo podobnie jak zmniejszanie V_a - i odwrotnie /rys.16/

Dyskusja S i ρ . Dla

tych części charakterystyk lampy, które podlegają prawu Langmuir'a, może być wielkość S_e wyrażona wzorem, otrzymanym przez zróżniczkowanie /21/

$$S_e = \frac{3}{2} \cdot C \left(\frac{1}{K_e} \cdot V_a + V_s \right)^{1/2}$$

Zaś równanie /46/ pozwoli określić

$$\rho_e = \frac{K_e}{S_e} \quad /47/$$

Z równania /46/ widzimy, iż nachylenie S_e rośnie ze wzrostem napięcia zastępczego V_e oraz ze wzrostem stałej wzoru Langmuir'a C /równania 17 i 18 /.

Co się tyczy oporności ρ_e /47/, jest ona - przy danym K_e - odwrotnie proporcjonalna do S_e .

Wielkości S_e i ρ_e w odniesieniu do rzeczywistej charakterystyki osiągają swe ekstrema $S_{e \max}$ i $\rho_{e \min}$ podobnie jak ρ_a w lampie dwuelektrodowej - dla $i_e \cong 0,5 I_{ec}$, t.j. dla prostoliniowej części charakterystyk.

O d c h y l e n i a w p r z e b i e g u c h a r a k t e r y s t y k. - Charakterystyki rzeczywiste /zdjęte doświadczalnie/ odbiegają od równania teoretycznego z powodów podobnych jak w przypadku lampy dwuelektrodowej ^{x/}. Ponadto dochodzić tu jeszcze może wpływ zaciemniającego działania niedoskonałej siatki, które powoduje nierównomierny udział całej powierzchni /wzgl. długości/ katody w dostarczaniu elektronów : katoda może

x/

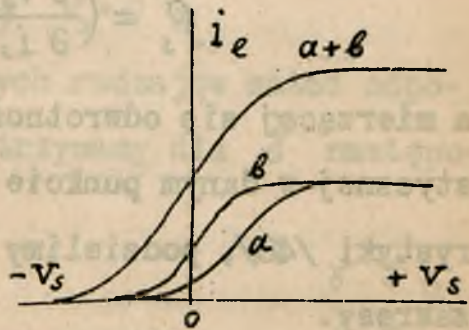
Pętla histerezy jonizacyjnej, potęgująca się jonizacja i t.d.

być niejako podzielona na części (α) zacienione /względem anody / przez żeberka siatki /rys.17 / oraz części niezacienione (β), leżące na wprost otworków siatki /"tworzenie się wysp" /.

Zjawisko to występuje szczególniej wyraźnie



Rys.17.



Rys.18.

przy niewielkich natężeniach prądu emisyjnego / $V_a > 0$, $V_s < 0$, $\frac{1}{K} V_a + V_s \approx 0$ /; wówczas lampa może być traktowana jako składająca się z dwóch części zsumowanych α i β , z których każda posiada inny potencjał zastępczy V_e . Charakterystyka lampy jest wtedy pewną wypadkową z obu /rys.18/ i odbiega od równania $3/2$ potęg.

Wynika stąd, racjonalność stosowania siatek o budowie subtelnej / duża ilość cienkich żeberek /.

Prąd siatki. - Dla rozpatrzenia przebiegu charakterystyki prądu siatki

$$i_s = f(V_s) \text{ przy } V_a = \text{const.} \quad /48/$$

oraz wynikającej stąd oporności siatki określonej zależnością

$$\rho_s = \left(\frac{\partial V_s}{\partial i_s} \right) V_a, \quad /49/$$

a mierzącej się odwrotnością współczynnika kąowego stycznej w danym punkcie / V_{s0} , V_{a0} / do charakterystyki /48/, podzielimy tę charakterystykę na dwa zakresy.

Zakres I. / $V_s < 0$ /. W zakresie tym ruch elektronów w obwodzie siatki odbywa się pod wpływem wyjściowej ich szybkości z katody.

W przypadku próżni doskonałej, gdy przebiegi są czysto elektronowe, zależność prądu siatki i_s od potencjału siatki V_s przy stałych V_a i T_k wyraża się wzorem

$$i_s = i_{s0} \cdot e^{\delta V_s} \quad /50/$$

słusznym dla $V_s < 0$.

We wzorze tym

$$\delta = \frac{1}{D_g \cdot T_k} \quad /51/$$

przyczem

$$D_g = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ V}^\circ\text{K}$$

jest stałą gazową "pary" elektronów, emitowanych przez katodę, T_k - temperatura katody, zaś I_{s0} prądem, jaki płynie w obwodzie siatki przy $V_s = 0$.

Przyjmując dla różnych rodzajów katod odpowiednie temperamenty T_k , otrzymamy dla δ następujące wartości orientacyjne :

katoda wolframowa	$\delta \approx 5$
katoda z wolframu torowanego	$\delta \approx 6$
katoda tlenkowa	$\delta \approx 12$

Ze względu na wykładniczy kształt równania /50/ prąd szybko maleje ze wzrostem ujemnego potencjału siatki; tak, na przykład, dla wolframu / $\delta = 5$ /, jak to wskazuje tablica poniższa, mamy zależność $\frac{i_s}{i_{s0}} = f(V_s)$;

$V_s =$	0	-0,4	-0,8	-1,2	-2	V
$\frac{i_s}{i_{s0}} =$	1	-0,13	0,02	0,002	$5 \cdot 10^{-5}$	

Zgodnie z /49/ wyrazimy oporność siatki na podstawie /50/ jako

$$r_s^0 = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{1}{i_s}$$

bowiem

$$\frac{di_s}{dV_s} = i_{s0} \cdot e^{\gamma V_s} \cdot \gamma = i_s \cdot \gamma$$

Ze wzoru /52/ wynika, iż oporność \int_0^{∞} jest odwrotnie proporcjonalna do prądu siatki, a więc szybko rośnie ze wzrostem ujemnego potencjału siatki, stając się ∞ dla $i_s = 0$.

W przypadku próżni niedoskonałej, powstaje na skutek jonizacji przez elektrony prądu anodowego jony dodatnie płyną do ujemnie naładowanej siatki ($V_s < 0$), tworząc t.zw. prąd jonowy siatki i_{js} . Jeżeli poprzednio rozpatrywany prąd, pochodzący od wyjściowej szybkości elektronów z katody, nazwiemy prądem elektronowym i oznaczymy przez i_{es} , to obecnie prąd całkowity siatki będzie

$$i_s = i_{js} + i_{es} \quad /53/$$

Natężenie prądu jonowego zależy od ilości jonów n_j dopływających do siatki w jednostce czasu. Ta ilość jest znów funkcją czynnika wywołującego jonizację, prądu anodowego i_a , warunków, w których jonizacja zachodzi, odległość na jakiej następuje jonizowanie

czyli drogi jonizacji d , oraz wreszcie stanu próżni, czyli ciśnienia w bańce p .

Z dostatecznym przybliżeniem można przyjmować, iż funkcja ta ma postać :

$$i_{js} = \text{prop. } p \cdot i_a \cdot d \quad /54/$$

Dla danej lampy, o niezmiennym stanie próżni, p i d są stałe, przeto

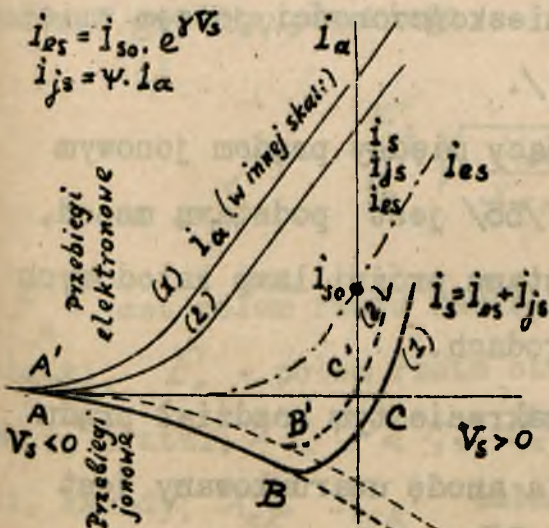
$$i_{js} = \psi \cdot i_a \quad /55/$$

Rząd wielkości współczynnika ψ wynosi w lampach odbiorczych 10^{-5} do 10^{-6} , w lampach nadawczych bywa

jeszcze mniejszy.

W ten sposób charakterystyka prądu siatki, wyrażonego równaniem /53/,

będąca sumą dwóch krzywych /50/ i /55/, będzie miała przebieg wskazany na rys.19 grubą linią ciągłą.



Rys.19.

Dla ujemnych V_s istnieje tu tylko prąd jonowy i_{js} , wywołany prądem anodowym i_a ; w pobliżu $V_s = 0$ zjawia

się i_{es} i bierze wkrótce / dla $V_s > 0$ / górę, wskutek czego i_s zmienia znak.

Oczywiście, przy innym V_a , gdy położenie charakterystyki $i_a = f(V_s)$ ulegnie przesunięciu, również przesunie się charakterystyka $i_{js} = f(V_s)$, a przeto i $i_s = f(V_s)$, pomimo, że $i_{es} = f(V_s)$ nie ulegnie zmianie.

Charakterystyka prądu siatki, w przypadkach próżni niedoskonałej, wykazuje na odcinku AB własności oporności ujemnej, bowiem tutaj jest $\frac{dV_s}{d i_s} < 0$; w miarę zbliżenia się ku B oporność ta różni się, stając się w B równą nieskończoności, poczem zmienia znak i maleje / BC /.

Związek istniejący między prądem jonowym siatki a prądem anodowym /55/ jest podstawą metod, służących do określenia stanu próżni lamp katodowych o więcej niż dwóch elektrodach.

Zakres II / $V_s > 0$ /. W zakresie tym rozdział prądu emisyjnego między siatkę a anodę uwarunkowany jest potencjałem tych elektrod V_s i V_a . Prąd siatki uzyskuje tu stosunkowo duże natężenia i: naogół może nie być już brany pod uwagę prąd jonowy siatki.

Prawo rozdziału prądu i_e ma tu postać

$$\left[\frac{i_s}{i_a} = \mu \cdot \sqrt{\frac{V_s}{V_a}} \right], \quad /56/$$

oczywiście przy warunku l.l.c/

$$i_s + i_a = i_e$$

Spółczynnik μ dla danej lampy zależy od geometrycznych wymiarów elektrod. Dla układu cylindrycznego

$$\mu = \frac{F_s}{F_o} \cdot \sqrt{\frac{\ln \frac{2r_a}{d_k}}{\ln \frac{2r_s}{d_k}}}, \quad /57/$$

podczas gdy dla płaskiego

$$\mu = \frac{F_s}{F_o} \cdot \sqrt{\frac{\chi_{ak}}{\chi_{sk}}}, \quad /58/$$

F_s - jest polem rzutu żeberk siatki na powierzchnię siatki, F_o - polem rzutu otworów siatki na powierzchnię siatki, $2r_a$, $2r_s$, d_k - średnice: anody, siatki, katody; χ_{ak} , χ_{sk} - odległości "anoda-katoda" i "siatka-katoda".

Dla lamp odbiorczych o układzie cylindrycznym wzór /57/ przybiera postać :

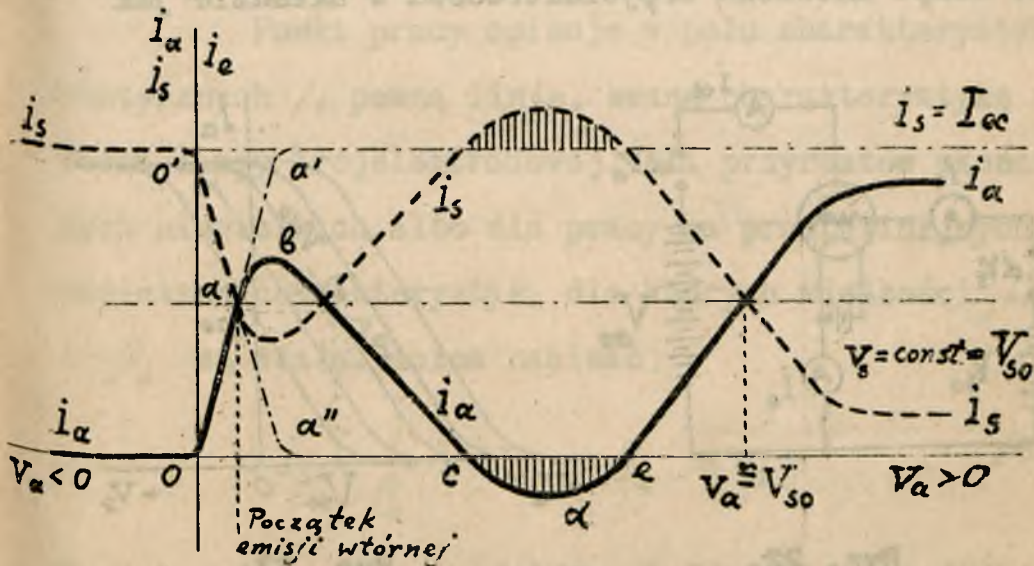
$$\mu \cong 1,1 \cdot \frac{F_s}{F_0}$$

pole natężenia
pole natężenia

Stosowalność wzoru /56/ jest ograniczona występowaniem zjawiska t.zw. wtórnej emisji elektronowej, polegającego na tem, iż powierzchnia jakiejś elektrody /np. anody / pod wpływem silnego bombardowania przez elektrony /stanowiące prąd anodowy / może stać się sama źródłem emisji elektronów /wtórnych /. Mamy tu więc do czynienia niejako z "wytrącaniem" elektronów swobodnych z powierzchni ciała, uderzanego przez strumień elektronów, stanowiących prąd anodowy. Wytrącenie takie może mieć wówczas miejsce, gdy elektron będący w ciele uzyska - przez uderzenie - szybkość większą od tej, jaka jest potrzebna dla wykonania pracy wyjścia z danego ciała . Prąd elektronów emisji wtórnej zależy od rodzaju ciała uderzanego, od natężenia prądu pierwotnego oraz od kierunku uderzenia /im bardziej stycznie do powierzchni, tem wytrącanie jest skuteczniejsze. Przy $V_s < V_a$ emisja wtórna nie daje się odczuć, gdyż odpowiadające jej elektrony wracają z powrotem do anody. Natomiast gdy $V_s > V_a$, elektrony te chętniej dążą do siatki, wskutek czego prąd siatki znacznie rośnie, zaś prąd anody maleje, a nawet może zmie-

nić znak, gdy więcej elektronów wtórnych będzie od anody odpływać, aniżeli pierwotnych dopływać / ma to miejsce np. gdy jeden elektron pierwotny wytrąca więcej, niż jeden elektron wtórny /.

Zjawisko wtórnej emisji jest doskonale widoczne z charakterystyk $i_\alpha = f(V_a)$ i $i_s = f(V_a)$ przy $V_s = V_{s0} = \text{const}$, przedstawionych na rys.21

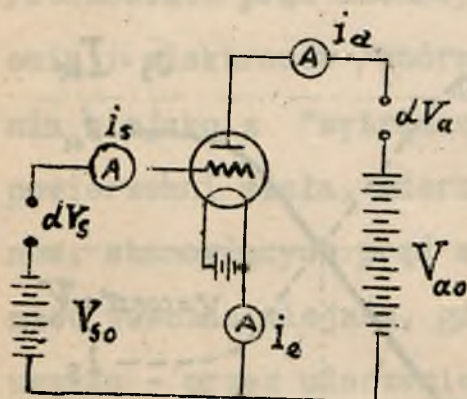


Rys. 21.

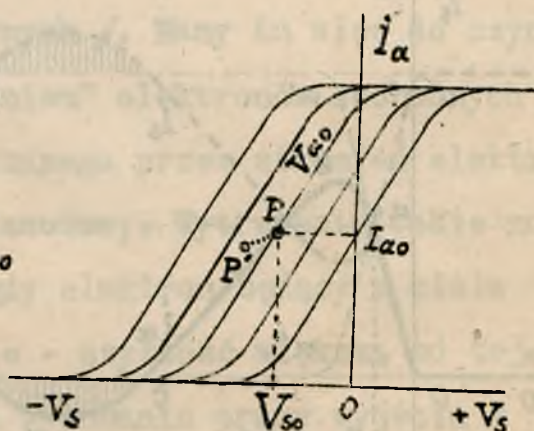
Gdy V_a wzrasta / od zera /, i_α rośnie, zaś i_s maleje / $0a$ i $0'a$ /; jednocześnie ze zjawieniem się i_α występuje wtórna emisja, wskutek czego i_α (i_s) nie przebiega według $0a\alpha'$ /wzgl. $0'a\alpha''$ /, lecz zaczyna maleć do zera, a nawet / w cde / zmienia znak. Prąd siatki natomiast rośnie kosztem tego, przyczem $i_\alpha + i_s$ zawsze równe jest I_{ec} . Gdy

stanie się $V_a \cong V_{s0}$ - rozdział prądów zaczyna zachodzić według /56/ ; przy dalszym wzroście V_a nie jest wykluczone w pewnych warunkach występowanie wtórnej emisji z siatki.

Charakterystyka robocza lampy katodowej. - Przypuśćmy, że dana jest lampa katodowa trój elektrodowa w układzie jak



Rys. 22.



Rys. 23.

na rys.22, o charakterystykach przedstawionych na rys.23. Początkowym potencjałom anody V_{a0} i siatki V_{s0} odpowiada prąd emisyjny I_{e0} i prąd anodowy I_{a0} . Punkt $P(V_{a0}, V_{s0}, I_{a0})$ będziemy nazywać początkowym punktem pracy lampy.

Gdy potencjały V_{a0} i V_{s0} otrzymają przyrosty dV_a i dV_s , prąd anodowy uzyska przyrost, zgod-

nie z równaniem /40/

$$di_{\alpha} = \frac{1}{\rho_{\alpha}} dV_{\alpha} + S'_{\alpha} dV_s \quad /60/$$

przyczem punkt pracy przesunie się do P' o współrzędnych $(V_{\alpha 0} + dV_{\alpha}, V_{s 0} + dV_s, I_{\alpha 0} + di_{\alpha})$.

Jeżeli przyrosty napięć są funkcją czasu, również funkcją czasu jest położenie punktu pracy.

Punkt pracy opisuje w polu charakterystyk /statycznych/, pewną linię, zwaną charakterystyką roboczą lampy trójelektrodowej. Dla przyrostów skończonych niewielkich albo dla pracy na prostolinijnych odcinkach charakterystyk, dla których wielkości S_{α} i ρ_{α} są stałe, można napisać:

$$\Delta i_{\alpha} = \frac{1}{\rho_{\alpha}} \Delta V_{\alpha} + S'_{\alpha} \Delta V_s \quad /61/$$

W większości zastosowań lampy trójelektrodowej jedynie siatka uzyskuje bezpośrednio przyrosty potencjału /napięcia zmienne/, potencjał anody pozostaje stały, względnie ulega wahaniu już na skutek spadku napięcia na oporności Z_{α} , włączonej do obwodu anodowego /na zewnątrz lampy/, jak to pokazuje układ na rys.24.

W tym ostatnim przypadku oczywiście będzie

$$dV_{\alpha} = -Z_{\alpha} di_{\alpha}, \quad /62/$$

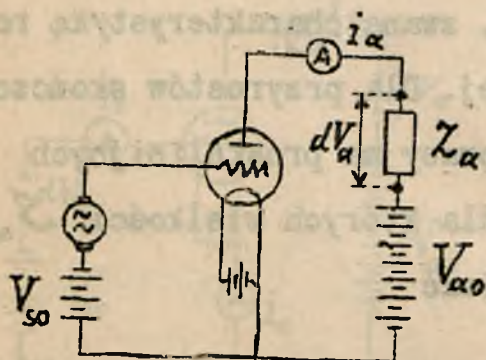
a przeto /60/ przybiera postać

$$di_a = - \frac{Z_a}{\rho_a} \cdot di_a + S_a \cdot dV_s, \quad /63/$$

skąd określamy

$$di_a = \frac{S_a}{1 + \frac{Z_a}{\rho_a}} \cdot dV_s \quad /64/$$

Całkując wyrażenie /64/ (słuszne dla prostolinijne-



Rys. 24.

go zakresu charakterystyk !) i przechodząc do postaci symbolicznej dla prądów sinusoidalnie zmiennych otrzymujemy

$$J_a = \left[\frac{S_a}{1 + \frac{Z_a}{\rho_a}} \right] V_s \quad /65/$$

Oporność Z_a może tu być kształtu

$$Z_a = R_a + j \cdot X_a \quad /66/$$

Równanie /66/ może mieć postać zespoloną, co oznacza, iż między V_s i J_a istnieje przesunięcie faz. Podobnie, między J_a i V_a może istnieć przesunięcie faz wyrażone zależnością /62/, przybierającą tu postać :

$$V_{\alpha} = -I_{\alpha} \cdot Z_{\alpha} \quad /67/$$

Moduł wyrażenia [] we wzorze /65/

$$\frac{S_{\alpha}}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_{\alpha}}{\rho_{\alpha}}\right)^2 + \left(\frac{X_{\alpha}}{\rho_{\alpha}}\right)^2}} = S_r \quad /68/$$

nazywać będziemy nachyleniem charakterystyki roboczej przy oporności Z_{α} .

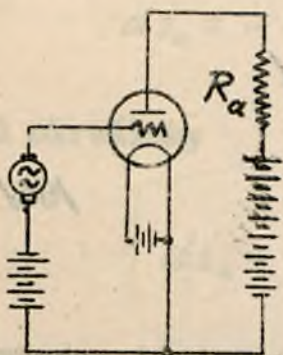
Nachylenie S_r wyraża związek między amplitudami \bar{V}_S i \bar{I}_{α} , a mianowicie

$$\bar{I}_{\alpha} = S_r \cdot \bar{V}_S \quad /69/$$

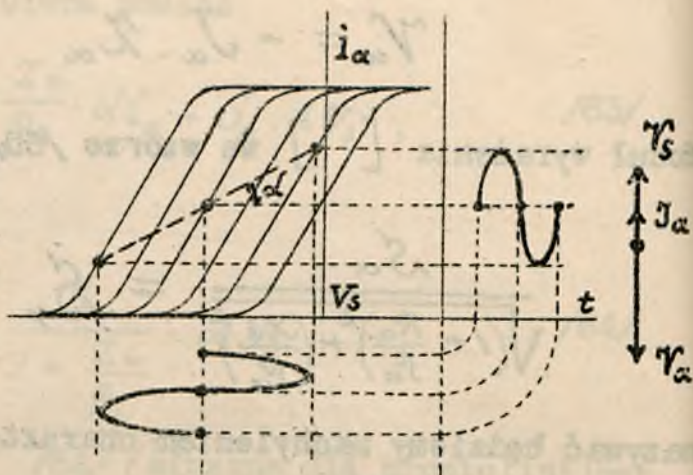
Jeśli $X_{\alpha} = 0$, a więc $Z_{\alpha} = R_{\alpha}$ /rys.25/, wyrażenie /65/ jest rzeczywiste ; nachylenie

$$S_r = \frac{S_{\alpha}}{1 + \frac{R_{\alpha}}{\rho_{\alpha}}} = \frac{K_{\alpha}}{R_{\alpha} + \rho_{\alpha}} = \operatorname{tg} \alpha \quad /70/$$

Charakterystyka robocza jest tu linią prostą o nachyleniu określonym wzorem /69/ /rys.26/ ; między I_{α} i V_S istnieje zgodność faz, podczas gdy między I_{α} i V_{α} - przesunięcie 180° /rys.27/.



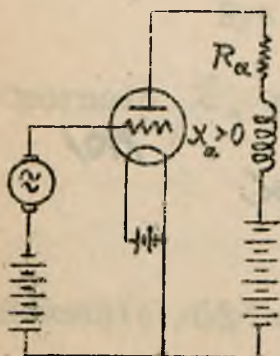
Rys. 25.



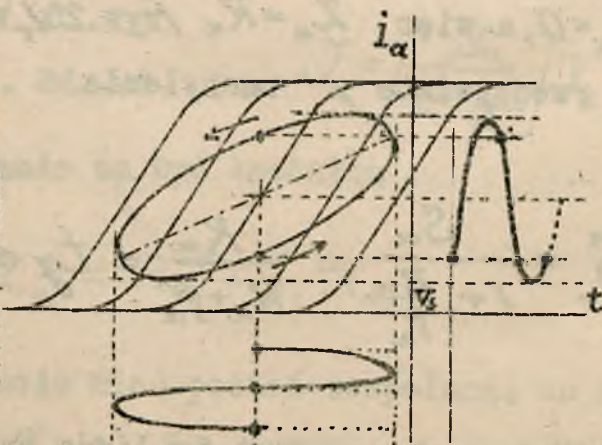
Rys. 26.

Rys. 27.

Jeśli $X_\alpha > 0$, a więc w obwodzie anodowym jest oporność indukcyjnościowa /rys.28/, wyrażenie /65/ jest zespolone, przyczem jego moduł jest określony wzorem /68/.



Rys. 28.



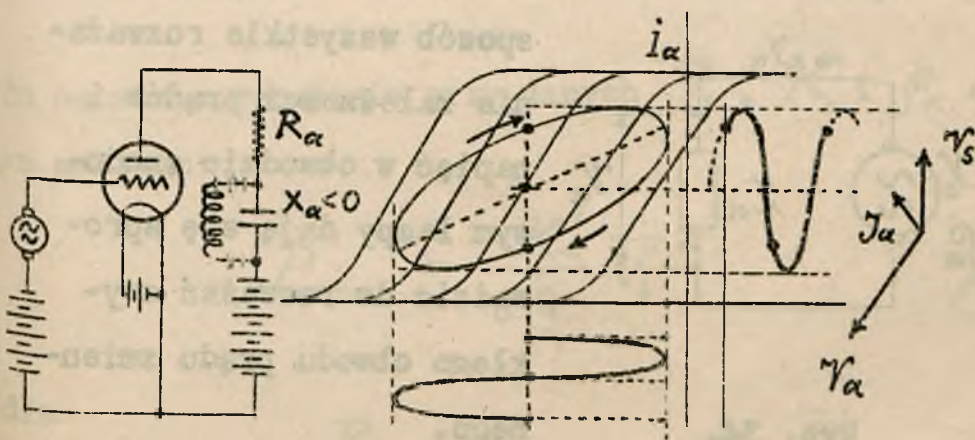
Rys. 29.

Rys. 30.

Charakterystyka robocza jest w tym przypadku - ogólnie

nie biorąc - elipsą /rys.29/, opisywaną w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara ; nachylenie głównej osi elipsy równe jest nachyleniu charakterystyki roboczej /68/. Między J_a i V_s niema już zgodności faz : J_a opóźnia się względem V_s /rys.30/, również między V_a i J_a przesunięcie jest mniejsze od 180° .

Jeśli $X_a < 0$, a więc oporność w obwodzie anodowym jest pojemnościowa /rys. 31 / , charakterystyka robocza



Rys. 31.

Rys. 32.

Rys. 33.

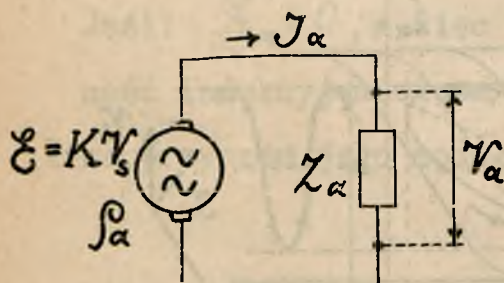
jest elipsą, opisywaną w kierunku ruchu wskazówek zegara /rys.32/; J_a wyprzedza V_s , zaś między J_a i V_a przesunięcie jest większe od 180° .

x/ Cewka w obwodzie anodowym odgrywa rolę dławika o dużej oporności pozornej.

Lampa trój elektrodowa jako alternator. - Przedstawiając wzór /65/ w postaci

$$J_a = \frac{K_a \cdot V_s}{\rho_a + Z_a} \quad //1/$$

zauważymy, iż wyraża on drugie prawo Kirchhoff'a dla obwodu, składającego się ze źródła SEM-nej $\mathcal{E} = K_a V_s$ i oporności wewnętrznej ρ_a , działającego na oporność zewnętrzną Z_a /rys.34/. W ten



Rys. 34.

sposób wszystkie rozważania zależności prądów i napięć w obwodzie anodowym lampy dają się sprowadzić do rozważań zwykłego obwodu prądu zmiennego.

Moc prądu zmiennego anodowego. Moc ta składa się z dwóch części: z mocy wydzielanej wewnątrz lampy P_a' i z mocy P_a wydzielanej na zewnątrz lampy w oporności rzeczywistej R_a , wchodzącej w skład oporności zespolonej Z_a . W przypadku, gdy $Z_a = R_a$, będziemy mieli:

$$P_{\alpha}' = \frac{1}{2} \cdot \bar{I}_{\alpha}^2 \cdot \rho_{\alpha} \quad \text{mcc. wzrostła} \quad /72/$$

$$P_{\alpha} = \frac{1}{2} \cdot \bar{I}_{\alpha}^2 \cdot R_{\alpha} \quad \text{mcc. zmniejsza} \quad /73/$$

Uwzględniając /69/ i /70/ w /73/, otrzymamy

$$P_{\alpha} = \frac{1}{2} \cdot S_r^2 \cdot R_{\alpha} \bar{V}_s^2 = \frac{1}{2} K_{\alpha}^2 \frac{R_{\alpha}}{(R_{\alpha} + \rho_{\alpha})^2} \bar{V}_s^2 \quad /74/$$

To ostatnie wyrażenie przy danych \bar{V}_s , K_{α} i ρ_{α} osiąga maximum

$$P_{\alpha \max} = \frac{K_{\alpha}^2}{8 \rho_{\alpha}} \bar{V}_s^2 \quad /75/$$

dla

$$R_{\alpha} = \rho_{\alpha}$$

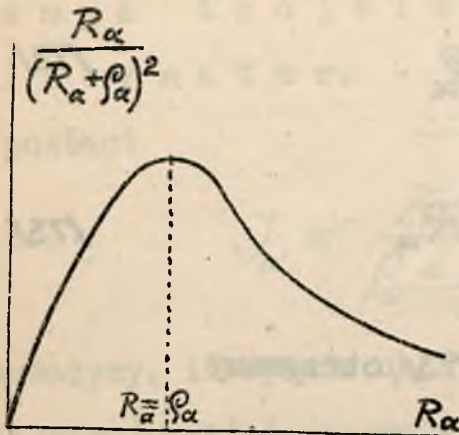
/76/

Zależność

$$\frac{R_{\alpha}}{(R_{\alpha} + \rho_{\alpha})^2} = f(R_{\alpha}),$$

od której zależy przebieg funkcji $P_{\alpha} = f(R_{\alpha})$,

przedstawiona jest na rys.35. Spełnienie warunku /76/



Rys. 35.

Wobec równości /76/ , jest wówczas

$$P'_{\alpha \max} = P_{\alpha \max} , \quad /77/$$

zaś sprawność /dla przebiegów zmiennych /

$$\eta = \frac{P_{\alpha \max}}{P_{\alpha \max} + P'_{\alpha \max}} = 0,5. \quad /78/$$

Dobroć lampy. - Wyrażenie /75/ może być przekształcone na zasadzie wzoru / 47 / do postaci

$$P_{\alpha \max} = \frac{1}{8} K_\alpha S_\alpha \bar{V}_s^2 \quad /79/$$

Oznacząc

$$\underline{K_\alpha \cdot S_\alpha = G_\alpha} \quad /80/$$

nazywamy dopasowaniem oporności zewnętrznej do wewnętrznej oporności / lampy; odpowiada temu najlepsze wykorzystanie źródła SEM-nej pod względem mocy wydzielanej w oporności zewnętrznej

mamy

$$P_{\alpha \max} = \frac{1}{8} G_{\alpha} \bar{V}_s^2 \quad /81/$$

Iloczyn /80/ nazywamy dobrocią lampy :

$$[G_{\alpha}] = \frac{V}{V} \cdot \frac{mA}{V} = \frac{mW}{V^2}$$

Daje on pojęcie o wielkości największej mocy /wzmożnienia energetycznego /, jaką można uzyskać z pomocą danej lampy.

O p o r n o ś ć w e j ś c i o w a s i a t k i .

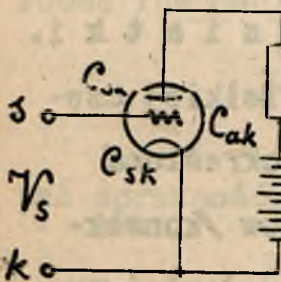
Dla prądu stałego oraz zmiennego o niewielkiej częstotliwości, oporność wejściowa siatki określona jest wyłącznie przez przebiegi elektronów /konwekcyjne /, poruszających się między elektrodami i wyraża się wielkością $\int_s \rho$, wynikającą z charakterystyki prądu siatki.

Przy prądach zmiennych o wyższej częstotliwości dochodzą tu jeszcze prądy przesunięcia spowodowane pojemnościami między elektrodami.

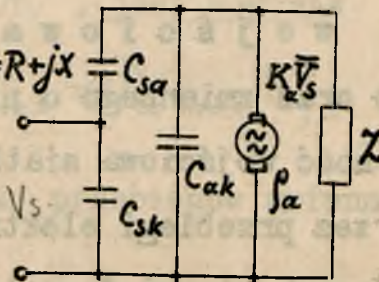
Oznaczając pojemności "siatka-katoda", "anoda-siatka", "anoda-katoda" odpowiednio przez C_{sk} , C_{as} , C_{ak} , oporność zewnętrzną w obwodzie anodowym przez $Z = R + jX$, współczynniki charak-

terystyczne lampy przez K_α i ρ_α , przy założeniu, iż prąd siatki jest stale równy zeru, możemy układ lampy przedstawiony na rys. 36 sprowadzić do układu jak na rys. 37.

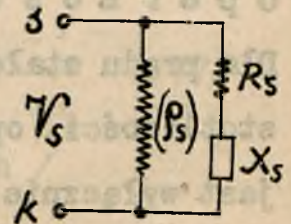
Ten zaś ostatni układ, rozpatrywany w dalszym ciągu między zaciskami k - s , między którymi działa napięcie zmienne V_s o pulsacji ω , może być zastąpiony przez układ prostszy o oporności zespolonej $Z_s = R_s + jX_s$ według rys. 38.



Rys. 36.



Rys. 37.



Rys. 38.

Oporność Z_s będziemy nazywać zespoloną opornością wejściową lampy / R_s - oporność rzeczywista, X_s - urojona /.

Układając pewną ilość równań dla obwodów układu rys. 37, dochodzimy do złożonych wyrażeń na R_s i X_s , które - po pewnym uproszczeniu - otrzymują postać następującą :

$$R_s = \frac{\alpha \cdot C_s - b}{C_s^2}; \quad X_s = -\frac{1}{\omega C_s}$$

gdzie :

$$\alpha = \frac{\rho_a}{1 + \frac{\rho_a R}{Z^2}} \cdot \left[C_{as} + C_{ak} - \frac{X}{\omega Z^2} \right]$$

$$C_s = C_{sk} + C_{as} \left(1 + \frac{K_a}{1 + \frac{\rho_a R}{Z^2}} \right)$$

$$b = \frac{\rho_a}{1 + \frac{\rho_a R}{Z^2}} \left[C_{sk} C_{as} + C_{as} \cdot C_{ak} + C_{ak} C_{sk} - \frac{X}{\omega Z^2} (C_{sk} + C_{as}) \right]$$

Ponieważ zawsze $C_s > 0$ przeto $X_s < 0$, czyli X_s ma charakter pojemnościowy, a zatem C_s nazywamy pojemnością wejściową lampy. Co się tyczy oporności R_s , może być $R_s \leq 0$, zależnie od wartości licznika $\alpha \cdot C_s - b$.

W ten więc sposób wejściową oporność zespoloną przedstawimy jako

$$Z_s = R_s - j \frac{1}{\omega C_s} \quad (R_s \leq 0) \quad | \quad 1821$$

Dla przeprowadzenia dyskusji wyrażenia Z_s rozpatrzymy przypadki szczególne:

I. Gdy $X=0$, a więc $Z=R$, wówczas

$$C_s = C_{sk} + C_{sa} \left(1 + \frac{K_a}{1 + \frac{P_a}{R}} \right) \quad /85/$$

$$R_s = \frac{P_a}{1 + \frac{P_a}{R}} \cdot \frac{C_{sa}}{C_s^2} \left[C_{sa} + \frac{K_a}{1 + \frac{P_a}{R}} (C_{sa} + C_{ka}) \right] \quad /86/$$

W dalszym ciągu rozróżniamy przypadki :

α) jeżeli $R=0$, $C_s = C_{sk} + C_{sa}$, $R_s = 0$ /85/

β) jeżeli $R=\infty$, $C_s = C_{sk} + C_{sa}(1+K_a)$, $R_s = \frac{2C_{sa}[C_{sa} + K_a(C_{sa} + C_{ka})]}{[C_{sk} + C_{sa}(1+K_a)]^2}$

Widzimy więc, iż w przypadku $X=0$, $R_s \geq 0$, zaś

$$C_{sk} + C_{sa}(1+K_a) > C_s > C_{sk} + C_{sa}$$

II. Gdy $X > 0$, $R=0$, a więc $Z=j\omega L$, wówczas

$$C_s = C_{sk} + C_{sa}(1+K_a) \quad /87/$$

$$R_s = \frac{P_a \cdot C_{sa}}{C_s^2} \left[C_{sa} + K_a(C_{sa} + C_{ka}) - \frac{K_a}{\omega^2 L} \right] \quad /88/$$

Tutaj jest $R_s \approx 0$, zależnie od wartości wyrażenia w nawiasie kwadratowym, a mianowicie :

$$\omega^2 L \begin{matrix} < \\ \approx \\ > \end{matrix} \frac{K}{C_{sa} + K(C_{sa} + C_{ak})}$$

Ponieważ $K \gg 1$, zaś C_{sa} jest tego samego rzędu lub znacznie mniejsze od $C_{sa} + C_{ak}$; przeto, upraszczając , mamy

$$\omega^2 L (C_{sa} + C_{ak}) \begin{matrix} \leq \\ \approx \\ > \end{matrix} 1$$

jako sprawdzian znaku oporności rzeczywistej R_s .

III. Gdy $X < 0$, $R = 0$, a więc $Z = -j \frac{1}{\omega C}$, wówczas

$$C_s = C_{sk} + C_{sa}(1+K) \quad /89/$$

$$R_s = \frac{\rho \cdot C_{sa}}{C_s^2} \cdot [C_{sa} + K(C_{sa} + C_{ak} + C)] \quad /90/$$

Zawsze jest $R_s > 0$ i rośnie wraz ze wzrostem C , nie zależąc od ω .

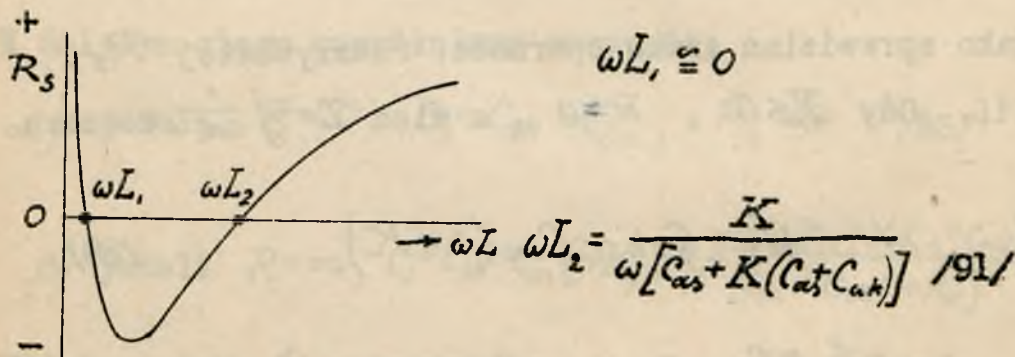
IV. Gdy $X > 0$, $R > 0$, a więc $Z = R + j \cdot \omega L$

W tym przypadku wyrażenia na R_s , C_s są dość złożone i mało przejrzyste.

O ile w tym wypadku wartość pojemności C_s jest mało interesującą, o tyle - przeciwnie - znajomość przebiegu R_s jest ważną, ze względu na możliwość powstawania drgań w układach amplifikacyjnych.

Dyskusja $R_s = f(\omega L)$ dla $R = \text{const.}$ pokazuje, iż gdy ωL wzrasta od zera do ∞ , wówczas R_s jest najpierw dodatnie, poczem maleje do zera, zmienia znak, osiąga ujemne maximum, znów zdąża do zera i staje się dodatnie /rys.39/.

Wartość ωL_1 i ωL_2 , dla których staje się $R_s = 0$ są



Rys. 39.

Dla ωL zawartych w granicach

$$\omega L_1 < \omega L < \omega L_2$$

oporność R_s jest ujemna.

$$R_s = \frac{a}{C_s} \quad \text{bo} \quad \frac{b}{C_s} \approx 0.$$

Wreszcie dla $\omega L = \infty$

$$R_s = \frac{(C_{sa} + C_{ak}) \cdot \rho}{C_{sk} + C_{sa}(1 + K)} \quad /92/$$

Fabrykacja lamp katodowych.

Fabrykacja lamp katodowych w zasadzie podobna jest do fabrykacji lamp żarowych. Różnica polega tu na konstrukcji elektrod, użyciu specjalnych materiałów oraz daleko lepszej próżni.

Główną przyczyną trudności wytworzenia i utrzymania doskonałej próżni stanowi obecność w lampie stosunkowo dużej ilości mas metalowych, nagrzewających się podczas pracy. Jak wiadomo, wszelkie ciała nawet o strukturze tak ścisłej jak metale lub szkło posiadają własności gromadzenia na swej powierzchni różnych par i gazów / z którymi dane ciało było w zetknięciu /, zwanych gazami okludowanymi. Gazy te, nieusunięte podczas procesu fabrykacji, mogą być w pewnych warunkach uwalniane przez masy metalowe lub wnętrza bańki, a zatem zagrażają próżni. Wyswobadzanie gazów okludowanych następuje w próżni pod wpływem wysokiej temperatury; zatem w czasie fabrykacji lampy, przy opróżnianiu wnętrza bańki, wszystkie masy, będące w zetknięciu z próżnią, winny być podgrzane do wyższej temperatury aniżeli ta, jaką kiedykolwiek mogłyby one mieć podczas normalnego użytkowania lampy.

Z zagadnieniem wytwarzania i utrzymania w lam-

pie dobrej próżni wiąże się wybór materiałów na elektrody oraz gatunku szkła. Stosuje się tu metale szkło trudno topliwe /wolfram , tantal, molibden, specjalne szkła twarde lub nawet kwarc /, zaś wszelkie połączenia metalu spajano elektrycznie lub nitowane.

Doprowadzanie elektrod do wysokiej temperatury podczas opróżniania bańki uskutecznia się, bądź drogą bombardowania elektronowego, bądź też przy pomocy prądów wirowych, przez umieszczenie bańki z elektrodami w polu magnetycznym cewki, zasilanej prądami z generatora w.cz.

Opróżnianie lamp katodowych odbywa się przy użyciu pomp dyfuzyjnych, działających na zasadzie ssących własności strumienia par rtęci. Towarzyszące procesowi pompowania pary rtęci wymraża się przy pomocy ciekłego powietrza.

Dalsze polepszanie próżni może następować na drodze chemiczno - fizycznej już w samej lampie / zalutowanej / , mianowicie uskutecznia się to przy pomocy pewnych substancji, t.zw. "getter", umieszczanych wewnątrz bańki i potem rozpylonych. Substancje te wchodzi częściowo w związek chemiczny z resztkami gazów, dając ciało stałe, częściowo pokrywają powierzchnie stykające się z próżnią, szczególnie ścianki

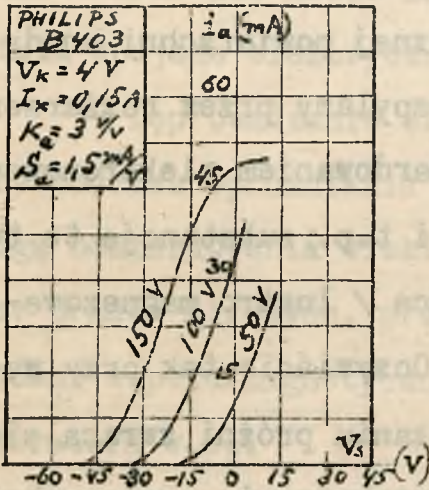
wewnętrzne bańki, "zamurowywując" wprost gazy okludowane. Tą drogą daje się uzyskać próżnię rzędu 10^{-8} mmHg. Jako substancje polepszające próżnię stosuje się np. magnez, umieszczony na zewnętrznej powierzchni anody lub na specjalnej płytce i rozpylany przez rozżarzenie jej prądami wirowymi lub bombardowaniem elektronowem, następnie związki fosforowe, i t.p.; substancje te tworzą dobrze znany nalot na bańce / lustro magnezowe-srebrne lub fosforowe-żółte/. Oczywiście, tak przy wygrzewaniu lampy, jak i polepszaniu próżni, zwraca się baczność uwagi, aby nie uległa uszkodzeniu powierzchnia emitująca katody.

Fabrykacja lamp odbiorczych / małych typów/ przeprowadzana bywa zazwyczaj masowo na automatach. Natomiast lampy nadawcze, szczególnie duże typy o chłodzeniu wodnem wykonywane są pojedynczo, a następnie, bardzo starannie i przez długi przeciąg czasu wygrzewane i pompowane.

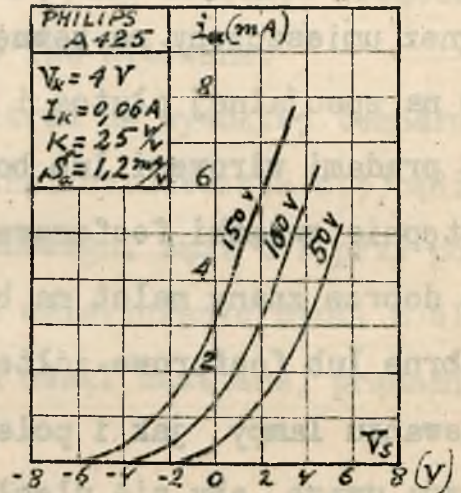
Typy lamp katodowych trójelektrodowych.

Lampy trójelektrodowe podzielić można na dwie grupy: odbiorcze i nadawcze. Ścisłej granicy między nimi nie da się oczywiście przeprowadzić, gdyż częstokroć jedno spełniać mogą i spełniają czasem rolę

drugich / np. lampy nadawcze małej mocy służą jako odbiorcze większej mocy/. Różnica polega tu na elektrycznych i geometrycznych wymiarach lamp obu grup.



Rys. 40.



Rys. 41.

Lampy nadawcze małej mocy.

Firma	Typ	V_k	I_k	I_{ec}	V_{ao}	P'_{anoda}	K_a	ρ_a	Uwagi
		V	A	mA	V	W	V/V	k Ω	
Philips	TC ⁰³ /5	4	0,25	100	150-300	6	6	2,5	katoda litenkowa
"	MC ¹ /50	10	1,5	1500	700-1000	50	10	2,5	modula- cyjna
Marconi	MT5	5,8	2	120	500-3500	25	40	100	
"	DET	6	1,9	400	1000	40	11	6	katoda torowana
R C A	6T200A	10	3,2	1000	1000	100	25	5	torowana Cas = 10%
Radio- technol.	2301	11	3,3	400	1200	30	8	4	

Lampy odbiorcze

Firma	Typ	V_k	I_k	K_a	ρ_a	S_a	G_a	V_{ao}	I_{ao}'	C_{as}
		V	A	V	k Ω	m Λ /V	m Λ /V ²	V	mA	cm.
P H I L I P S	A 435	4	0,06	35	70	0,5	17,5	50-200	2,1	0,3
	A 425 ^{x)}	4	0,06	25	21	1,2	30	100-200	2,7	2,5
	A 415	4	0,06	15	7,5	2	30	50-150	4	2,5
	A 410	4	0,06	10	20	0,5	5	20-150	5,5	1,2
	A 109	1	0,06	9	20	0,45	4	20-150	2	2,0
	B.403 ^{xx)}	4	0,15	3	2	1,5	4,5	50-150	15	
	B 409	4	0,15	9	4,5	2	18	100-200	12	
	E 425	4	0,9	25	8,3	3	75	50-150	3	2,5
T E L E F U N K E N	RE 034	4	0,055	25	21	1,2	30	200		
	RE 084	4	0,085	16	8	2	32	150	5	1,8
	RE 144	4	0,15	10	17	0,6	6	120	4	
	RE 604	4	0,6	3,5	1	3,5	12	200	$P'_{amax} = 12W$	
	REN1004	4	1	30	20	1,5	45	200	11	
	RV 258	7	1,1	7	3,5	2	14	800	40	32W
T U N G S R A M	H 407	4	0,07	36	30	1,2	43	50-200	2	
	L 414	4	0,15	10	3,3	3	30	50-150	12	
M A R C O N I	L 410	4	0,1	40	60	0,7	28	150	0,7	
	LS 5A	5,3	0,8	5	6	0,8	4	400	26	

x/ p. rys. 41.

xx/ p. rys. 40.

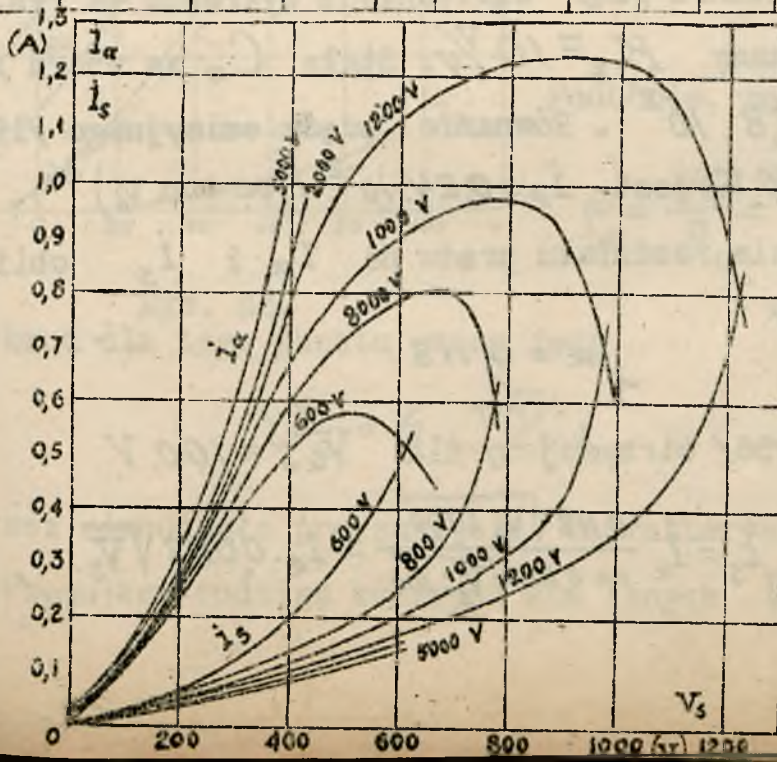
Lampy nadawcze średniej mocy.

Firma	Typ	V_k	I_k	I_{ec}	V_{ao}	P_{anor}	K_a	ρ_a	Uwagi
		V	A	A	kV	W	V/V	kΩ	
Marconi	MT 9A	15	9	0,4	8	1000	14	9	anoda molibdenowa lampa moduł.
"	MT 9W	16	12	1,0	10	1000	40	9	anoda molibdenowa dla fal krótk.
Philips	TA10/2500	14	25	1,5	6-12	750	80	30	$V_{anas} = 400 V$
"	TB ² /250	11	5,8	2	1-2	150	25	6	kat. torwana
"	TA ⁴ /1500	16	16	1,5	3,5-5	750	40	6	$V_{anas} = 300 V$
"	MA ⁴ /500	17	9,2	0,6	3-4	500	7,5	3,7	anod. tantalowa dla fal krótk.
Radiotechnique	E 956	13	25	1,7	3,5	800	16	2,5	
"	E 952	16	11	1,5	10	250	285	200	
RCA	UV 849	11	5	/torowa/	2-3	400	19	3,5	
"	UV 206 *)	11	15	1,4	10	350	350	300	
Telefunken	RS 47	10	8	0,4	10	300	125	50	

$C_{sa} = 35 \mu\mu F$
 $C_{ka} = 20 "$
 $C_{ok} = 10 "$
 $C_{sk} = 10 "$
 $C_{mk} = 1 "$

Lampy nadawcze dużej mocy.

Firma	Typ	V_k	I_k	I_{sec}	V_{a0}	P'_{amax}	K_a	ρ_a	Uwagi
		V	A	A	kV	kW	V/V	k Ω	
Marconi	CAT 1	20	50	8	10-12	10	65	15	
"	CAM 1	19	48	5	10-12	7	7	2,5	
"	CAT 10	30	225	40	10-15	50	45	3,5	na radiost. "Pol.Rad." Raszyn
Telefunken	RS224	35	25	5	10-12	5	80	8	$V_{anas} = 0,5 kV$
Philips	TA $\frac{12}{10000}$	21	38	5	6-12	12	30	3	" = 1000 V
R.C.A.	UV-862	33	207		18	100	48	-	$C_{ca} = 80 \mu F$ $C_{sk} = 50 "$ $C_{ak} = 6 "$
Radio-technique	EK65ML	18	50	10	12	10	6	1	



Rys.42.

Przyk ła d y.

1. Wykreślić charakterystyki prądu anodowego i prądu siatki /elektronowego/ lampy trójelektrodowej o układzie elektrod jak na rys.9 dla napięcia anodowego

$V_{a0} = 100 V$. Wymiary elektrod /w cm. / są następujące:

$$\begin{array}{lll} r_a = 1 & d_s = 0,02 & l_a = l_s = l_k = 3 \\ r_s = 0,5 & d_k = 0,2 & d_k = 0,01 \end{array}$$

Obliczyć następnie współczynniki charakterystyczne / S , ρ i G / dla punktu pracy $V_{a0} = 300 V$ i $V_{s0} = -10 V$, oraz moc admisyjną anody niklowej.

Ze wzoru /24/ względnie z wykresów na rys.11 i 12 obliczamy $K_e \cong 10 \frac{V}{V}$. Stała C_0 ze wzoru /18/ jest $C_0 = 8,8 \cdot 10^{-2}$. Równanie prądu emisyjnego /19/ dla $V_{a0} = 100 V$ jest $i_e = 0,24 \cdot 10^{-2} \cdot (100 + 10 \cdot V_s)^{3/2}$. Dla określenia rozdziału prądu na i_a i i_s obliczamy z /57/

$$\mu = 0,118$$

Z równania /56/ otrzymujemy dla $V_{a0} = 100 V$

$$i_s = i_e \frac{0,118 \sqrt{V_s : 100}}{1 + 0,118 \sqrt{V_s : 100}} \cong i_e \cdot 0,0118 \sqrt{V_s} ,$$

co łącznie z równaniem prądu emisyjnego daje

$$i_s = 0,24 \cdot 10^{-2} \cdot 0,0118 \cdot \sqrt{V_s} (100 + 10 \cdot V_s)^{3/2}$$

Równania $i_e = f(V_s)$ i $i_s = f(V_s)$ wykreślamy, a następ-

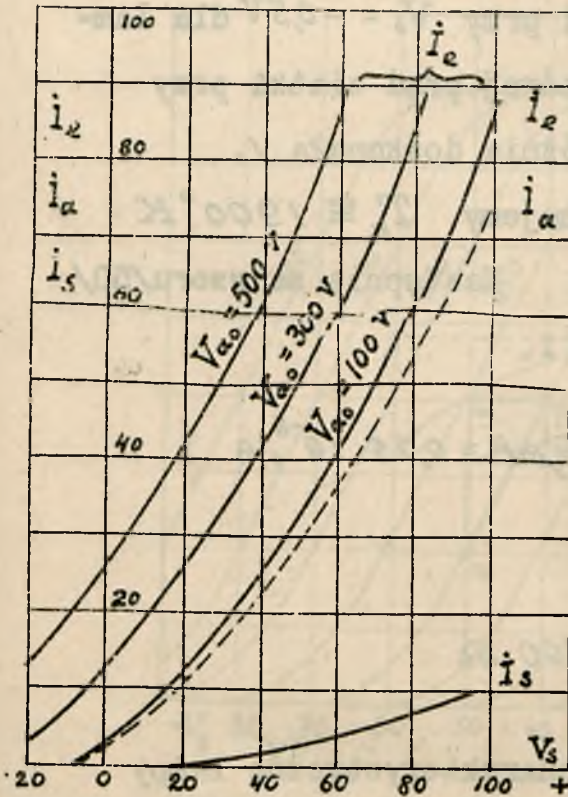
nie przez odjęcie $i_e - i_s$ otrzymujemy $i_a = f(V_s)$ /rys.43 /.

Nachylenie $S_a = S_e$ dla $V_{s0} = -10$ i $V_{a0} = 300$ obliczamy ze wzoru /46/ jako

$$S_e = 0,6 \text{ mA/V}$$

Podobnie, ze wzoru /47/,

$$\rho_e = \frac{K_e}{S_e} = 16,7 \text{ k}\Omega$$



Rys. 43.

Dobroć dla tego punktu pracy jest

$$G_e = 6 \text{ mW/V}^2$$

Przez równoległe przesunięcie charakterystyki i_e otrzymujemy rodzinę krzywych dla innych $V_a / 20V$ ska-

li V_s odpowiada $20 K_e = 200 V$ skali V_a /.

Powierzchnia anody $S_a = 2\pi \cdot 1.3 = 19 \text{ cm}^2$. Przyjmujemy

$O_a \cong 3$, ze wzoru /37, I.b. / znajdujemy

$$P'_{a \max} \cong 60 \text{ W}$$

2. Obliczyć oporność siatki przy $V_s = -0,5 V$ dla lampy z katodą torowaną, w której prąd siatki przy

$V_s = 0$ wynosi $5 \mu A$ /próżnia doskonała /.

Dla katody torowanej przyjmujemy $T_k \cong 1900^\circ K$

i obliczamy z /51/ $\gamma \cong 6$ Następnie ze wzoru /50/

znajdujemy dla $V_s = -0,5 V$:

$$i_s = 5 \cdot e^{-6 \cdot 0,5} \cong 0,25 \mu A = 0,25 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

a przeto z /52/

$$R_s \cong 670 \text{ 000 } \Omega$$

3. Określić współczynniki charakterystyczne lampy trójelektrodowej o charakterystykach przedstawionych na rys. 44 dla punktu pracy P

$$V_{a0} = 400 \text{ V}, \quad V_{s0} = -40 \text{ V}$$

Budujemy trójkąt Pmn o bokach $mP = 50 - 40 = 10 V$

w skali V_s oraz $450 - 400 = 50 \text{ V}$ w skali V_a .

Stąd obliczamy $K_e = K_a = \frac{50}{10} = 5 \text{ V/V}$

Bok $mn = 40 - 20 = 20 \text{ mA}$ w skali i_e , oraz jak

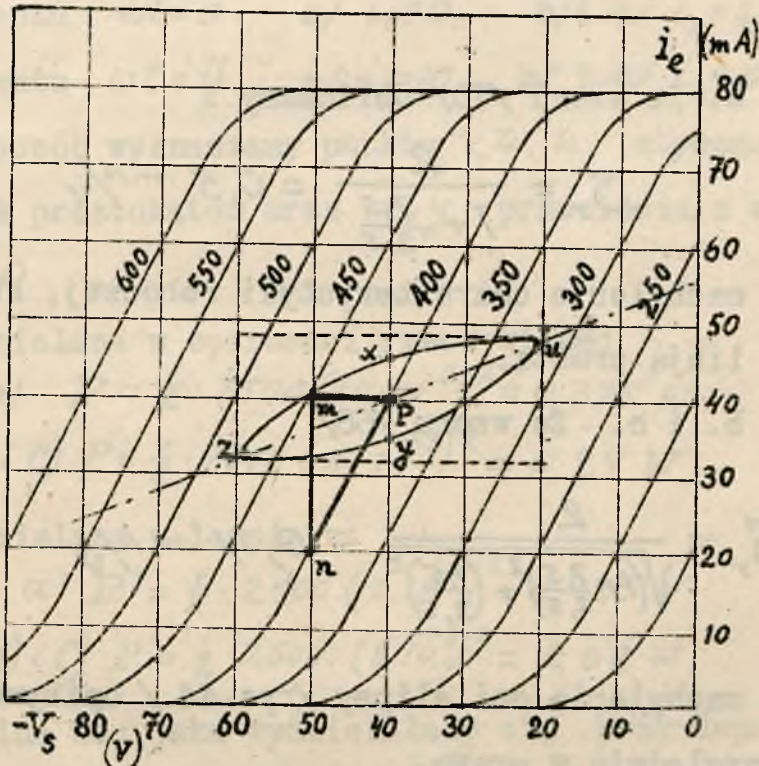
poprzednio 50 V w skali V_a . Zatem $\rho_e = \frac{50}{20} = 2,5\text{ k}\Omega$

Nachylenie $S_e = \frac{m n}{m p} = \frac{20}{10} = 2\text{ mA/V}$. Równanie

wewnętrzne lampy jest $2\text{ mA/V} \cdot 2,5\text{ k}\Omega = 5\text{ V/V}$. Dobroć

$$G_e = 10\text{ mW/V}^2$$

4. Wyznaczyć charakterystyki robocze lampy o danych



Rys. 44.

charakterystykach statycznych / rys.41 / dla punktu pracy P , zakładając kolejno :

a. $Z_a = R_a = 7500\ \Omega$

b. $Z_a = 7500 + 7500.j$

c. $Z_a = 7500 - 7500.j$

Napięcie zmienne na siatce ma amplitudę $\bar{V}_s = 20 V$.
 Obliczyć moc wydzielaną w oporności rzeczywistej oraz
 w lampie dla tych trzech przypadków.

Z przykładu 3 bierzemy K, S i β dla tego
 punktu

a. Ze wzoru /70/ obliczamy

$$S_r = \frac{2}{1 + \frac{7,5}{2,5}} = 0,5 \text{ mA/V}$$

Jest to nachylenie charakterystyki roboczej, która
 jest tu linią prostą.

b. i c. Ze wzoru /68/

$$S_r = \frac{2}{\sqrt{\left(1 + \frac{7,5}{2,5}\right)^2 + \left(\frac{7,5}{2,5}\right)^2}} = 0,4 \text{ mA/V}$$

Jest to nachylenie osi elipsy /rys.44./ opisywanej
 w lewo względnie w prawo.

Ze wzoru /69/ liczymy : dla a/ $\bar{I}_\alpha = 0,5 \cdot 20 = 10 \text{ mA}$
 dla b/ i c/ $\bar{I}_\alpha = 0,4 \cdot 20 = 8 \text{ mA}$ Prostokąt / $20 V \div 60 V$,
 $32 \text{ mA} \div 48 \text{ mA}$ / ogranicza elipsę.

Przesunięcie faz między \bar{I}_α i \bar{V}_s jest :

$$\begin{aligned} \text{a) } \operatorname{tg} \varphi &= 0, & \text{b) } \operatorname{tg} \varphi &= -\frac{7,5}{7,5+2,5} = -0,75, & \text{c) } \operatorname{tg} \varphi &= +0,75 \\ (\varphi &= 0) & (\varphi &= -37^\circ) & (\varphi &= +37^\circ) \end{aligned}$$

Równania napięcia i prądu są więc

$$v_s = 20 \cdot \sin \omega t$$

$$\alpha) i_a = 10 \cdot \sin \omega t, \quad \beta) i_a = 8 \cdot \sin(\omega t - 37^\circ), \quad \gamma) i_a = 8 \cdot \sin(\omega t + 37^\circ)$$

Dla momentu $\omega t = 0$ a) $i_a = 0$ b) i c) $i_a = \mp 4,8$

Dla momentu $\omega t = \frac{\pi}{2}$ a) $i_a = 10$ b) i c) $i_a = \mp 6,4$

W ten sposób wyznaczamy punkty x, u styczności elipsy z prostokątem oraz x, y - przecięcia z osią

$$V_{s0} = 40$$

Moc wydzielana w oporności rzeczywistej

$$\alpha) P = \frac{1}{2} \cdot 7500 (10 \cdot 10^{-3})^2 = 0,375 \text{ W}$$

$$\beta) \text{ i } \gamma) P = \frac{1}{2} \cdot 7500 (8 \cdot 10^{-3})^2 = 0,24 \text{ W}$$

Moc wydzielana w lampie

$$\alpha) P' = \frac{1}{2} \cdot 2500 \cdot (10 \cdot 10^{-3})^2 = 0,125 \text{ W}$$

$$\beta) \text{ i } \gamma) P' = \frac{1}{2} \cdot 2500 \cdot (8 \cdot 10^{-3})^2 = 0,08 \text{ W}$$

Maksymalna moc, jaka wydzielalaby się przy dopasowaniu w oporności $R = 2500 \Omega$ /wzór /81/

$$P_{max} = \frac{1}{8} \cdot 10 \cdot 20^2 = 500 \text{ mW} = 0,5 \text{ W}$$

5. Wyznaczyć zależność wejściowej pojemności siatki od oporności rzeczywistej R_a , włączonej do obwodu anodowego lampy o danych: $\beta_a = 7,5 \text{ k}\Omega$, $K_a = 15 \frac{V}{V}$

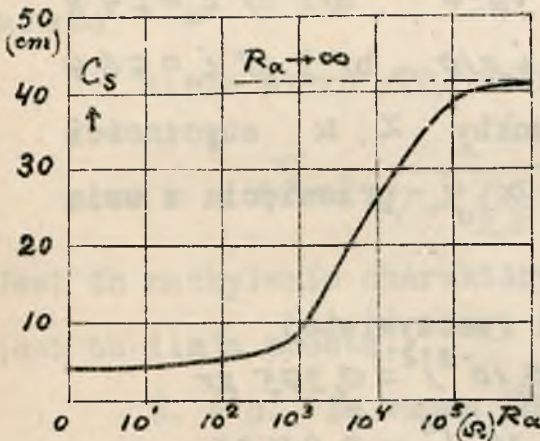
$$C_{s\alpha} = 2,5 \text{ cm}, \quad C_{sk} = 1,5 \text{ cm}, \quad C_{ak} = 1 \text{ cm}.$$

Korzystamy ze wzoru /83/

$$C_s = 1,5 + 2,5 \left(1 + \frac{15}{1 + \frac{7,5}{R_a}} \right)$$

Wykreślamy zależność $C_s = f(R_a)$ na rys. 45.

6. Obliczyć oporność wejściową siatki lampy z przy-



Rys. 45.

kładu 5. dla częstotliwości $f = 10^5$ c. przy włączonym w obwodzie anodowym dławiku o indukcyjności $L = 0,1$ H /oporność rzeczywista do pominięcia /.

Stosujemy wzory /87/

i /88 /

$$C_s = 1,5 + 2,5(1 + 15) = 41,5$$

$$R_s = \frac{7500 \cdot 2,5}{41,5^2} \left[2,5 + 15(2,5 + 1,0) - \frac{15 \cdot 9 \cdot 10^{11}}{(2\pi \cdot 10^5)^2 \cdot 0,1} \right] = -3200 \Omega$$

Zatem, zgodnie z oznaczeniami rys.38 oporność siatki jest

$$Z_s = R_s + jX_s = -3200 - 340000 \cdot j$$

LAMPY WIELOSIATKOWE.

Lampy wielosiatkowe są wynikiem dążenia do polepszenia własności lampy katodowej trójelektrodowej jak na przykład obniżenia napięcia anodowego bez pogorszenia dobroci lampy, polepszenia dobroci bez zwiększania mocy żarzenia lub podwyższania napięcia anodowego, zwiększenia oporności wewnętrznej bez zwiększenia mocy użytecznej prądów zmiennych, zmniejszenia pojemności " anoda - siatka " i t.d.

W lampie wielosiatkowej zawsze jedna z siatek odgrywa rolę siatki kierującej, t.j. rolę siatki lampy trójelektrodowej, podczas gdy pozostałe siatki działają pomocniczo.

Teoria ogólna lamp wielosiatkowych jest podobna jak dla lampy jednosiatkowej. Prąd emisyjny jest tu funkcją potencjałów wszystkich elektrod

$$i_e = f(V_a, V_s, V_{s_1}, V_{s_2}, \dots) \quad /1/$$

Wprowadzając tu współczynniki amplifikacji

$$K = -\frac{\partial V_a}{\partial V_s}; \quad K_1 = -\frac{\partial V_a}{\partial V_{s_1}} \dots \text{ i t.d. } /2/$$

równanie /1/ napiszemy jako

$$i_e = C'(V_a + K V_s + K_1 V_{s_1} + \dots)^{3/2} \quad /3/$$

Niezależnie od kształtu funkcji /1/ mamy

$$di_e = \frac{\partial i_e}{\partial V_a} dV_a + \frac{\partial i_e}{\partial V_s} dV_s + \frac{\partial i_e}{\partial V_{s_1}} dV_{s_1} + \dots \quad /4/$$

Oznaczając, jak poprzednio,

$$\frac{\partial i_e}{\partial V_a} = \frac{1}{\rho_e} ; \quad \frac{\partial i_e}{\partial V_s} = S_e ; \quad \frac{\partial i_e}{\partial V_{s_1}} = S_1 ; \dots \quad /5/$$

równanie /4/ przedstawimy w postaci

$$di_e = \frac{dV_a}{\rho_e} + S_e dV_s + S_1 dV_{s_1} + \dots \quad /6/$$

Zazwyczaj siatki dodatkowe są połączone wprost ze źródłem napięcia stałego, a przeto dla tych elektrod

$$dV_{s_n} = 0 ; \quad \text{zatem}$$

$$di_e = \frac{dV_a}{\rho_e} + S_e dV_s \quad /7/$$

Ponieważ dla pracy lampy ma znaczenie nie di_e , lecz di_a , gdyż wykorzystuje się energię prądu anodowego / , przeto należy dążyć, aby di_a stanowiło możliwie dużą część di_e . Uzyskuje się to przez odpowiedni dobór gęstości siatek, ich odległości od pozostałych elektrod oraz napięć początkowych. Wówczas można uzyskać, iż S_a jest niewiele mniejsze od S_e .

W dzisiejszym stanie radjotechniki, z lamp wielosiatkowych szersze zastosowanie znajdują lampy

następujące :

1. lampy dwusiatkowe
 - a/ z siatką przeciwladunkową
 - b/ z siatką osłoną . Te ostatnie w specjalnem wykonaniu stanowią t.zw.
2. lampy ekranowane, oraz wreszcie
3. lampy trójsiatkowe, czyli pentody /pięcioelektrodowe /

Lampy dwusiatkowe.

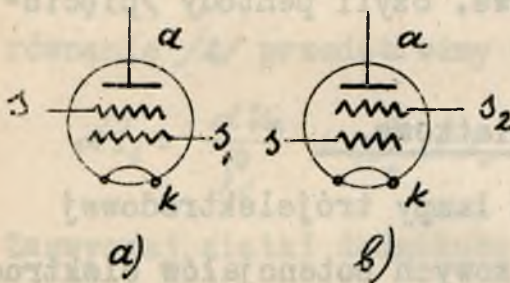
Jak wiadomo, dobroć lampy trójelektrodowej

$G_a = K_a \cdot S_a$ zależy od początkowych potencjałów elektrod V_{a0} i V_{c0} . Jeżeli chcemy - przy danem napięciu anodowem V_{a0} - zwiększyć G_a lub też niedopuszczyć do zmniejszenia się G_a przy obniżaniu V_{a0} , należy jednocześnie zwiększać K_a lub S_a . Zwiększaniu np. K_a stoi na przeszkodzie ta okoliczność, iż towarzyszy mu przesuwanie się charakterystyki $i_a = f(V_s)$ w prawo, a przeto jednocześnie maleje S ; polepszenie G_a drogą zwiększania K_a w lampie trójelektrodowej nie daje więc wyników. Co się tyczy zwiększania S_a na drodze zwiększania stałej C we wzorze Langmuir'a , napotyka to znów na trudności konstrukcyjne /wzrost mocy żarzenia, zmniejszenie od-

ległości elektrod i td. /.

Otóż dodatkowa siatka o odpowiednim potencjale, wprowadzona do lampy trójelektrodowej, pozwala na polepszenie dobroci G_a , względnie na obniżenia napięcia anodowego V_{a0} bez pogorszenia dobroci.

W zależności od tego, czy ta dodatkowa siatka



ka /rys. 1 / S_1 (wzgl. S_2)
umieszczona jest między
katodą / k / a siatką
kierującą / S / , czy
też między siatką kieru-
jącą a anodą / α / ,

Rys. 1.

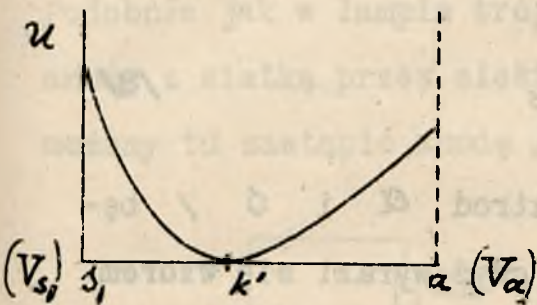
rozzróżniamy lampy z siatką

przeciwladunkową / rys. 1-a / i z siatką osłonną / rys. 1-b /.

Lampa z siatką przeciwladunkową.

Założmy, iż w lampie trójelektrodowej siatka ma potencjał dodatni V_{S1} , wyższy od potencjału anody V_a / również dodatniego / . Wówczas elektrony, poruszające się od katody pod wpływem wypadkowego pola, częściowo płyną do siatki, zaś częściowo ku anodzie i na drodze $S_1 - \alpha$ zwalniają szybkość, wobec tego, że $V_a < V_{S1}$.

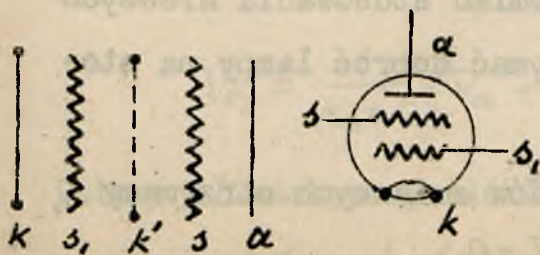
Jeśli na tej drodze ilość elektronów jest znaczna, zaś szybkość ich bardzo się zmniejsza, gęstość ładunku przestrzennego może wzrosnąć do tego stopnia, że rozkład szybkości między β_1 i α przybierze kształt jak na rys. 2, to znaczy, iż w pewnym punkcie k' szybkość elektronów stanie się równa zero. Począwszy od tego punktu nabierają one znowu szybkości pod wpływem pola anody, tak,



Rys. 2.

Jakgdyby punkt k' był katodą. Jest to tak zwana katoda pozorną.

Jeśli wyobrazimy sobie, że anoda w rozpatrywanej lampie jest elektrodą zastępczą nowej lampy trójelektrodowej, dla której katodą jest pozorną katoda k' , otrzymamy układ lampy z siatką przeciwnadunkową / rys. 3 /. Np. dla układu cylindrycz-



Rys. 3.

negu elektrod katoda pozorną będzie cylindrem o jakiejś średnicy $\delta_{k'}$, większej od średnicy siatki β_1 / a mniejszej od średnicy anody /.

Stosując tu wzór /26.I.b. / dla obliczenia prądu anodowego, musimy przyjąć β^2 dla $\frac{2r_\alpha}{\delta_k}$ odpowiednio mniejszego, aniżeli w lampie zwykłej /gdzie było $\delta_k \ll 2r_\alpha$ /, a przeto $\beta^2 \ll 1$. Przy danym potencjale zastąpimy siatki β i anody α , natężenie prądu emisyjnego

$$i_e = i_\alpha + i_s \quad /8/$$

/ w odniesieniu do tych elektrod α i β / będzie bez porównania większe, gdyż wyrazi się wzorem

$$i_e = i_\alpha = 1,465 \cdot 10^{-2} \frac{L_k}{r_s \beta^2} \left[\frac{1}{K+1} (V_\alpha + K \cdot V_s) \right]^{3/2}, \quad /9/$$

w którym $\beta^2 \ll 1$.

Z ostatniego wzoru wynika, że nastąpił tu znaczny wzrost stałej C wzoru Langmuir'a. Zgodnie ze wzorem /46.I.e / pociągnie to za sobą zwiększenie S_α , a przeto i dobroci lampy.

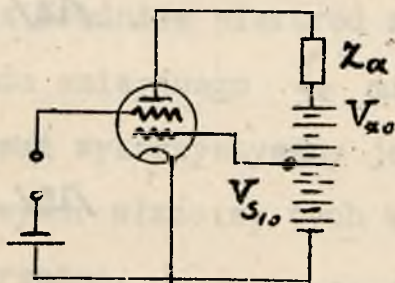
W ten sposób, pomimo stosowania niższych napięć anodowych, można utrzymać dobroć lampy na stosunkowo dużej wartości.

Równanie dla prądów zmiennych otrzymamy z /6/, zakładając w nim $\alpha V_s = 0$:

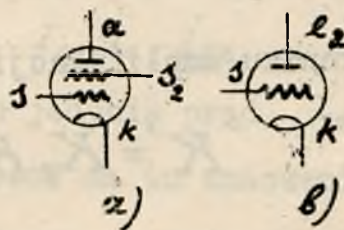
$$\int_e \cdot dI_\alpha = dV_\alpha + K_e \cdot dV_s, \quad /5/$$

bowiem siatka S_1 ma stały potencjał V_{S10} /rys.4/.
Zazwyczaj daje się $V_{S10} \cong V_{a0}$.

Lampa z siatką osłonową /rys.5/
Podobnie jak w lampie trójelektrodowej zastępowaliśmy
anodę z siatką przez elektrodę zastępczą e /I.c.11/,
możemy tu zastąpić anodę / α / z siatką / S_2 /



Rys. 4.



Rys. 5.

przez pewną elektrodę / e_2 / rys. 5 b / .

Potencjał zastępczy tych elektrod α i S_2 , czyli
potencjał elektrody e_2 , będzie / analogicznie do
15.I.c. /

$$V_{e_2} = \frac{1}{K_2 + 1} (V_\alpha + K_2 \cdot V_{S_2}) \quad /10/$$

Potencjał zastępczy elektrod e_2 i S jest

$$V_e = \frac{1}{K_e + 1} (V_{e_2} + K_e \cdot V_s) \quad /11/$$

Podstawiając /10/ do /11/, w założeniu, że

$$K_2 \gg 1 \quad \text{oraz} \quad K \gg 1 \quad /12/$$

otrzymany

$$V_e = \frac{1}{K_e K_2} \cdot [(V_a + K_2 V_{s2}) + K_e K_2 V_s] \quad /13/$$

Równanie to można uważać za równanie pewnej lampy o napięciu anodowym

$$V_a' = V_a + K_2 \cdot V_{s2} \quad /14/$$

i współczynnika amplifikacji

$$K' = K_2 K_e, \quad /15/$$

czyli lampy o równaniu prądu emisyjnego, zgodnie z /20.I.c /

$$i_e = i_a + i_{s2} = C \left\{ \frac{1}{K'} \cdot [V_a' + K' \cdot V_s] \right\}^{3/2} \quad /16/$$

W lampie tej można niedopuszczyć do przesuwania się charakterystyk w prawo ze wzrostem K' , jeśli w wyrażeniu /13/

$$\left(\frac{1}{K_e K_2} \cdot V_a + \frac{1}{K_e} V_{s2} + V_s \right), \quad /17/$$

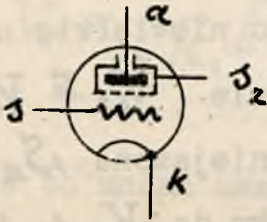
które wywiera wpływ na położenie charakterystyki lampy, współczynnikowi K_2 nadamy dużą wartość, jednocześnie czyniąc V_{s2} dużym i dodatnim. Wtedy o położeniu charakterystyki decydować będzie wyraz drugi wzoru /17/. W ten sposób, dając niewielkie napięcie anodowe V_a , lecz jednocześnie $V_{s2} \cong V_a$, uzyskamy pomimo dużego K' nie zmniejszone S_e .

Napięcie V_{s2} / w stosunku do V_a /, jak również odpowiednie wartości współczynników K i K_2 oraz średnice elektrod wywierają wpływ na rozdział prądu emisyjnego i_e między i_a i i_{s2} . Ponieważ wykorzystywany jest tu jedynie prąd i_a , przeto wybór właściwy tych wielkości ma tu znaczenie pierwszorzędne.

Lampa ekranowana.

Lampa ekranowana jest, właściwie mówiąc, lampą dwusiatkową z siatką osłonową, w której wykorzystano nie tylko możliwość polepszenia dobroci, lecz również i właściwości ekranujące elektrostatycznie siatki osłonowej, zwanej tu siatką ekranową albo wprost ekranem. Jeżeli siatka ekranowa posiada - w odniesieniu do prądów zmiennych - potencjał stały / np. równy zeru /, wówczas oddziela ona elektrostatycznie anodę od siatki

kierującej, a zatem pojemność C_{as} w takiej lampie jest bardzo mała i to tem mniejsza, im gęstsza jest siatka ekranowa i im dokładniej otacza anodę /rys.6/.



Rys. 6.

W lampie z idealnie ekranowaną anodą, a więc w przypadku, gdyby ekran żadnych otworów nie posiadał, nie byłoby zupełnie wpływu po-

tencjału anody na prąd elektronowy z katody, co wyraziłoby się warunkiem

$$\rho_e = \frac{\partial V_a}{\partial i_e} = \infty \quad /18/$$

Oporność wewnętrzna tej lampy byłaby nieskończenie wielka. Wtedy wzór /6/ daje

$$di_e = S_e dV_s + S_2 dV_{s2} + \dots \quad /19/$$

Jeśli $V_{s2} = \text{const.} = V_{s20}$, wówczas $dV_{s2} = 0$, a przeto

$$di_e = S_e dV_s \quad \text{przy } \rho_e = \infty, \quad /20/$$

co oznacza, że

$$K_e = \infty \quad /21/$$

Jednocześnie, ponieważ $\rho_e = \infty$, nachylenie charakterystyki roboczej

$$S_r = S_e \quad 1221$$

Dobroć takiej lampy byłaby nieskończenie wielka, zaś pojemność $C_{as} = 0$.

Oczywiście, w przypadku idealnego ekranowania anody, pomimo osiągnięcia $G_e = \infty$; $C_{as} = 0$, lampa taka nie posiadałaby znaczenia praktycznego, gdyż w niej $i_a = 0$, a więc i $di_a = 0$, t.zn., że zmiany potencjału siatki kierującej nie wywołują zmian prądu anodowego / $S_a = 0$ /. W lampie rzeczywistej zatem niezbędne są w ekranie otworki, przez które występuje oddziaływanie anody na prąd emisyjny, tak, iż $S_a \neq 0$. Oczywiście, wtedy $\rho_a \neq \infty$, $K \neq \infty$, $G \neq \infty$ oraz $C_{as} \neq 0$.

Przez budowę siatek oraz dobór napięć początkowych dla ekranu i anody uzyskuje się to, iż rozdział prądu emisyjnego i_e między anodę i ekran jest na korzyść anody, tak, iż S_a niewiele tylko jest mniejsze od S_e . Zależność prądu anodowego i_a od potencjału anody V_a przy stałym ujemnym potencjale początkowym siatki /kierującej/ V_{S_0} oraz stałym dodatnim potencjale ekranu przedstawia rys.7. W lampie

z idealnie ekranowaną anodą /krzywa 1 / prąd i_e nie zależy od V_a . W lampie, w której zjawisko wtórnej emisji elektronowej nie występuje, zależność $i_e = f(V_a)$ byłaby taka, jak to przedstawia krzywa /2/.

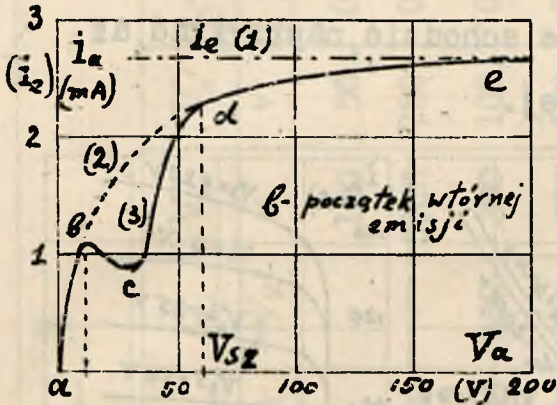
Natomiast w lampie rzeczywistej, gdzie występuje wtórna emisja z anody, zauważymy wklęsłość w części bcd /krzywa 3 /, w części bc mamy oporność ujemną, w ~~ca~~ dodatnią, bardzo wielką; ta część krzywej odpowiada właściwej pracy lampy.

Potencjał ekranu winien być w tym celu nieco niższy od potencjału anody.

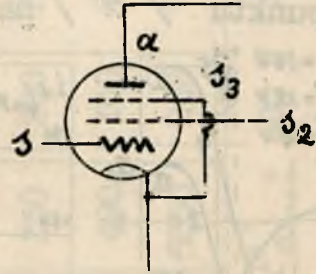
Lampa trójsiatkowa - pentoda.

Dla pewnych zastosowań /np. ^{lampa} końcowa amplifikatora mocy / pożądana jest lampa o dużej oporności wewnętrznej ρ przy dużym nachyleniu charakterystyki S i dużym współczynniku amplifikacji K . Doskonale się tu nadawałaby lampa ekranowana, gdyby nie ta okoliczność, iż potencjał jej anody nie może schodzić poniżej pewnej wartości / w przybliżeniu równej potencjałowi ekranu /, bowiem występuje w niej zjawisko wtórnej emisji, wskutek czego maleje I_a , a przeto nie jest tu możliwe właściwe wykorzystanie mocy obwodu anodowego.

Zjawisko wtórnej emisji może być unieszkodliwione przez umieszczenie między anodą / α / a



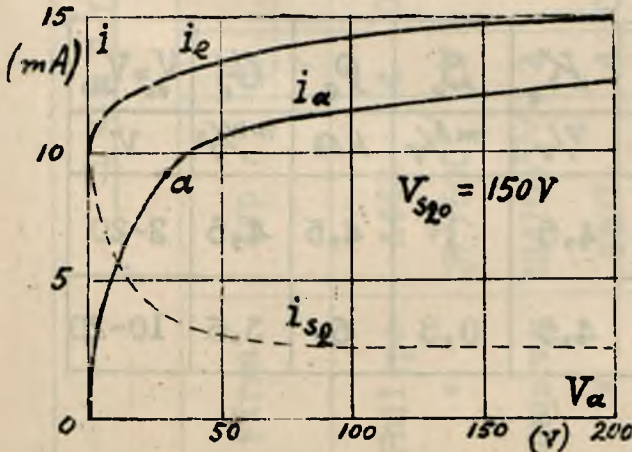
Rys. 7.



Rys. 8.

siatką ekranową (β_2) / rys.8/ trzeciej siatki, połączonej wprost z katodą, a więc mającej potencjał = 0.

W ten sposób, nawet gdy potencjał anody V_a podczas pracy lampy zejdzie poniżej potencjału ekranu, nie będzie linii sił wychodzących z siatki β_2 kończących się na anodzie, gdyż wszystkie one chętnie

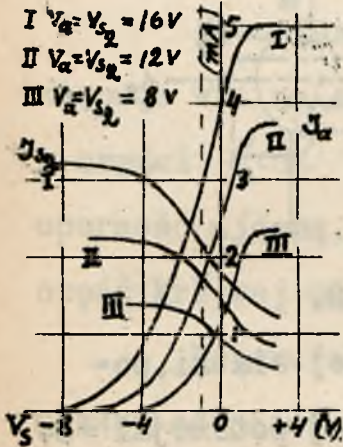


Rys. 9.

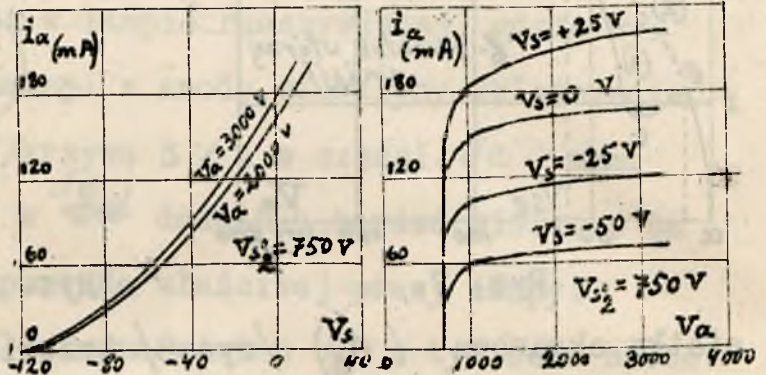
kończyć się będą na siatce β_3 przeciweemisyjnej, która posiada najniższy potencjał w układzie elektrod.

W tych warunkach charakterystyki $i_e = f(V_a)$ i $i_a = f(V_a)$ mają

kształt jak na rys. 9. Widzimy tu, że krzywa i_α nie posiada wklęsłości, a zatem, podczas pracy, chwilowe napięcie na anodzie może schodzić, na przykład, aż do punktu / α / na krzywej.



Rys. 10.



Rys. 11.

Dane dla lamp wielosiatkowych bardziej charakterystycznych typów podane są w poniższych tablicach.

Lampy dwusiatkowe.

Firma	Typ	V_k	I_k	K_e	S_e	ρ_e	G_e	$V_{a0} = V_{S10}$
		V	A	V/V	mA/V	kΩ	mW/V ²	V
Philips	1A141	1	0,08	4,5	1	4,5	4,5	2-20
Telefunk.	RE074d ^{x/}	4	0,07	4,5	0,8	6	3,6	10-20

x/

Charakterystyki na rys. 10.

Lampy ekranowane.

Firma	Typ	V_k	I_k	K_e	S_e	ρ_e	G'_e	V_{ao}	V_o	C_{as}
		V	A	V/V	mA/V	k Ω	mkV/V ²	V	V	cm.
Philips	A442	4	0,06	-	0,8	-	-	100	50	0,04
"	QB3/500 ^{XI}	11	10	300	2,2	140	-	3000	750	0,05
Tungsram	AS4100 ^{XI}	4	1	900	1,5	600	1350	200	100	0,004
"	S407	4	0,07	330	1	330	300	200	100	0,01
Telefunk.	RES094	4	0,06	300	0,8	370	240	200	80	-
"	RENS1204	2	1	250	1	250	250	200	60	-
Cossor	220 SG	2	0,2	320	1,6	200	490	150	70	0,001
Mullard	34VA	4	1	1500	3,5	430	5250	200	75	0,02

b - bezpośrednie, p - pośrednie α / nadawcza $P'_{\alpha_{max}} = 400$ W /rys.11/ α / charakterystyki na rys. 7.

Pentody

Firma	Typ	V_k	I_k	K_e	S_e	ρ_e	G_e	V_{ao}	V_s	$P'_{a\max}$
		V	A	V/V	mA/V	kSE	mW/V ²	V	V	W
Philips	B 443	4	0,15	70	1,2	60	84	100	100	2
"	E 443 N	4	1	60	3	20	180	400	200	12
Telefunken	RES 164	4	0,15	100	2	50	200	200	80	3
Mazda	AC PC/PEN	8	0,5	125	3,4	37	425	250	200	
Cossor	MSG Pen-A	4 ^{x/}	1	320	4	8	1280	200	150	

x/ ^{na,} żarzenie pośrednie, lampa ekranowa z elektrodą przeciw wtórnej emisji

PROSTOWNIKI

Najczęściej stosowanym ostatnio źródłem napięcia stałego w radjotechnice są prostowniki elektryczne, wygodne ze względu na łatwość uzyskania dowolnego napięcia, proste w obsłudze oraz pewne w działaniu. W zależności od wysokości dostarczanego napięcia można je podzielić na 3 grupy: 1 - wysokiego napięcia od paru tysięcy do kilkunastu tysięcy woltów - do zasilania anodowych obwodów urządzeń nadawczych, 2 - niskiego napięcia - od stu do tysiąca woltów - do zasilania obwodów siatek urządzeń nadawczych i obwodów anodowych urządzeń odbiorczych, 3 - b. niskiego napięcia od kilku do kilkudziesięciu woltów - do żarzenia katod i ładowania akumulatorów.

Grupę pierwszą obsługują prostowniki katodowe: kenotronowe i jonowe oraz coraz częściej stosowane prostowniki rtęciowe, drugą - przeważnie kenotronowe i jonowe, trzecią - jonowe, rtęciowe oraz stykowe.

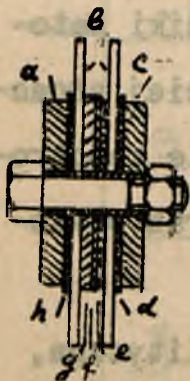
Prostowniki mechaniczne, elektrolityczne, jarzeniowe, odgrywają tu dziś drugorzędną rolę. Rozpatrzmy poniżej pokrótce jedynie prostowniki stykowe kenotronowe i jonowe jako rzadko - po za radjotechniką - stosowane.

PROSTOWNIKI STYKOWE.

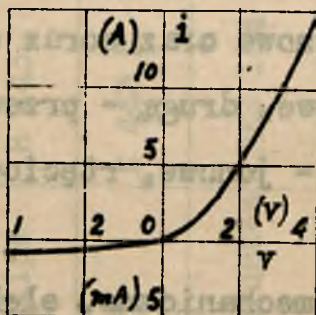
Działanie prostowników stykowych opiera się na jednokierunkowej przewodności styku dwóch ciał /metali lub ich związków, posiadających różne koncentracje i różne prace wyjścia elektronów /.

Najczęściej stosuje się /rys.1 / styk między warstwą tlenku miedzi Cu_2O /f/ na miedzi /g/ a jakimś metalem np. miedzią /e/, dociskany przez płytki /a,a/. Płytki /b/ mają tu na celu polepszenie chłodzenia.

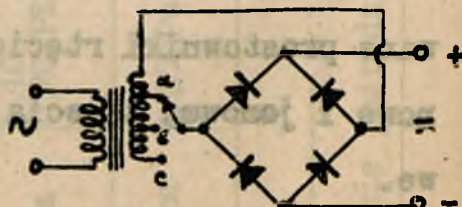
Styk ten zachowuje się podobnie jak detektor stykowy / rozdział IV.a /, z tem iż znosi on większe natężenia prądów, jak to wynika z charakterystyki statycznej /rys.2 /./Uwaga na skale wykresu!./



Rys. 1.



Rys. 2.



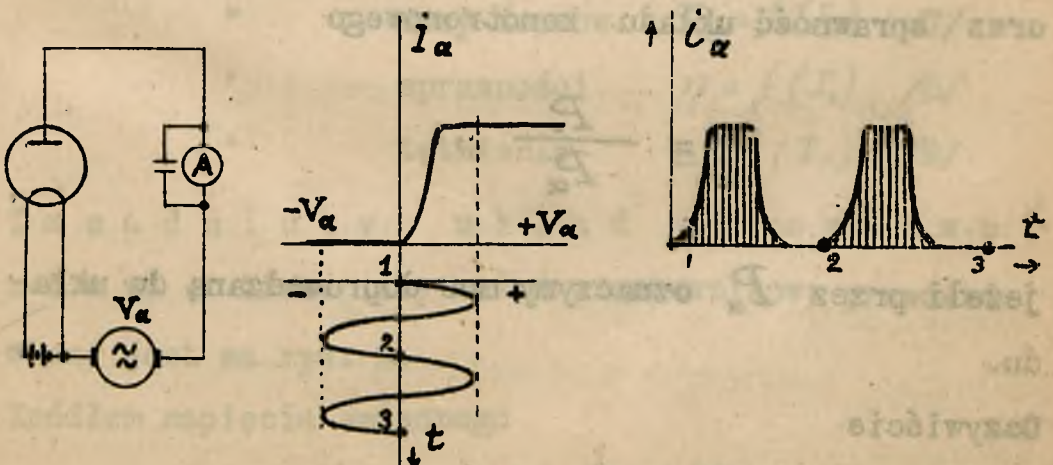
Rys. 3.

Rys.3 pokazuje sposób włączenia par prostownikowych do układu. Jeden z typów takich prostowników dostarcza prądu do 1 A przy 2, 4, 6 V i przy $\eta \approx 40\%$.

PROSTOWNIKI KATODOWE.

Prostowniki kenotronowy wysokiego napięcia.

Działanie prostownikowe kenotronu. - Właściwości jednokierunkowego przewodzenia lampy dwuelektrodowej mogą być wykorzystane do celów zamiany energii elektrycznej prądu zmiennego na energję prądu stałego drogą t.zw. prostowania. Istotnie, dzięki asymetryczności charakterystyki lampy dwuelektrodowej /kenotronu /, zmiennemu napięciu anodowemu /rys. 1 / odpowiadać będą jednokierunkowe impulsy prądu, z których - bez trudności - można w następstwie już otrzymać napięcie stałe.



Rys. 1.

Urządzenia na tej zasadzie działające, zwane prostownikami kenotronowymi, są pewnego rodzaju przetworniki

camy elektrycznymi prądu zmiennego o względnie niskim napięciu na prąd stały o napięciu zazwyczaj wysokim.

Praca ich odbywa się według pewnych charakterystyk elektrycznych, a przede wszystkim według pewnej zależności napięcia stałego V_0 od czerpanego prądu stałego I_0 , zwanej charakterystyką obciążenia prostownika

$$V_0 = f(I_0) \quad /1/$$

Stąd już wynika zależność: moc użyteczna

$$P_0 = I_0 V_0 = f(I_0) \quad /2/$$

oraz sprawność układu kenotronowego

$$\eta = \frac{P_0}{P_\alpha} ,$$

jeżeli przez P_α oznaczymy moc doprowadzaną do układu.

Oczywiście

$$P_\alpha = P_0 + P_\alpha' ,$$

gdzie P_α' jest mocą traconą w kenotronie.

Wreszcie, ponieważ napięcie stałe dostarczone przez

prostownik nie jest idealnie wyprostowane i - pomimo zastosowań urządzenia filtrowego - w pewnym stopniu tętni, przeto mówić tu można jeszcze o t.zw. stopniu tętnienia, t.j. stosunku amplitudy składowej zmiennej \bar{V}_t napięcia wyprostowanego do napięcia stałego V_o :

$$\Delta = \frac{\bar{V}_t}{V_o}$$

stopień tętnienia

14/

Wielkości powyższe zmieniają się wraz z obciążeniem; urządzenie prostownikowe charakteryzuje się przeto ich zależnościami od I_o , a mianowicie :

charakterystyką napięcia	$V_o = f(I_o)$	15/
"	mocy użytecz. $P_o = f(I_o)$	16/
"	mocy doprow. $P_\alpha = f(I_o)$	17/
"	sprawności $\eta = f(I_o)$	18/
"	tętnienia $\Delta = f(I_o)$	19/

Z a s a d n i c z y u k ł a d p r o s t o w n i k o w y. - Zasadniczy układ prostownikowy przedstawiony jest na rys. 2.

Zródłem napięcia zmiennego

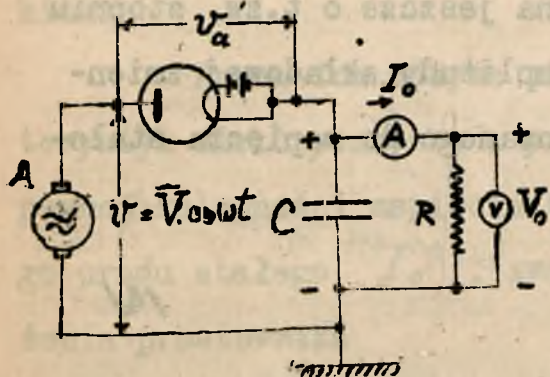
$$v = \bar{V} \cdot \cos \omega t$$

jest tu alternator A , odbiornikiem energii prądu

II.a.4.

stałego - oporność R , zabocznikowana kondensatorem wyrównawczym C , którego pojemność przyjmujemy narazie

za bardzo wielką, tak, iż tętnienie napięcia wyprostowanego jest znikomo małe. Między napięciem V_0 i prądem I_0 musi tu istnieć zależność



$$V_0 = I_0 \cdot R \quad /9/$$

Rys. 2.

Chwilowe napięcie na zaciskach kenotronu jest oczywiście

$$v'_\alpha = v - V_0 = \bar{V} \cdot \sin \omega t - V_0 \quad /10/$$

Jeśli dana jest charakterystyka kenotronu

$$i_\alpha = f(V_\alpha) \quad /11/$$

wówczas można - na zasadzie równania /10/ - wyznaczyć zależność chwilowych wartości prądu płynącego przez kenotron

$$i'_\alpha = f(t), \quad /12/$$

prąd płynący przez kenotron

a stąd określić średnią wartość tego prądu

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T i'_\alpha dt \quad /13/$$

Równanie /9/ pozwoli w dalszym ciągu obliczyć wartość oporności R , jaką powinien mieć odbiornik energii prądu stałego, aby powyższe warunki / V_0 i I_0 / zostały spełnione.

Równanie charakterystyki kenotromu. - Charakterystykę kenotromu przyjmujemy - z dostatecznym tu przybliżeniem - jako składającą się z trzech odcinków prostych / rys.3 / :

ao dla $V_\alpha < 0$; ob dla zakresu od $V_\alpha = 0$ do $V_\alpha = V_{\alpha nas}$, i bc dla $V_\alpha > V_{\alpha nas}$.

Nachylenie odcinka ob jest, zgodnie z /34.I.b./

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{I_{ec}}{V_{\alpha nas}} \quad /14/$$

W ten sposób równanie charakterystyki kenotromu może być przedstawione w postaci ^{x/} :

^{x/} Przyjęto tu, dla prostoty, iż $I_{ec} = \text{const.}$ nie zależy od V_α .

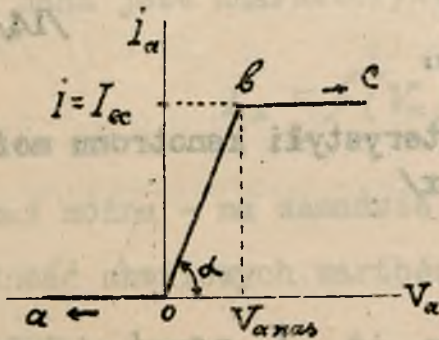
$$i_a = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \frac{I_{ec}}{V_{anas}} \cdot V_a \\ I_{ec} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} V_a < 0 \\ V_a = 0 \\ V_a = V_{anas} \\ V_a > V_{anas} \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} a. \\ \\ b. \\ c. \end{array} \right\} \quad ||15/$$

Charakterystyka napięcia prostownika. - Charakterystykę obciążenia prostownika podzielimy na 2 zakresy.

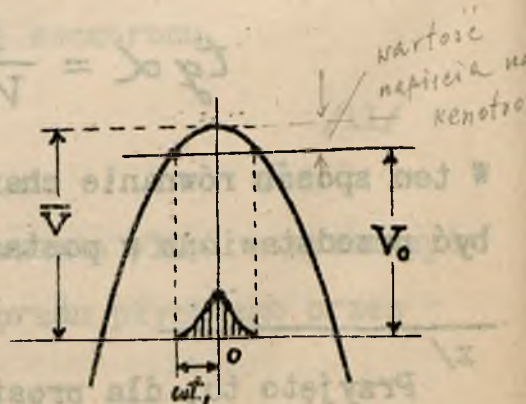
Zakres I odpowiada napięciu na kenotronie v_a' , zawartemu w granicach

$$0 < v_a' < V_{anas}$$

Moment początku obowiązywania równania /15 b / okreś-



Rys. 3.



Rys. 4.

la tu kąt ωt_1 , /rys. 4 /, wynikający z zależnoś-

ci /10/ :

$$\cos \omega t_1 = \frac{V_0}{\bar{V}} \quad /16/$$

Stąd

$$\omega t_1 = \arcs \frac{V_0}{\bar{V}} = \arcs n \sqrt{1 - \left(\frac{V_0}{\bar{V}}\right)^2} \quad /17/$$

Wobec $V_{anas} \ll \bar{V}$, kąt $\omega t_1 \cong 0$, a przeto dla zakresu od $(-\omega t_1)$ do $(+\omega t_1)$, $\sin \omega t_1 \cong \omega t_1$, zaś $\cos \omega t_1 \cong 1$.

Równanie /13/, zgodnie z /15 b/ będzie

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega t_1}^{+\omega t_1} \frac{I_{ec}}{V_{anas}} (\bar{V} \cos \omega t - V_0) \cdot d(\omega t) \quad /18/$$

Skąd, po scałkowaniu, otrzymamy

$$\frac{V_{anas}}{\bar{V}} \pi \frac{I_0}{I_{ec}} = \sin \omega t_1 - \frac{V_0}{\bar{V}} \omega t_1 \quad /19/$$

Wprowadzamy oznaczenia :

$$\frac{V_{anas}}{\bar{V}} = v_{nas} ; \quad \frac{I_0}{I_{ec}} = i ; \quad \frac{V_0}{\bar{V}} = v \quad /20/$$

II.a.8.

Równanie /17/ będzie

$$\omega t_1 = ar \operatorname{sn} \sqrt{1-v^2} \quad /21/$$

Rozkładając $ar \operatorname{sn}$ na szereg / do drugiego wyrazu / otrzymujemy z /21/

$$\omega t_1 = \sqrt{1-v^2} + \frac{1}{6} \sqrt{1-v^2} (1-v^2) \quad /22/$$

Równanie /19/ przybiera zatem postać

$$\pi \cdot v_{nas} \cdot i = (1-v)^{3/2} \cdot (1+v)^{1/2} \left[1 - \frac{v}{6} (1+v) \right] \quad /23/$$

Wobec warunku $cs\omega t_1 \cong 1$, $v \cong 1$, $(1+v)^{1/2} \cong \sqrt{2}$, a przeto /23/ można uprościć

$$\pi \cdot v_{nas} \cdot i = \frac{2\sqrt{2}}{3} (1-v)^{3/2}$$

Stąd równanie charakterystyki obciążenia dla I zakresu

$$v = 1 - 2,3 \left(v_{nas} \cdot i \right)^{2/3} \quad /24/$$

Wzór ten obowiązuje do wartości $v' = 1 - v_{nas}$, t.j. do wartości i' , którą otrzymamy z /24/ :

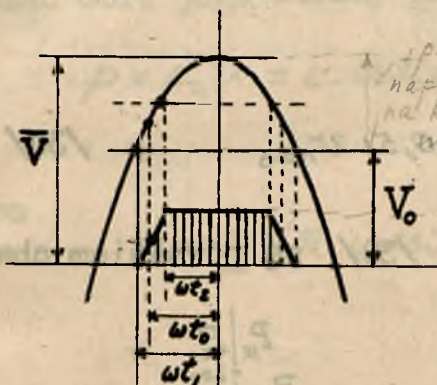
$$i' \cong 0,3 \cdot v_{nas}^{1/2} \quad /25/$$

do $\frac{v' = v_{nas}}{v - v_0 = v_{nas}}$
do $1 - v_{nas} = 1 - 2,3 (v_{nas} i')^{2/3}$

Zgodnie z oznaczeniem /20/, odpowiada to prądowi

$$I_o' = I_{ec} \cdot i'$$

Zakres II odpowiada napięciu $v_{\alpha}' > V_{an\alpha s}$; stosujemy tu równanie /15 b/ i /15 c/.



Rys. 5.

Wprowadzając pewien kąt średni ωt_0 , możemy napisać

$$\omega t_0 \cong \arcs \frac{V_0 + 0,5 \cdot V_{an\alpha s}}{\bar{V}} ; \quad /28/$$

uważamy przez to, iż krzywa $i_{\alpha}' = f(t)$ ma przebieg nie trapezowy, lecz prostokątny / o podstawie $2\omega t_0$ i wysokości I_{ec} /, a więc równanie /13/ będzie tu miało postać :

Kąty odpowiadające początkowi / ωt_1 / i końcowi / ωt_2 / obowiązywania równania /15 b/ są / rys. 5 / :

$$\omega t_1 = \arcs \frac{V_0}{\bar{V}} \quad /26/$$

$$\omega t_2 = \arcs \frac{V_0 + V_{an\alpha s}}{\bar{V}} \quad /27/$$

$$V_{an\alpha s} = \bar{V} \cos \alpha - V_0$$

$$\cos \alpha = \frac{V_0 + 0,5 V_{an\alpha s}}{\bar{V}}$$

$$I_o = \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega t_o} I_{ec} \cdot d(\omega t)$$

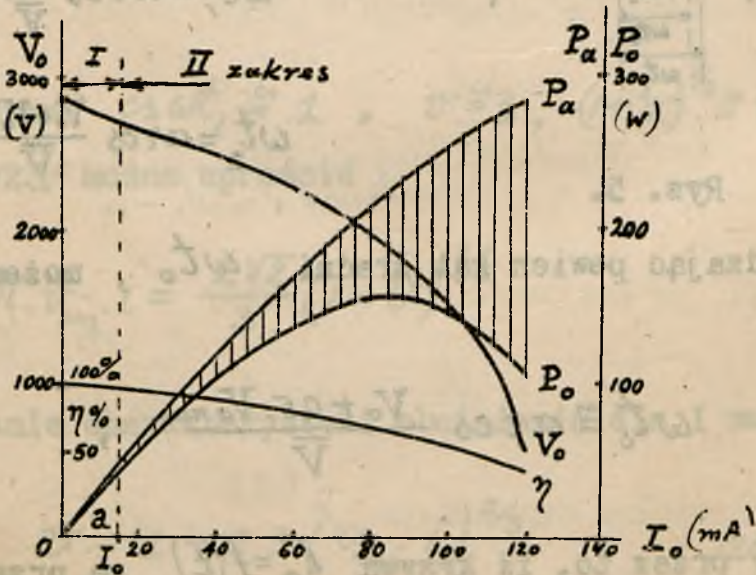
skąd

$$\omega t_o = \pi \frac{I_o}{I_{ec}} \quad /29/$$

Wprowadzając oznaczenia /20/ oraz uwzględniając /29/,
otrzymamy

$$v = c_s \pi i - 0,5 \cdot v_{nas} \quad /30/$$

W ten sposób równania /24/ i /30/ są równaniem cha-



Rys. 6.

rakterystyki napięcia V_o . Przebieg krzywej pokaza-

ny na rys. 6.

Charakterystyka mocy użytecznej. Te charakterystykę otrzymamy już z samego określenia zależności /2/. Ponieważ głównie interesuje nas praca odpowiadająca raczej pełnemu obciążeniu, przeto zastosujemy równanie /30/. Mnożąc obie jego strony przez i otrzymamy

$$p = i \cdot v = i \cdot c s \pi i - 0,5 \cdot i \cdot v_{nas} \quad /31/$$

albo

$$p = \frac{1}{\pi} (\pi \cdot i \cdot c s \pi i - 0,5 \cdot \pi \cdot i \cdot v_{nas}) \quad /32/$$

przyczem

$$p = \frac{P_0}{I_{ec} V} = \frac{I_0 V_0}{I_{ec} V} = \dots \quad /33/$$

Przebieg krzywej P_0 wskazany jest na rys. 6.

Charakterystyka mocy doprowadzonej. - Otrzymujemy ją z zależności

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T i_a \cdot v \cdot dt \quad /34/$$

$$v = V \cos \omega t$$

II.a.12.

Dla zakresu II, wstawiając /30/ do /34/, mamy po scałkowaniu :

$$P_a = \frac{I_{ec} \bar{V}}{\pi} \sin \pi \frac{I_o}{I_{ec}} \quad /35/$$

$$P_a = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_{ec} V \cos \omega t \, d(\omega t) =$$

Korzystając z oznaczeń /20/ oraz wprowadzając

$$p_a = \frac{P_a}{I_{ec} \bar{V}} \quad /36/$$

otrzymujemy równanie charakterystyk mocy doprowadzonej /6/

$$p_a = \frac{1}{\pi} \cdot \sin \pi i \quad /37/$$

Przebieg krzywej P_a wskazany jest na rys.6.

Charakterystyka mocy traconej w lampie - wynika z zależności

$$P_a' = P_a - P_o, \quad /38/$$

którą pozwalają obliczyć równania /33/ i /37/ /odcinki pola zakreskowanego na rys. 6 /.

Moc P_a' nie powinna być większą od mocy admisyjnej zastosowanego kenotromu.

Charakterystyka sprawności również daje się już wyznaczyć na zasadzie powyższych zależności. Dla zakresu II otrzymamy

$$\eta = \frac{P_o}{P_a} = \pi \cdot i \cdot \operatorname{ctg} \pi i - 0,5 \cdot v_{nas} \frac{\pi \cdot i}{\sin \pi i} \quad /39/$$

Ponieważ $\frac{\pi \cdot i}{\sin \pi i} \cong 1$, przeto

$$\eta \cong \pi \cdot i \cdot \operatorname{ctg} \pi i - 0,5 \cdot v_{nas} \quad /40/$$

Praca przy pełnym obciążeniu. Dyskusja wyrażenia mocy użytecznej /32/ pokazuje, że maximum β występuje dla

$$\cos \pi i - \pi \cdot i \cdot \sin \pi i - 0,5 \cdot v_{nas} = 0 \quad /41/$$

Jeżeli przyjąć - jak to się przeważnie spotyka - na v_{nas} wartość

$$v_{nas} \cong 0,1, \quad /42/$$

otrzymamy z /41/ odpowiadające temu warunkowi

$$\pi \cdot i \cong 0,835; \quad i \cong 0,265; \quad \omega t_o \cong 48^\circ \quad /43/$$

Maksymalna moc użyteczna będzie wtedy

$$P_{\text{max}} \cong 0,16 \cdot I_{ec} \bar{V} \quad /44/$$

przy sprawności

$$\eta \cong 66\% \quad /45/$$

Zazwyczaj w praktyce budowy prostowników kenotronowych przyjmuje się na kąt ωt_0 wartości zawarte w granicach

$$\omega t_0 = 35^\circ \div 50^\circ \quad /46/$$

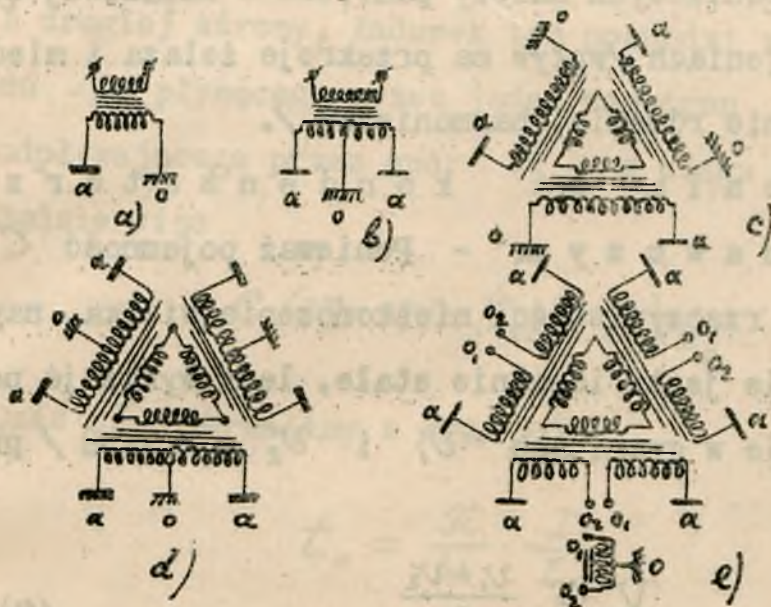
zależnie od żądanej sprawności.

Odpowiada to stosunkowi prądów

$$\frac{I_o}{I_{ec}} = 0,2 \div 0,3 \quad /47/$$

Rodzaje układów prostownikowych. - Układ zasadniczy prostownika na rys.1 jest układem najprostszym, naogół rzadko stosowanym, prostowania jednopółkowego /jednofazowego/, jak to schematycznie przedstawia rys. 7a. Częściej stosuje się już prostowanie dwupółkowe jednofazowe rys.7b, o wiele korzystniejsze, gdyż daje mniejsze tętnienia i symetrycznie obciąża transformator. Następnie idą układy wielofazowe, zazwyczaj trójfazowe, mniej korzyst-

ne jednopółkowe / rys. 7c / bardziej korzystne dwupółkowe / rys. 7d lub 7e /.



Rys. 7.

Zródłem napięcia jest zazwyczaj transformator wysokiego napięcia o odpowiedniej ilości faz i połówek, względnie punktów środkowych.

Z układów wielofazowych duże zalety wykazuje układ rys. 7e, w którym połówki transformatora łączy się ze sobą nie bezpośrednio, lecz za pośrednictwem dławików z punktami środkowymi

Częstotliwość stosowanego prądu najczęściej techniczna 50 - 60 c. lub przy użyciu źródeł specjal-

nych - kilkaset cykli .

Przy obliczaniu transformatorów dla urządzeń prostownikowych należy pamiętać o składowej stałej w uzwojeniach /wpływ na przekroje żelaza i miedzi, ew. nasycenie rdzenia, harmoniczne /.

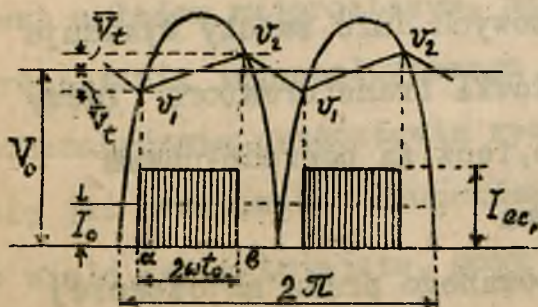
Tętnienia na kondensatorze wyrównawczym. - Ponieważ pojemność C nie jest w rzeczywistości nieskończenie wielka, napięcie V_0 nie jest idealnie stałe, lecz wykazuje pewne tętnienie w granicach v_1 i v_2 , /rys.8 / przy czym

$$V_0 \cong \frac{v_1 + v_2}{2} \quad /49/$$

Amplitudę tętnienia określamy jako

$$\bar{V}_t = \frac{v_2 - v_1}{2} \quad /50/$$

Np. dla prostowania dwupołkowego obliczymy tętnienie,



biorąc pod uwagę, że w czasie od α do β podniesienie się napięcia na kondensatorze C od wartości v_1 do v_2 musi być wywołane ładun-

Rys. 8.

kiem

$$C(v_2 - v_1)$$

Z drugiej strony, ładunek ten pochodzi z różnicy prądu I_{ec} , płynącego przez jeden kenotron i prądu I_0 odpływającego przez opór R w ciągu czasu t_0 .
Będzie więc

$$C(v_2 - v_1) = (I_{ec} - I_0) \cdot t_0$$

Czas t_0 określimy z /29/ jako

$$t_0 = \frac{\pi}{\omega} \cdot \frac{I_0}{I_{ec}}$$

przyczem I_{ec} jest tu prąd emisyjny obu kenotronów, gdyż równanie /52/ wynika z równości pól

$$I_0 \times 2\pi = 2(I_{ec} \times 2\omega t_0), \text{ t.j. } I_{ec} = 2I_0$$

Przy prostowaniu β połówkowym i φ fazowym będzie więc

$$I_{ec} = p \cdot \varphi \cdot I_{ec1}$$

Możemy przeto napisać /52/ w postaci ogólnej

$$t_0 = \frac{\pi}{\omega} \cdot \frac{I_0}{p \cdot \varphi \cdot I_{ec1}}$$

I_{ec1} - prąd płynący przez jeden kenotron

Biorąc jeszcze pod uwagę /50/, z równania /51/ określimy już stopień tętnień występujących na pojemności C jako

$$\Delta' = \frac{\overline{V}_t'}{V_0} = \frac{I_0 \left(1 - \frac{I_0}{I_{ec,1}}\right)}{2 C V_0 p q f} \quad /54/$$

f = częstotliwość prądu prostowanego, $\omega = 2\pi f$.

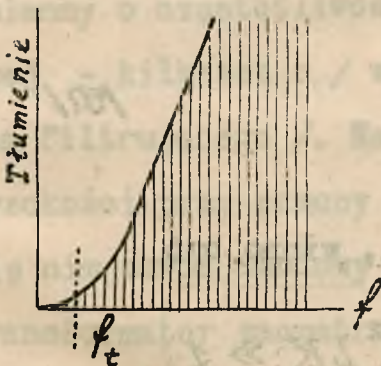
Wzór /54/ pokazuje, iż ze wzrostem I_0 tętnienie rośnie, o ile $\frac{I_0}{I_{ec,1}} \ll 1$. Gdy $\frac{I_0}{I_{ec,1}}$ zbliża się do jedności / co może mieć miejsce np. w prostownikach wielofazowych / tętnienie maleje. Należy to rozumieć w ten sposób, iż, gdyby przebieg prądu $i'_\alpha = f(t)$ był idealnie prostokątny, wówczas prostokąty poszczególnych połówek prądu wzajemnie zetknęłyby się bokami dając ciągłość prądu $I_0 = I_{ec,0}$. Poza to stopień tętnień maleje wraz ze wzrostem C , p , q i f , co przemawia za stosowaniem układów prostownikowych wielofazowych dwupołówkowych oraz prądu o możliwie dużych częstotliwościach.

Najniższa częstotliwość tętnień, jaka się otrzymuje na C / częstotliwość zmiennej podstawowej prądu i'_α / jest :

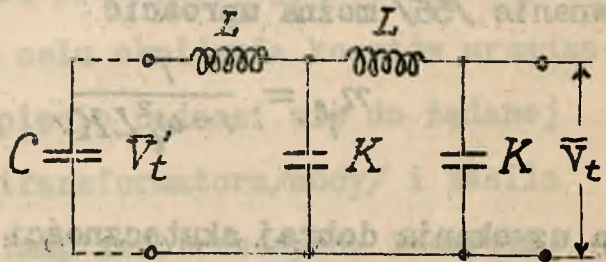
$$f_t = p \cdot q \cdot f$$

/55/

F i l t r. - W celu zmniejszenia amplitudy \bar{V}_t' , a przez to stopnia tętnienia Δ' , stosuje się obwody filtrujące o odpowiedniej charakterystyce tłumienia /rys.9/: mianowicie filtr powinien przepuszczać swobodnie napięcie stałe, zaś tłumić całkowicie napięcia zmienne. Nadaje się tu filtr dławikowo-kondensatorowy /rys.10/



Rys. 9.



Rys. 10.

z jednym lub więcej członami. Jego krytyczna częstotliwość / powyżej której występuje silne tłumienie / winna być nieco mniejsza od f_t , określonego wzorem /55/.

Dla filtra jednoczłonowego /rys.11 / skuteczność filtru, czyli stosunek napięć zmiennych \bar{V}_t' i \bar{V}_t , może być wyrażona stosunkiem oporności bc do oporności $ab+bc$:

$$\bar{V}_t = \frac{1}{\frac{I_0}{V_0} + j\omega K} \quad V_t' = j\omega L + \frac{1}{\frac{I_0}{V_0} + j\omega K}$$

$$n_f = \frac{\bar{V}_t}{\bar{V}_t'} = \frac{1}{\sqrt{(1 - \omega_t^2 LK)^2 + \omega_t^2 L^2 \left(\frac{I_0}{V_0}\right)^2}} \quad /56/$$

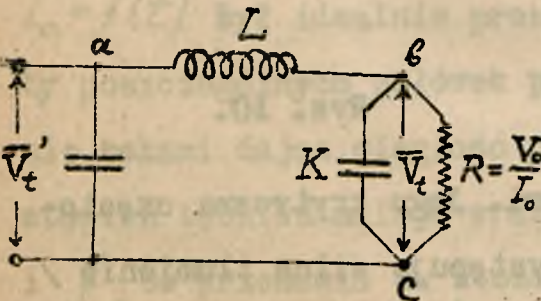
gdzie $\omega_t = 2 \cdot \pi \cdot f_t$

Jeśli $\omega_t L \frac{I_0}{V_0} \ll \frac{1}{3} [1 - \omega_t^2 L \cdot K]$

równanie /56/ można uprościć

$$n_f = \frac{1}{1 - \omega_t^2 LK} \quad /57/$$

Dla uzyskania dobrej skuteczności, winno być



$$\omega_t^2 LK \gg 1,$$

a przeto wówczas

$$n_f \approx \frac{1}{\omega_t^2 LK} \quad /58/$$

W ten sposób stopień

łętnień na wyjściu urzą-

dzenia prostownikowego będzie, po uwzględnieniu /58/ w /54/

$$\Delta = \Delta' \cdot n_f = \frac{I_0 \left(1 - \frac{I_0}{I_{ec}}\right)}{8\pi^2 V_0 (p\varphi f)^3 L K C} \quad /59/$$

Równanie /59/ jest równaniem charakterystyki tętnienia /8/ .

U r z ą d z e n i a p r o s t o w n i k o w e .

Prostowniki kenotronowe budowane są na napięcia od kilkuset woltów do kilkudziesięciu tysięcy woltów oraz na moce od kilkunastu watów do kilkuset kilowatów.

Zródłem energii bywa tu najczęściej prąd zmienny o częstotliwości przemysłowej, czasem o wyższej - kilkaset c. / w celu obniżenia kosztów urządzenia filtrującego /. Napięcie podnosi się do żądanej wysokości przy pomocy transformatora /mocy/ i zasila się nim obwód anodowy lamp kenotronowych. Zazwyczaj transformator zaopatruje się w urządzenia zabezpieczające przeciw - przepięciowe /rożki z opornikami / - po stronie wtórnej, iskierniki ograniczające - po stronie pierwotnej /.

Regulację napięcia wyprostowanego uzyskuje się przez zmianę napięcia zmiennego zasilającego, bądź to przez oporniki lub dławiki szeregowo ^{x/} w obwodzie pierwotnym, bądź lepiej, przez stosowanie spec-

^{x/} niekorzystne ze względu na skok napięcia V_0 przy biegu luzem / dla $I_0 = 0$ /.

jalnego regulatora autotransformatorowego włączonego między siecią a transformatorem mocy.

Żarzenie lamp kenotronowych z reguły uskutecznia się prądem zmiennym poprzez transformator obniżający. Reguluje się żarzenie w ten sposób, aby dostateczna wartość I_{ec} była zapewniona.

Niedostateczne żarzenie powoduje wzrost spadku napięcia anodowego na kenotronie, a przez to wzrost strat w lampie / nagrzewanie się anody /. Z tych względów napięcie anodowe nie powinno być włączane przy niedostatecznym żarzeniu, a więc należy włączać go dopiero po nagrzeniu się katody i wyłączać przed wyłączeniem żarzenia.

Tę kolejność włączania i wyłączania zapewniają zazwyczaj urządzenia blokadowe, działające na wyłączniki. W prostownikach, służących do zasilania urządzeń radjotechnicznych, ujemny biegun napięcia wyprostowanego bywa zazwyczaj uziemiany ; biegunem tym jest przeważnie środek transformatora mocy / w przypadku lamp o chłodzeniu wodnym - anody kenotronów/. Zatem biegunem dodatnim jest katoda kenotronu, a więc w transformatorze żarzenia, zasilanym z tej samej sieci, co transformator mocy, między uzwojeniami pierwotnym a wtórnym występuje pełne napięcie V_0 .

Z okolicznością tą należy się liczyć przy projektowaniu transformatora żarzenia. Z tych samych względów regulacja żarzenia kenotronów uskutecznia się w obwodzie tego uzwojenia, które jest po stronie niskiego /w stosunku do ziemi / potencjału, za pomocą dławików lub oporników przy jednoczesnej kontroli napięcia żarzenia woltomierzem po tej lub po tamtej stronie transformatora.

Częstokroć, przy równoległym żarzeniu kilku kenotronów, stosuje się oporniki wyrównawcze w obwodach katod, wyregulowane na stałe.

Filtr, wyrównywujący tętnienia, składa się zazwyczaj z jednego, czasem z dwóch członów dławikowo-kondensatorowych.

Dławik posiada indukcyjność rzędu od kilkunastu do kilkudziesięciu henrów przy przepływającej przez uzwojenie stałej magnesującej I_0 /szczelina!/. Włączany bywa od strony bieguna dodatniego, a więc uzwojenie winno być izolowane względem ziemi na napięcie V_0 .

W zastosowaniu prostowników do celów radiotechnicznych, dławik zabezpiecza się przed prądami w.cz., specjalnymi dławikami w.cz. Kondensatory -

-przeważnie papierowe-zaopatruje się w urządzenia zabezpieczające /iskierniki kulkowe, oporniki upływowe wyrównawcze /.

Kenotrony zabezpiecza się przed przeciążeniem przez przekaznik nadmiarowy, włączony w obwód prądu wysokiego napięcia i działający na wyłącznik transformatora mocy.

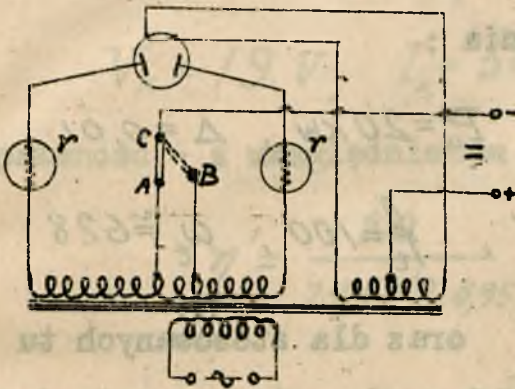
W przypadku, gdy kenotrony posiadają wodne chłodzenie anod, na wyłącznik ten również działają przekaźniki uruchamiane w chwili, gdy ustaje obieg wody chłodzącej.

Oczywiście większość z tych skomplikowanych urządzeń zabezpieczających opuszcza się w niewielkich prostownikach kenotronowych na niewielkie moce i niskie napięcia /zasilacze anodowe do odbiorników/.

PROSTOWNIK JONOWY.

Prostownik jonowy różni się od kenotronowego zastosowaniem zamiast kenotromu o wysokiej próżni lampy z gazem / p. I.b.28 /, przez co uzyskuje się stosunkowo niewielki spadek napięcia na lampie prostowniczej /rzędu kilkunastu woltów /, a następnie co jest szczególnie ważne przy prostowaniu niższych napięć - lepszą sprawność urządzenia.

Tutaj schematy układów prostownikowych w zasadzie niewiele się różnią od układów kenotronowych. W mniejszych urządzeniach spotyka się przeważnie prostowanie jednofazowe, jedno-lub częściej dwupołówkowe /rys.12/ Charakterystyczne jest tu zabezpieczenie lamp przez



Rys. 12.

oporniki ograniczające /r/ w obwodach anodowych, oraz przy racjonalnej eksploatacji - przestrzeżenie, aby obciążanie prostownika nie następowało przed uprzednim rozżarzeniem się katody.

Przedstawiony na rys. 12 prostownik służący do ładowania akumulatorów / Philips typ 366 / pozwala czerpać 6 lub 3 A przy napięciu 8 względnie 14 V i przy mocy do 150 W., zależnie od połączenia przełącznika /c/ i użycia jednej względnie dwóch anod lampy.

P r z y k ł a d.

1. Zaprojektować urządzenie prostownikowe kenotronowe, dostarczające napięcie $V_o = 10 \text{ kV}$ przy prądzie $I_o = 2 \text{ A}$. Źródło energii: sieć 50 c., 220V. Prostowanie jednofazowe, dwupołówkowe. Stopień tętnień ma być nie większy od 1%.

Ustalamy z danych założenia:

$$V_o = 10 \text{ kV}, \quad I_o = 2 \text{ A}, \quad P_o = 20 \text{ kW}, \quad \Delta = 0,01.$$

$$f = 50, \quad p = 2, \quad q = 1, \quad f_t = 100, \quad \omega_t \approx 628$$

Zakładamy $\frac{I_o}{I_{ac}} = 0,2 = \dot{c}$ oraz dla stosowanych tu lamp kenotronowych $v_{na} = 0,1$.

Ze wzoru /30/ otrzymamy $v = \cos 0,2\pi - 0,5 \cdot 0,1 = 0,76$

Zatem z /20/

$$\bar{V} = \frac{10}{0,76} = 13,1 \text{ kV}$$

Skuteczne napięcie transformatora $2 \times 9300 \text{ V}$.

Prąd emisyjny całk. wszystkich /oba/ lamp $I_{ec} = \frac{2}{0,2} = 10 \text{ A}$

Moc doprowadzona do kenotronów /35/

$$P_{\alpha} = \frac{10 \cdot 13,1}{\pi} \sin 0,2\pi = 24,6 \text{ kW}$$

Moc tracona w anodach /dwóch lamp /

$$P_{\alpha}' = 24,6 - 20 = 4,6 \text{ kW} \quad (2,3 \text{ kW/lampy})$$

Sprawność kenotronów /bez żarzenia /

$$\eta = \frac{20}{24,6} = 81\%$$

Zastosujemy kenotrony Marconi C.A.R.2, z chłodzeniem wodnym, o danych

$$P'_{\alpha_{max}} = 4 \text{ kW}, I_{ec} = 5 \text{ A}, V_{\alpha_{nas}} = 1000 \text{ V},$$

$$V_k = 19 \text{ V}, I_k = 50 \text{ A}, P_k = 950 \text{ W}:$$

Sprawność - z uwzględnieniem mocy żarzenia -

$$\eta' = \frac{20}{24,6 + 2 \cdot 0,95} = 75\%$$

Napięcie przy biegu luzem ($I_o = 0$), $V_o \cong 13 \text{ kV}$.

Obliczenie chłodzenia. Temperatura wody wchodzącej $t_2 = 25^\circ \text{ C}$, wychodzącej - $t_1 = 50^\circ \text{ C}$. Ilość ciepła wydzielona na minutę przez moc $P'_\alpha = 4,6 \text{ kW}$ jest

$$0,24 \cdot 4,6 \cdot 60 = 66 \text{ duż. kal.}$$

Potrzebna ilość wody chłodzącej

$$\frac{66}{(50-25)} = 2,7 \cong 3 \text{ litr/min.}$$

Przekrój rur - przy szybkości wody $u = 20 \text{ cm/sek}$

wyniesie $\frac{3000}{20 \cdot 60} = 2,5 \text{ cm}^2$.

Filtr obliczamy na zasadzie wzoru /59/. Ze wzoru tego mamy

$$LKC = \frac{2(1 - \frac{2}{3})}{8\pi^2 \cdot 10000 \cdot (2 \cdot 150)^3 \cdot 0,01} = 1,5 \cdot 10^{-10}$$

Zakładamy $L = 10 \text{ H}$, $K = C$; będzie stąd

$$K = C = 0,39 \cdot 10^{-5} \text{ F} \approx 4 \mu\text{F}.$$

Sprawdzamy, czy wzór /59/ można stosować

$$\omega_t \cdot L \cdot \frac{I_0}{V_0} = 2\pi \cdot 100 \cdot 10 \frac{2}{10^4} = 1,25$$

$$\frac{1}{3} (1 - \omega_t^2 L K) = \frac{1}{3} [1 - (2\pi \cdot 100)^2 \cdot 10 \cdot 4 \cdot 10^{-6}] = 16$$

a więc $1,25 \ll 16$

Schemat. - Ze względu na chłodzenie wodne lamp wybieramy schemat, w którym anody są uziemione /rys.13/, co pozwala na nieizolowanie czynnika chłodzącego /wody/. W układzie tym uzwojenie wtórne transformatora mecy t_{r_A} znajdować się będzie pod dodatnim potencjałem stałym / ok. 13 kV - przy biegu luzem /, zaś między katodami obu lamp panować będzie różnica potencjałów $= 2\bar{V} \approx 2,13 \text{ kV}$, a przeto konieczne są tu

Regulacja V i V_K - przy pomocy dławików D_A i D_K .

Wyłączniki i blokada działają następująco :

włączenie W_A jest możliwe dopiero po uprzednim włączeniu W_K , /zarzenia/, dokręceniu dławika aż do zamknięcia P_K i uruchomieniu obiegu wody /zamknięcie P_W /.

Wyłączenie W_A następuje : przy wyłączeniu W_K , przy przeciążeniu obwodu prądu wyprostowanego / P_A /, ustaniu obiegu wody / P_W /, przeciążeniu obwodu tr_A /automat A_A / lub przy naciśnięciu A .

Wyłączenie W_K następuje przy przeciążeniu lub odciążeniu / np. przepalenie się lampy / obwodu tr_K /automat A_K / lub przy naciśnięciu B

A M P L I F I K A T O R Y.

WSTĘP.

Amplifikatorem czyli wzmacniaczem lampowym nazywamy układ jednej lub wielu lamp katodowych, służący do zwiększania chwilowych wartości napiężeń i napięć - a więc i mocy-prądów elektrycznych.

Jest to urządzenie mające odwrotne własności niż układy tłumiące, np. t.zw. szluczne linje, gdzie przeciwnie - po przejściu przez taki układ-prąd i napięcie, a więc energia elektryczna, maleją.

W ten sposób amplifikator można uważać za układ o ujemnem tłumieniu. Działanie wzmacniające amplifikatora może zachodzić dzięki dostarczaniu do układu energii z zewnątrz, zazwyczaj ze źródła napięcia stałego. Samo zaś działanie amplifikacyjne wynika z kształtu charakterystyki prądu anodowego lampy trój-elektrodowej oraz z jej równań, które wskazują, iż zmiany potencjału siatki wywołują zmiany napięcia prądu anodowego.

Jeżeli warunek proporcjonalności między temi przyrostami będzie zachowany, wówczas przebiegi prądu w obwodzie anodowym będą wiernym obrazem przebiegów po-

tencjału siatki .

Tak więc możliwe jest niezniekształcone wzmacnianie prądów zmiennych.

Dzięki zaś znikomej masie elektronów oraz znacznej ich szybkości ruchu wewnątrz lampy, przebiegi odbywają bez żadnej bezwładności, a więc bez opóźnienia nawet w odniesieniu do najwyższych - mających dziś w radjotechnice znaczenie praktyczne - częstotliwości.

Co zaś się tyczy częstotliwości, z jakimi będziemy mieli tu do czynienia, możemy je podzielić na dwa zasadnicze zakresy : częstotliwości wielkie /odpowiadające falom elektromagnetycznym/ oraz częstotliwości małe /odpowiadające prądom akustycznym/. Zakres częstotliwości wielkich wynosi, biorąc rzecz praktycznie, od 10^7 do 10^4 , zaś małych - od 10^4 do 10^2 .

Dla wywołania zmian potencjału siatki niezbędne jest doprowadzenie do niej pewnej, znikomej co prawda, mocy P_s . Wzmacnianie za to otrzymuje się w obwodzie anodowym moc P_a , odpowiadającą zmianom prądu anodowego. Stosunek $\frac{P_a}{P_s}$ nazywamy wzmocnieniem energetycznym układu.

Wielkość doprowadzanej mocy P_S , potrzebna dla wywołania żądanej zmiany potencjału siatki, zależy od rzeczywistej oporności wejściowej obwodu siatki. Im oporność ta jest większa, tem moc P_S będzie mniejsza przy tej samej otrzymanej mocy P_a , a więc tem większe będzie wzmocnienie układu. Oporność wejściowa siatki - jak wiadomo - uwarunkowana jest wyborem początkowego potencjału siatki oraz - przy danej lampie - rodzajem obciążenia obwodu anodowego.

Czyniąc początkowy potencjał siatki dostatecznie ujemnym oraz dobierając możliwie korzystne warunki nieoddziaływania obwodu anodowego poprzez pojemność "anoda-siatka" na obwód siatki, możemy oporność wejściową lampy utrzymać na dostatecznie dużej wartości, a więc uczynić moc P_S dostatecznie małą, przez co wzmocnienie dużem.

Częstokroć, zamiast wzmocnieniem energietycznym, posługujemy się wzmocnieniem napięciowem, określonym jako stosunek napięcia \bar{V}_a na oporze włączonym do obwodu anodowego do napięcia na siatce \bar{V}_s , t.

$$j. \frac{\bar{V}_a}{\bar{V}_s}$$

Stosując jednostki tłumienia dla określenia wzmocnienia, możemy wyrażać wzmocnienie w ujemnych je-

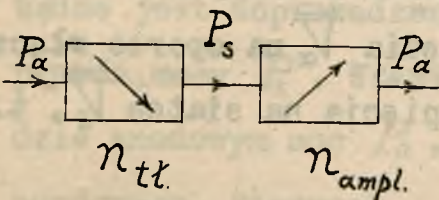
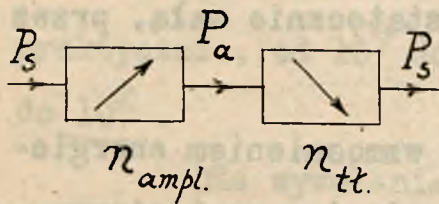
dnostkach tłumienia - neperach - lub belach albo pochodnych tych ostatnich - decybelach /T.U.=Transmission Unit /, przy czym :

wzmocnienie w neperach $n_{nep} = \frac{1}{2} \ln \frac{P_s}{P_a} = \ln \frac{\sqrt{V_s}}{\sqrt{V_a}}$
 w belach $n_b = \lg \frac{P_s}{P_a} = 2 \lg \frac{\sqrt{V_s}}{\sqrt{V_a}}$
 oraz $1 T.U. = 1 db = 0,1 b$ a przeto $n_{T.U.} = n_{db} = 10 \lg \frac{P_s}{P_a}$

Również pomiar wzmocnienia uskutecznić można przy pomocy układu tłumiącego o tak zawsze dobranym tłumieniu, aby jego tłumienie równoważyło wzmocnienie/lub odwrotnie/ jak to wskazuje rys.1. Mamy wówczas oczywistą zależność: $n_{ampl.} + n_{tt.} = 0$.

DOPASOWYWANIE AMPLIFIKATORA. - Amplifikator czerpie

z jednej strony energję ze źródła energii wzmacniającej Z, z drugiej zaś strony oddaje ją odbiornikowi



Rys. 1.

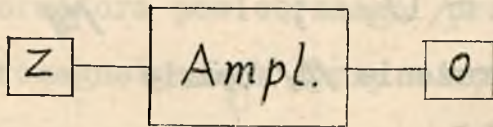
energji wzmoconionej O./rys.2/

Zazwyczaj nie tyle zależy na tem, aby energja pobierana przez amplifikator była możliwie mała, lecz chodzi o to aby amplifikator wyciągnął ze źródła możliwie jak najwięcej energji i przy jej

pomocy wytwarzał możliwie duże wahania potencjału siat-

ki pierwszej swej lampy, t.j. aby to źródło jak najlepiej wykorzystywał.

Podobne zagadnienie mamy przy oddawaniu przez amplifikator energii odbiornikowi energii wzmo-



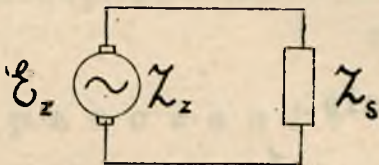
nionej. Tu znów zależy na tem, aby odbiornik otrzymał jaknajwięcej energii z obwodu anodowego amplifika-

Rys. 2

tora.

Spełnienie tych warunków nazywamy dopasowa-

niem amplifikatora do źródła i do odbiornika energii.
D o p a s o w a n i e ź r ó d ł a . - Źródło energii wzmacnianej może być przedstawione jako pewna oporność Z z SEM-ną zmienną \mathcal{E}_z , pracującą na oporność wejściową lampy Z_s /rys.3 /.



Rys. 3

Prąd w tym obwodzie

$$I_z = \frac{\mathcal{E}_z}{Z_z + Z_s} \quad /1/$$

daje na Z_s napięcie:

$$V_s = \mathcal{E}_z \frac{Z_s}{Z_z + Z_s} = \mathcal{E}_z \frac{1}{1 + \frac{Z_z}{Z_s}} \quad /2/$$

Jeżeli

$$Z_z = R_z + jX_z ; \quad Z_s = R_s + jX_s$$

/3/

wówczas

$$\bar{V}_S = \bar{E}_Z \frac{\sqrt{R_S^2 + X_S^2}}{\sqrt{(R_S + R_Z)^2 + (X_S + X_Z)^2}} \quad /4/$$

Przy wzmacnianiu prądów w.cz. zazwyczaj doprowadza się obwód do rezonansu, a przeto czyni się

$$X_Z + X_S = 0 \quad ; \quad /5/$$

jeżeli przytem $R_S < X_S$, wyrażenie /4/ będzie

$$\bar{V}_S = \bar{E}_Z \frac{X_S}{R_S + R_Z} \quad /6/$$

a więc może tu stać się $\bar{V}_S > \bar{E}_Z$, jeśli $X_S > R_S + R_Z$ /przebiecie/ .

Przy wzmacnianiu prądów w.cz. oporność źródła

bywa w większości wypadków rzeczywista /np. linja telefoniczna, obwód anodowy lampy, obwód mikrofonowy/, a przeto $Z_Z = R_Z$. Również oporność Z_S będącą opornością wejściową lampy, można uważać dla m.cz. za rzeczywistą $Z_S = R_S$.

W tym wypadku wyrażenie /4/ staje się:

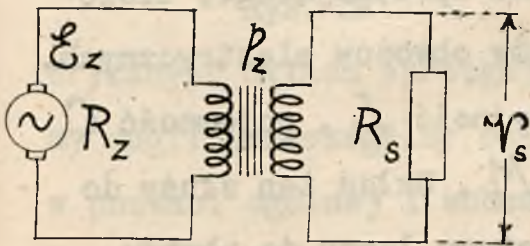
$$\bar{V}_S = \bar{E}_Z \frac{R_S}{R_S + R_Z} = \bar{E}_Z \frac{1}{1 + \frac{R_Z}{R_S}} \quad /7/$$

widać, iż zawsze $\bar{V}_S < \bar{E}_Z$ i staje się $\bar{V}_S = \bar{E}_Z$ dopiero dla $R_S = \infty$ lub $R_Z = 0$

Zatem, mając dane \bar{E}_Z , R_Z i R_S w żadnym wypadku nie

otrzymamy na siatce lampy wyższego napięcia niż \bar{E}_z , nawet wtedy gdyby źródło nie było jeszcze pod względem mocy całkowicie wykorzystane.

Ponieważ, tu mamy do czynienia z prądami zmiennymi, napięcie można podwyższać przy pomocy transformatora powietrznego /przy w.cz./ lub ze rdzeniem ferromagnetycznym /przy m.cz./ w układzie jak na rys. 4.



Oznaczając przekładnię transformatora przez p , otrzymamy w tym wypadku

$$\bar{V}_s = \bar{E}_z \cdot \frac{p}{1 + p^2 \cdot \frac{R_z}{R_s}} \quad /8/$$

Rys. 4.

Przy danych \bar{E}_z , R_s i R_z , \bar{V}_s uzyskuje maximum:

$$\bar{V}_{s_{max}} = \frac{1}{2} p \bar{E}_z \quad /9/$$

dla $R_s = p^2 R_z$

czyli dla

$$p = \sqrt{\frac{R_s}{R_z}} \quad /10/$$

Dopasowanie odbiornika energii. - Odbiornikiem energii w amplifikatorach m.cz. bywa najczęściej słuchawka, głośnik lub telefoniczna linja, albo obwód siatki lampy następnej. W amplifikatorach w.cz. odbiornikiem energii jest zazwyczaj dostrajany obwód w.cz. Oznaczając oporność obwodu anodo-

wego przez ρ , oporność odbiornika energii przez R_0 , otrzymamy tu warunek dopasowania przy pomocy transformatora, podobnie jak poprzednio

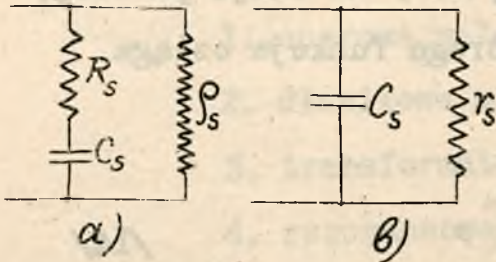
$$P_0 = \sqrt{\frac{R_0}{\rho}}$$

oporność obwodu anodowego Π

POSZCZEGÓLNY CZŁON AMPLIFIKATORA. - Poszczególnym członem amplifikatora nazywać będziemy zespół lampy katodowej oraz pewnego układu sprzęgającego, złożonego z zasadniczych elementów obwodów elektrycznych, jak to oporność R , indukcyjność L , pojemność C oraz indukcyjność wzajemna M . Układ ten służy do przeniesienia z obwodu anodowego lampy do obwodu siatki lampy następnej energii niezbędnej dla wywołania tam wahań potencjału. Wielkość potrzebnej do tego celu energii zależy od właściwości obciążającej obwodu wejściowego lampy, wyrażających się, jak wiadomo: zespoloną opornością wejściową Z_s , pochodzącą od oddziaływania obwodu anodowego poprzez pojemność C_{as} na obwód siatki oraz opornością wewnętrzną siatki ρ_s /rys. 5 a / . Co się tyczy tej oporności zespolonej, składa się ona z oporności urojonej pojemności C_s oraz oporności rzeczywistej R_s . Oporność wewnętrzną ρ_s wraz z opornością R_s mogą być zastąpione przez jedną równoważną oporność rzeczywistą

stą r_s załączoną np. równolegle do C_s jak to wskazuje

rys. 5 b. Wielkość C_s i r_s są, jak wiadomo, zależne od obciążenia obwodu anodowego lampy, do której się odnoszą.

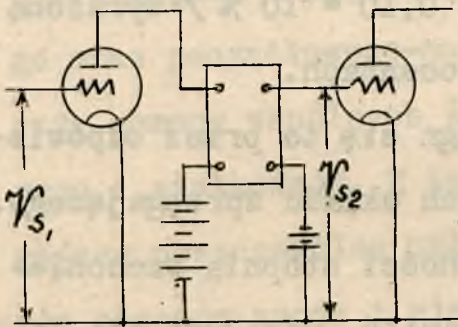


Włączając oporność r_s oraz pojemność C_s do odpowiednich wielkości elek-

Rys. 5.

trycznych układu sprzęgającego międzylampowego, będziemy mogli poszczególny człon amplifikatora przedstawić w postaci ogólnej i schematycznie jak to wskazuje rys. 6 ; lampa następna jest tu już lampą idealną /nie-

obciążającą obwodu anodowego poprzedniego/.



Rys. 6.

Stopniem wzmocnienia członu nazywać będziemy stosunek napięć:

$$k = \frac{\bar{V}_{s_2}}{\bar{V}_{s_1}} \quad /12/$$

naogół niezależny od częstotliwości wzmacnianych prądów, wyraża się więc zależnością:

$$k = f(\omega) , \quad /13/$$

którą nazwiemy charakterystyką częstotliwości amplifi-

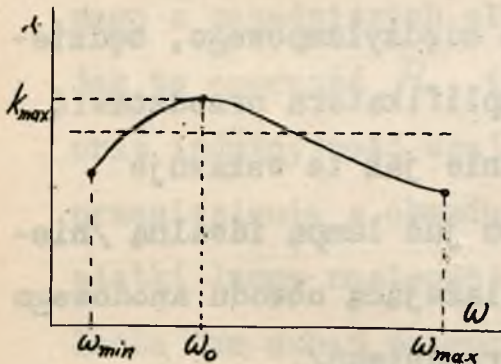
katora.

Zazwyczaj zależność ta mniej lub więcej odbiegająca w swym przebiegu /rys.7 / od linii prostej, wykazuje pewne *maximum*, dla którego funkcja osiąga największą wartość k_{max} .

Stosunek

$$\frac{k}{k_{max}} = f_1(\omega), \quad /14/$$

który nazywamy znieskształcalnością częstotliwości, nie



powinien dla żadanego zakresu częstotliwości, zawartego między ω_{min} a ω_{max} różnić się od jedności więcej niż o pewną określoną wielkość /np. 0,10 = 10 % / wyrażoną w procentach.

Rys. 7.

Osiągnąć się to przez odpowiedni wybór własności elektrycznych układu sprzęgającego.

Co się tyczy niezależności stopnia wzmocnienia od amplitudy wzmacnianych napięć, uzyskuje się ją przez pracę amplifikatora na dostatecznie prostych odcinkach charakterystyk lamp w zakresie odpowiednio ujemnych - ze względu na prąd siatki - początkowych potencjałach siatek.

W zależności od rodzaju układu sprzęgającego

oraz od częstotliwości wzmacnianych prądów rozróżniamy człony amplifikatorowe :

1. oporowe małej i wielkiej częstotliwości
2. dławikowe m. i w. cz.
3. transformatorowe m. i w. cz.
4. rezonansowe^{w. cz.}, przyczem w tych ostatnich mogą być stosowane różne sposoby sprzężenia.

Ilość zastosowanych członów w amplifikatorze oraz ich rodzaj zależy od żądanego wzmocnienia, od przeznaczenia amplifikatora oraz od dopuszczalnego zniekształcenia częstotliwości.

Zazwyczaj zasilanie wszystkich członów tak pod względem napięcia żarzenia jak i napięcia anodowego oraz początkowego-napięcia siatki uskutecznia się przy pomocy wspólnych źródeł napięcia żarzenia, anodowego i siatkowego. Z tego przeto względu układ sprzęgający poszczególne człony winien uwzględniać oddzielenie obwodów anody i siatki od napięć stałych.

P r z y k ł a d y.

1. Napięcie na zaciskach wejściowych amplifikatora wynosi 10^{-3} woltów, na wyjściowych 1 V. Wyrazić wzmocnienie w ujemnych jednostkach tłumienia.

$$n_{\text{ampl.}} = 20 \lg \frac{10^{-3}}{1} = -60 \text{ T.U.} = -6 \text{ B} = -6,9 \text{ nep}$$

2. Amplituda SEM-nej działającej w linii telefonicznej o oporności 500Ω wynosi 0,1 V. Oporność wejściowa lampy jest rzędu 50000Ω . Obliczyć przekładnię transformatora dopasowującego oraz napięcie na siatce lampy.

$$P_z = \sqrt{\frac{50000}{500}} = 10 ; \quad \bar{V}_{S_{\text{max}}} = \frac{1}{2} \cdot 10 \cdot 0,1 = 0,5 \text{ V.}$$

3. Charakterystyka częstotliwości amplifikatora radiofonicznego nie powinna się różnić od przebiegu prostoliniowego w zakresie $40 \div 10000$ c. więcej niż ± 1 T.U. Obliczyć zniekształcalność dla skrajnych częstotliwości.

Oznaczając wzmocnienie odpowiadające charakterystyce prostoliniowej przez n /t.zw.linja "pozioma"/ mamy:

$$n_{\text{min}} = n - 1 = 20 \lg k_{\text{min}} \quad \text{dla } f = 40 \text{ i } 10000 \text{ c.}$$

$$n_{\text{max}} = n + 1 = 20 \lg k_{\text{max}} \quad \text{dla } 10000 < f < 40$$

Zatem

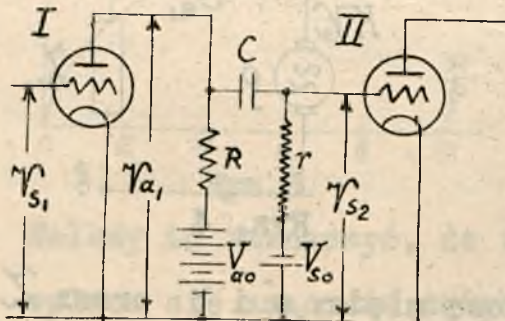
$$20 \lg \frac{k_{\text{min}}}{k_{\text{max}}} = -2 ; \quad \frac{k_{\text{min}}}{k_{\text{max}}} \cong 0,8.$$

czyli zniekształcalność 20 % .

AMPLIFIKATOR OPOROWY W. i M.CZ.

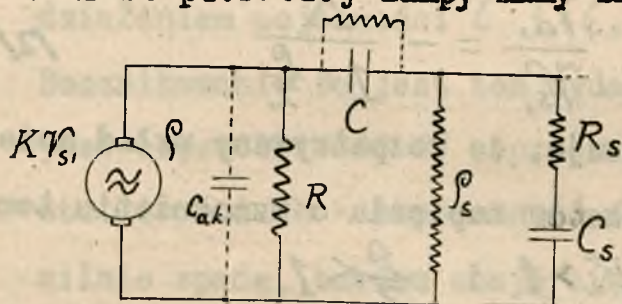
Stopień wzmocnienia poszczególnego członu amplifikatora oporowego / rys. 1 / określamy jako

$$k = \frac{\overline{V}_{S_2}}{\overline{V}_{S_1}} \quad \Lambda /$$



Tutaj siatka lampy następnej sprzęga się z obwodem anodowym poprzedniej za pośrednictwem kondensatora sprzęgającego C , który oddziela ją od wysokiego napięcia

Rys. 1. anodowego. Opór r ma za zadanie utrzymanie na siatce odpowiedniego początkowego potencjału. Układ rys.1 może być zastąpiony przez układ jak na rys.2, w którym zamiast pierwszej lampy mamy źródło SEM-nej $K V_{S_1}$ i



o oporności wewnętrznej ρ , oraz zamiast drugiej lampy - równoważne obciążenie obwodu wejściowego

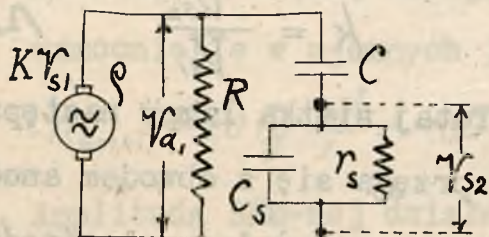
Rys. 2. jej siatki : $Z_s = R_s + j X_s$

Pomijając narazie rolę oporności niedoskonałej izolacji kondensatora C , oraz niewielką pojemność "anoda-katoda" C_{ak} , możemy układ rys. 2 sprowa-

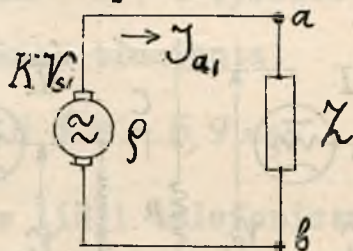
K - współczynnik amplifikacji lampy.

III.a.2.

dzić w dalszym ciągu do prostszego obwodu zastępczego jak na rys.3 , a następnie jak na rys.4.



Rys. 3



Rys. 4

Oznaczając oporność wypadkową między „a” i „b” przez Z możemy ułożyć równania:

$$J_{a_1} = \frac{K V_{s_1}}{\rho + Z} ; \quad V_{a_1} = -J_{a_1} Z = -\frac{K Z}{\rho + Z} V_{s_1} = -\frac{K V_{s_1}}{1 + \frac{\rho}{Z}} ;$$

z których otrzymujemy

$$\frac{V_{a_1}}{V_{s_1}} = -\frac{K}{1 + \frac{\rho}{Z}} \quad /2/$$

Wyrażenie / 2 / pokazuje, że rozpatrywany układ może działać jako amplifikator napięcia o wzmacnieniu tym większym, im jest $K > 1$ i $\frac{\rho}{Z} < 1$.

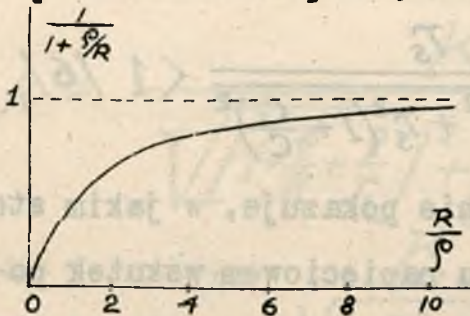
W wypadku, gdy $C = 0$ lub $r = \infty$ i $C_s = 0$,

$Z = R$, równanie /2/ przybiera postać:

$$k = \frac{\bar{V}_{a_1}}{V_{s_1}} = K \frac{1}{1 + \frac{\rho}{R}} \quad /3/$$

Zależność wyrażenia $\frac{1}{1 + \frac{\rho}{R}}$ od wartości stosunku $\frac{R}{\rho}$ ma przebieg wskazany na rys.5. Ze wzrostem $\frac{R}{\rho}$

wyrażenie to z początku rośnie szybko a następnie



Rys.5.

asymptotycznie do wartości $= 1$, gdy $\frac{R}{p}$ dąży do ∞ .

W ten sposób największa wartość wzmocnienia jest

$$K_{max} = K \quad /4/$$

Należy tu zaznaczyć, że ze względów praktycznych nie opłaca się znacznie zwiększać R po za $(3 \div 5) \cdot p$

$(\div) p$ Gdy $C \neq 0$ lub $r \neq \infty$ i $C_s \neq 0$, wówczas będzie $Z < R$, a przeto $/2/$ będzie osiągać wartości mniejsze niż poprzednio; będą one ponadto zależęć od częstotliwości.

Zmniejszenie to tłumaczy się bocznikującym działaniem pojemności C i C_s oraz r_s ^{oporności} na oporność R . Bocznikowanie to jest tem wydatniejsze, im większa jest częstotliwość ω , przez co - przy wielkich częstotliwościach - skuteczność amplifikatora oporowego silnie spada, bowiem staje się tu $Z < p$.

Napięcie na siatce lampy następnej V_{s2} nie jest równe napięciu V_{a1} , lecz jest od niego mniejsze, gdyż

$$\frac{V_{s2}}{V_{a1}} = \frac{1}{\frac{1}{r_s} + j\omega C_s} \cdot \frac{1}{\frac{1}{j\omega C} + \frac{1}{\frac{1}{r_s} + j\omega C_s}} = \frac{1}{1 + \frac{C_s}{C} + \frac{1}{j r_s \omega C}} < 1 \quad /5/$$

Stosunek zmniejszenia wyraża się tu przez

$$\psi = \frac{\bar{V}_{S_2}}{\bar{V}_{a_1}} = \frac{\tau_S}{\sqrt{\left(\frac{1}{\omega C}\right)^2 + \tau_S^2 \left(1 + \frac{C_S}{C}\right)^2}} < 1/6/$$

To ostatnie wyrażenie pokazuje, w jakim stopniu traci się na wzmacnieniu napięciowym wskutek pojemnościowego sprzężenia międzylampowego. Istotnie, bowiem gdyby $C = \infty$, ψ byłoby równe jedności, a więc $\bar{V}_{S_2} = \bar{V}_{a_1}$.

Dlatego, aby ψ było jaknajbliższe jedności, winno być C dostatecznie większe od C_S i to wogóle tem większe, im mniejsze jest τ_S i im mniejsza częstotliwość ω , tak, aby $\frac{1}{\omega C}$ zawsze było dostatecznie mniejsze od τ_S .

Korzystając z powyżej wyprowadzonych zależności, możemy wyrazić stopień wzmacnienia jednego członu amplifikatora w postaci:

$$\frac{V_{S_2}}{V_{a_1}} = k = \frac{K}{\sqrt{\left[\left(1 + \frac{p}{R}\right)\left(1 + \frac{C_S}{C}\right) + \frac{p}{\tau_S}\right]^2 + \left[\omega C_S p - \left(1 + \frac{p}{R}\right)\frac{1}{\omega C \tau_S}\right]^2}} \quad \text{m/}$$

Jeśli- jak to bywa zazwyczaj- $C \gg C_S$, wówczas $\frac{C_S}{C} \ll 1$, dzięki czemu wyrażenie na k upraszcza się nieco :

$$k = \frac{K}{\sqrt{\left[1 + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho}{r_s}\right]^2 + \left[\omega C_s \rho - \left(1 + \frac{\rho}{R}\right) \frac{1}{\omega C r_s}\right]^2}} = \frac{K}{\sqrt{[A]^2 + [a-b]^2}} \quad /B/$$

gdzie :

$$A = 1 + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho}{r_s} \quad \text{nie zależy od } \omega$$

$$\text{natomiast } \left. \begin{array}{l} a = \omega C_s \rho \\ \text{i } b = \left(1 + \frac{\rho}{R}\right) \frac{1}{\omega C r_s} \end{array} \right\} \text{zależą od } \omega \quad /B/$$

Amplifikator operowy w.cz. - Zakres wzmacnianych częstotliwości wielkich wynosi tu zazwyczaj od 10^5 do 10^6 c. ($\lambda = 3000 \div 300$ m) . Rząd wielkości danych elektrycznych elementów składowych amplifikatora jest następujący :

C_s = od kilkudziesięciu do stu cm.

C = kilkaset cm ,

ρ = kilkadziesiąt tysięcy omów

r_s = milion omów

R = sto tysięcy omów

W tych warunkach , dla $\omega = 6 \cdot 10^5 \div 6 \cdot 10^6$,

$k = 1,4$, $a =$ od kilku dziesiątych do kilkunastu

$b =$ od kilku tysięcy do kilku dziesięciotysięcznych,

a przeto zawsze w tym zakresie częstotliwości we wzorze /9/ będzie $a \gg b$, a zatem /8/ jest

$$k = \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2 + (\omega C_s \rho)^2}} = \frac{K}{\sqrt{A^2 + a^2}} \quad /10/$$

Dla mniejszych ω / $\lambda >$ paru tysięcy metrów/ $a^2 \ll A^2$, a przeto tutaj /3/

$$k \cong \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R}} \quad /11/$$

i wzmocnienie mało zależy od ω ; natomiast dla większych ω / $\lambda <$ tysiąca metrów/ przeważa $a^2 \gg A^2$, a przeto

$$k \cong \frac{K}{\omega C_s \rho} \quad /12/$$

wybitnie zależy od częstotliwości i szybko spada ze wzrostem tej ostatniej. Ta właśnie okoliczność nie pozwala na stosowanie amplifikatorów oporowych dla zbyt krótkich fal /poniżej kilkuset metrów/.

Z powyższych rozważań wynika, że zależność $k = f(\omega)$ wyraża się krzywą o charakterze wskazanym na rys.6.

Amplifikator oporowy m. cz. - Zakres wzmacnianych częstotliwości małych /akustycznych/

zawiera się tu w granicach od kilkunastu do kilkunastu tysięcy c.

Rząd wielkości danych elektrycznych elementów składowych amplifikato-

ra jest w tym wypadku :

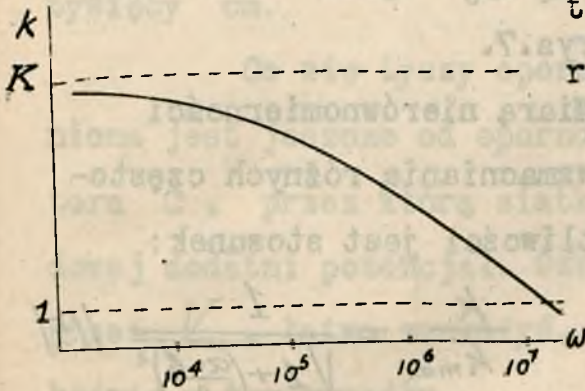
C = od kilku tysięcy do kilkunastu tysięcy cm.

C_s = sto cm..

r_s = milion ,

ρ = kilkadziesiąt tys.,

R = sto tysięcy omów.



Rys. 6.

W ten sposób

$$A \cong 1,3 \div 1,4 ,$$

a = od kilku dziesięciotysięcznych do kilku setnych ,

b = od kilku do kilku tysięcy.

Należy się przeto spodziewać, iż wobec współrzędności wyrazów a i b , dla pewnej częstotliwości musi być

$$a - b = 0$$

Wynikająca stąd pulsacja jest

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1 + \frac{\rho}{R}}{r_s \rho C_s C}} \cong \frac{1}{\sqrt{r_s \rho C_s C}} , \quad \Lambda 3/$$

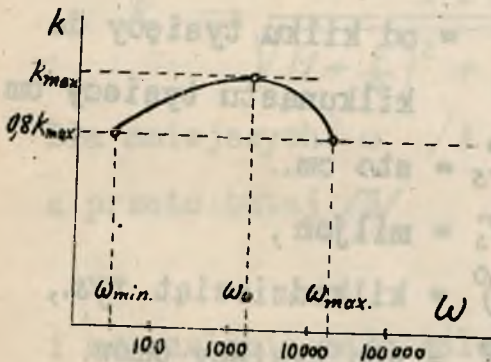
której odpowiada przy powyższych danych

$$f_0 \cong 1000 \text{ c.}$$

Dla tej częstotliwości K osiąga wartość maksymalną

$$K_{max} = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{K}} \quad |14/$$

podczas gdy dla innych $\omega \neq \omega_0$ jest $k < k_{max}$.
jak to wskazuje krzywa na rys.7.



Rys. 7

Miarą nierównomierności
wzmacniania różnych często-
tliwości jest stosunek:

$$\frac{k}{k_{max}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\alpha - \beta}{A}\right)^2}} \quad |15/$$

Aby uniknąć zniekształceń,
stosunek ten nie powinien

się zbyt różnić od jedności dla skrajnych częstotli-
wości wzmacnianych. Zazwyczaj $\frac{k}{k_{max}}$ nie powinno być
mniejsze od $0,8 \div 0,9$.

Wy b ó r C i r. - Przy wyborze wielkości C i r,
szczególniej w amplifikatorze m.c.z., należy mieć na
uwadze t.zw. stałą czasu r.C, t.j. wielkość, która
jest miarą szybkości, z jaką zachodzi ustalanie się
zmiennych w czasie amplitud wzmacnianych prądów. Jeśli
stała czasu r.C jest zbyt duża, wówczas nastąpią
zniekształcenia spowodowane nienadążaniem ustalania
się zmiennych potencjałów na siatce; natomiast przy
zbyt małej stałej czasu zachodzi przesuwanie się pun-

ktu pracy na charakterystyce. Stosowane wartości r zawierają się zazwyczaj w granicach od części megoma do kilku megomów, wartości C - od kilkuset do kilkutyśięcy cm.

Co się tyczy oporu r , wielkość jego uzależniona jest jeszcze od oporności izolacji r_c kondensatora C , przez którą siatka otrzymuje z baterji anodowej dodatni potencjał. Oznaczając potencjał anody przez V_{a_0} , łatwo zauważyć, że potencjał dodatni siatki będzie w tym wypadku

$$V_{s_0}' = V_{a_0} \frac{r}{r+r_c} \approx V_{a_0} \frac{r}{r_c} \quad /16/$$

Aby V_{s_0}' zbytńio nie przekroczyło wartości dopuszczalnych ze względu na początkowy punkt pracy lampy, należy stosunek $\frac{r}{r_c}$ utrzymać małym przedewszystkiem przez stosowanie kondensatora C o doskonałej izolacji i to tem lepszej im większe jest r .

Wy b ó r V_{s_0} i V_{a_0} . - Dla uzyskania właściwej pracy amplifikatora należy dobrać odpowiednie początkowe potencjały: anody V_{a_0} i siatki V_{s_0} . Wybór V_{s_0} uzależniony jest przedewszystkiem od wielkości amplitud napięcia wzmacnianego \bar{V}_{s_1} , w żadnym bowiem razie $|V_{s_0}|$ nie powinno być mniejsze od największej amplitudy \bar{V}_{s_1} . Zazwyczaj wystarcza $[V_{s_0}] = \bar{V}_{s_1} + (\frac{1}{2}) V$.

III.a.10.

Ponieważ poprzez niedoskonałą izolację kondensatora międzylampowego mogą się dostawać na siatkę dodatnie ładunki, przeto z tą okolicznością również należy się liczyć przy wyborze napięcia baterji siatkowej, która winna dawać dostatecznie ujemny potencjał siatki V_{S_0} .

Drugą sprawą jest wybór napięcia baterji anodowej.

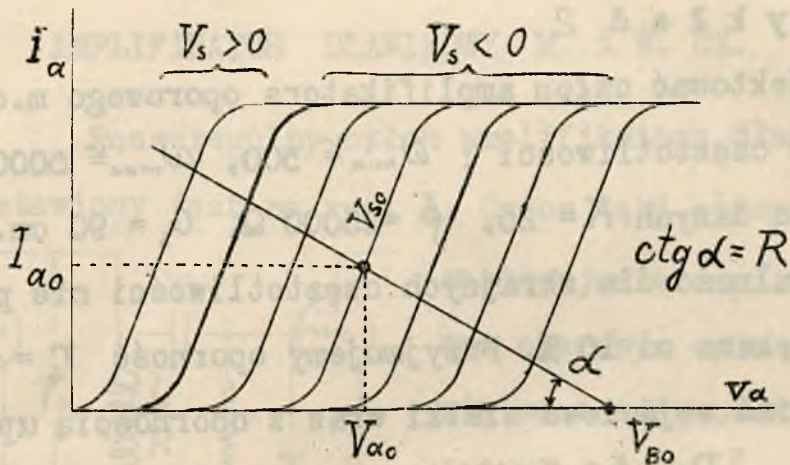
Na skutek obecności oporu R w obwodzie anodowym, potencjał anody V_{a_0} jest mniejszy od napięcia baterji anodowej V_{B_0} o spadek napięcia prądu anodowego I_{a_0} na tym oporze, a mianowicie

$$V_{a_0} = V_{B_0} - I_{a_0} \cdot R \quad (17)$$

Ponieważ $I_{a_0} = f(V_{a_0}, V_{S_0})$, przeto, znając kształt tej funkcji /charakterystyk lampy/ możnaby było określić V_{a_0} .

Ponieważ otrzymane tą drogą wzory są zbyt skomplikowane, daleko dogodniejsze jest określenie V_{B_0} drogą wykreślną, posługując się charakterystyką lampy w układzie osi (V_a, i_a) /rys. 8. /.

Mianowicie, prowadzac w polu charakterystyk prostą nachyloną pod kątem $\alpha = \text{arctg } R$, otrzymamy zależność między V_{B_0} i V_{a_0} dla dowolnego początkowego potencjału siatki V_{S_0} . Wybierając V_{S_0}



Rys. 8.

oraz V_{α_0} , prowadzimy przez punkt $P(V_{\alpha_0}, V_{s_0})$ prostą oporności, która na osi V_{α} odcinie wielkość potrzebnego napięcia baterji anodowej.

P r z y k ł a d 1.

Obliczyć wzmocnienie członu amplifikatora w.cz. o danych $K = 20 \frac{V}{V}$, $\rho = 30000 \Omega$, $C_s = 45 \text{ cm}$, $r_s = 10^6 \Omega$, $R = 100000 \Omega$, dla częstotliwości: 10^5 , 10^6 i 10^7 c. $/\omega \approx 6 \cdot 10^5, 6 \cdot 10^6$ i $6 \cdot 10^7/$.

Obliczamy ze wzorów /9/ i /10/ poszczególne składniki :

	A	a	b	k
$f = 10^5$	1,33	0,3	$4.3 \cdot 10^{-3}$	14,7
$f = 10^6$	1,33	3,0	$0,43 \cdot 10^{-3}$	6,1
$f = 10^7$	1,33	30,0	$0,04 \cdot 10^{-3}$	0,6

III.a.12.

Przykład 2.

Zaprojektować człon amplifikatora oporowego m.cz..

Zakres częstotliwości : $\omega_{min} \cong 500$, $\omega_{max} \cong 50000$.

Lampa o danych: $K = 25$, $\rho = 25000 \Omega$, $C_s = 90$ cm. Zniekształcalność dla skrajnych częstotliwości nie powinna być większa od 10 %. Przyjmujemy oporność $r_s = 0,5 \cdot 10^6 \Omega$ /oporność wejściowa siatki wraz z opornością upływową/.

Dajemy $R \cong 4\rho \cong 100000 \Omega$.

Obliczamy ze wzoru /9/: $A = 1 + \frac{25}{100} + \frac{25}{500} = 1,275 = 1,3$.

Ponieważ $\frac{k_i}{k_{max.}} = 0,9$, przeto ze wzoru /15/ znajdujemy:

$$(\alpha - \beta)^2 = \left[\left(\frac{k_{max.}}{k} \right)^2 - 1 \right] A^2 = 0,36 \cong 0,4$$

Dla $\omega_{min.} = 500$ znajdujemy ze wzoru /9/:

$$\alpha = 500 \cdot \frac{90}{9 \cdot 10''} \cdot 25 \cdot 10^3 = 1,25 \cdot 10^{-3}$$

Zatem

$$\beta^2 \cong 0,36; \quad \beta = 0,6$$

Obliczamy z /9/: $C = \frac{(1 + \frac{25}{100}) \cdot 9 \cdot 10''}{500 \cdot 0,5 \cdot 10^6 \cdot 0,6} = 7500 \text{ cm.}$

Największe wzmocnienie otrzymamy zgodnie z /13/ dla

$$\omega \cong \frac{9 \cdot 10''}{\sqrt{0,5 \cdot 10^6 \cdot 25 \cdot 10^3 \cdot 7500 \cdot 90}} \cong 10^4$$

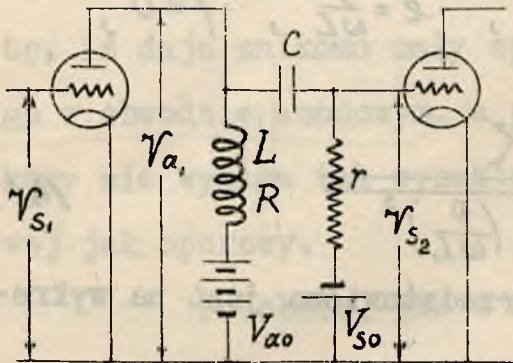
Wynosi ono:

$$k_{max} \cong \frac{25}{1,25} \cong 20$$

Dla $\omega_{max} = 50000$, $k > 0,9 \cdot k_{max.}$

AMPLIFIKATOR DŁAWIKOWY M. i W. CZ.

Poszczególne człony amplifikatora dławikowego przedstawiony jest na rys. 1. Człon taki otrzymujemy,



Rys. 1

zastępując w amplifikatorze oporowym opór R dławikiem o oporności R i indukcyjności L . Z tego względu rozważania przeprowadzone w odniesieniu do amplifikatora oporowego ma-

ją tu w dużej mierze zastosowanie.

Wyrażenie na stopień wzmocnienia ma tu postać:

$$k = \frac{\bar{V}_{s_2}}{\bar{V}_{s_1}} = \frac{K}{\sqrt{(a+b)^2 + (d-e-f)^2}} \quad /1/$$

gdzie

$$a = \left(1 + \frac{C_s}{c}\right) \left(1 + \frac{\rho R}{Z^2}\right)$$

$$b = \frac{\rho}{r} \left(1 - \frac{L}{cZ^2}\right)$$

$$d = \omega C_s \rho$$

$$e = \frac{\omega L \rho}{Z^2} \left(1 + \frac{C_s}{c}\right)$$

$$f = \frac{1}{\omega r c} \left(1 + \frac{\rho R}{Z^2}\right)$$

zaś

$$Z^2 = R^2 + \omega^2 L^2$$

/2/

/3/

III.b.2.

W wypadku najprostszym, gdy

$$r = \infty, \quad C_s \cong 0, \quad R \ll \omega L, \quad \text{t.j. } Z = \omega L,$$

wówczas

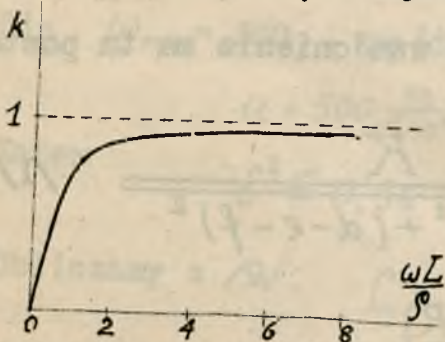
$$\alpha = 1, \quad \beta = 0, \quad d = 0, \quad e = \frac{\rho}{\omega L}, \quad f = 0,$$

a przeto

$$\left\| k = \frac{K}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\omega L}\right)^2}} \right\| \quad /4/$$

Zależność $k = f\left(\frac{\rho}{\omega L}\right)$ przedstawiona jest na wykresie rys.2.

Tutaj krzywa wznosi się i osiąga wartość bliską asymptotycznej $k_{max} = K$ dla znacznie mniejszych



Rys. 2

wartości $\frac{\omega L}{\rho}$, aniżeli to miało miejsce w amplifikatorze oporowym odnośnie $\frac{R}{\rho}$, gdyż już np. przy $\frac{\omega L}{\rho} = 2$ uzyskuje $0,85 K$, podczas gdy w amplifikatorze

oporowym wartość ta była osiągnięta dopiero przy $\frac{R}{\rho} = 8$.

Jednak tu stopień wzmocnienia - nawet w najprostszym wypadku nieobciążonego dławika - jest zależny od częstotliwości. Aby jednak wpływ ten był jaknajmniejszy, winien być stosunek $\frac{\rho}{\omega L}$ dla najniższej częstotliwości wzmacnianej dostatecznie jeszcze mały wo-

bec jedności ; osiąga się to przez nadanie dość dużych wartości indukcyjności L , przy czem częstokroć wystarcza już $\omega L \geq 4\rho$.

Dławik w stosunku do oporu posiada tę zaletę, iż daje znikomo mały spadek napięcia prądu stałego w obwodzie anodowym, a przeto amplifikator dławikowy nie wymaga tak wysokiego napięcia baterji anodowej jak oporowy.

Podobnie, jak w wypadku amplifikatora oporowego, możemy rozróżnić tu dwa zakresy zastosowań amplifikatora dławikowego : dla małej i dla wielkiej częstotliwości.

Amplifikator dławikowy m. cz.. Tutaj zazwyczaj $R \ll \omega L$, L jest cewką ze rdzeniem żelaznym / oraz $C \gg C_s$; pozatem, wobec stosunkowo małych wartości ω , wyrażenie $\omega C_s \rho$ jest do pominięcia wobec innych wyrazów pod pierwiastkiem wzoru $\sqrt{1/}$; mamy więc w tym wypadku :

$$Z = \omega L$$

$$a = 1$$

$$b = \frac{\rho}{r} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC} \right)$$

$$d \cong 0$$

$$e = \frac{\rho}{\omega L}$$

$$f = \frac{1}{\omega C r}$$

Zatem stopień wzmocnienia :

$$k = \frac{K}{\sqrt{\left[1 + \frac{\rho}{r} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 CL}\right)\right]^2 + \left[\frac{\rho}{\omega L} + \frac{1}{\omega cr}\right]^2}} = \frac{K}{\sqrt{A^2 + \frac{1}{\omega^2} B^2}} \quad /5/$$

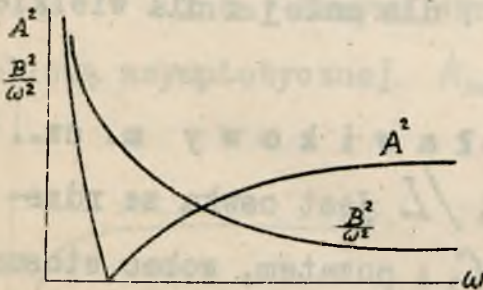
gdzie

$$A = 1 + \frac{\rho}{r} \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right) \quad \text{zależy od } \omega, \quad /6/$$

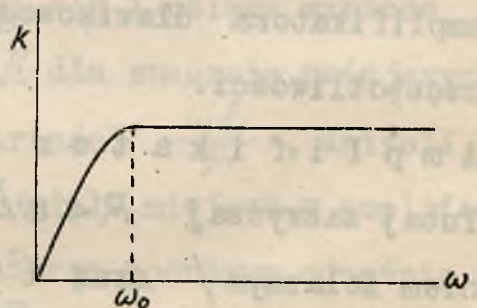
natomiast

$$B = \frac{\rho}{L} + \frac{1}{C \cdot r} \quad \text{nie zależy od } \omega. \quad /7/$$

Zależności $A^2 = f(\omega)$ oraz $\frac{B^2}{\omega^2} = f(\omega)$ przedstawione są na rys.3. Dla małych ω A^2 i $\frac{B^2}{\omega^2}$ osiągają



Rys. 3



Rys.4

duże wartości i maleją ze wzrostem ω : A^2 maleje szybko do zera a następnie powoli rośnie do wartości asymptotycznej $\left(1 + \frac{\rho}{r}\right)^2$. Natomiast $\frac{B^2}{\omega^2}$ wciąż maleje ze wzrostem ω .

Zatem zależność $k=f(\omega)$ posiada przebieg jak na rys.4, przyczem maximum występujące dla ω_0 może tu być mniej lub więcej uwydatnione, zależnie od stosunku obu tych czynników składających się na

wartość k

Wybór owej częstotliwości ω , uwarunkowany jest zakresem wzmacnianych częstotliwości oraz dopuszczalną nierównomiernością wzmocnienia granicznych częstotliwości.

Amplifikatory dławikowe m.cz., podobnie jak w.cz. nie znajdują szerszego zastosowania ze względu na trudności uzyskania równomiernego wzmocnienia w szerokim zakresie częstotliwości.

A m p l i f i k a t o r d ł a w i k o w y w . c z .
Amplifikator dławikowy w.cz. znajduje w pewnych wypadkach zastosowanie dla częstotliwości niezbyt wielkich /dla fal dłuższych od 1000 m/. Dla tych częstotliwości zazwyczaj można przyjmować:

$$R \ll \omega L, \quad C_s \ll C, \quad \frac{\omega L}{\rho} \cong 4, \quad \omega^2 LC \gg 1$$

a przeto

$$\alpha \cong 1, \quad \beta \cong \frac{\rho}{r}, \quad d = \omega C_s \rho, \quad e = \frac{\rho}{\omega L}$$

Stopień wzmocnienia

$$k = \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{r}\right)^2 + \left[(\omega^2 C_s L - 1) \cdot \frac{\rho}{\omega L}\right]^2}}$$

uzyskuje maximum

$$k_{max} = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{r}}$$

III.b.6

dla

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C_s L}} \quad /10/$$

Gdy $\rho \ll r$, wyrażenie /9/ daje

$$k_{max} \cong K$$

zaś

$$k \cong \frac{K}{\sqrt{1 + [(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1) \frac{\rho}{\omega L}]^2}} \quad /11/$$

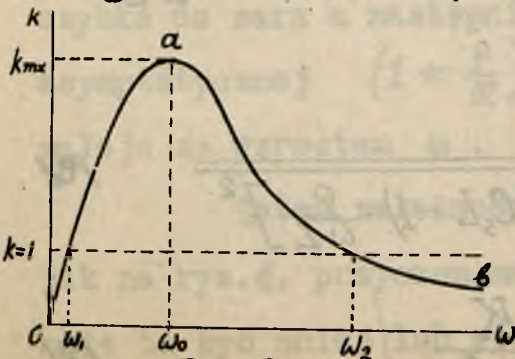
Dla dolnego zakresu częstotliwości, $\omega^2 C_s L \ll 1$ i wówczas

$$k = \frac{K}{\sqrt{[1 + \frac{\rho}{r}]^2 + [\frac{\rho}{\omega L}]^2}} \cong \frac{K}{\rho} \cdot \omega L \quad /12/$$

Natomiast dla górnego zakresu $\omega^2 C_s L \gg 1$, przeto

$$k = \frac{K}{\sqrt{[1 + \frac{\rho}{r}]^2 + [\rho C_s \omega]^2}} \cong \frac{K}{\rho} \cdot \frac{1}{\omega C_s} \quad /13/$$

Na zasadzie powyższego można zdać sobie sprawę z przebiegu zależności $k=f(\omega)$ wskazanej na rys.5 . Odcinek



Rys.5

krzywej oa odpowiada wzorowi /12/, odcinek ab wzorowi /13/. Poniżej pewnej częstotliwości ω_1 i powyżej $\omega_{2,max}$ wzmocnienie staje się mniejsze od jedności, to znaczy, iż mamy tu

tłumienie zamiast wzmocnienia.

Te częstotliwości ω_1 i ω_2 nie trudno jest obliczyć z podanych wzorów.

Ze względu na zależność wzmocnienia od częstotliwości oraz trudności budowy dławików bezpojemnościowych o dużych indukcyjnościach, amplifikatory dławikowe w.cz. znajdują zastosowanie bardzo ograniczone. Czasami tylko używa się dławiki o regulowanej ilości zwojów / z odgałęzieniami / dla poszczególnych zakresów częstotliwości.

P r z y k ł a d :

Obliczyć wzmocnienie jednego członu amplifikatora dławikowego w.cz. dla fali $\lambda \approx 2000$ m., oraz zakres fal, dla którego wzmocnienie nie spada poniżej 0,9 maksymalnego. Dana lampa o stałych: $K = 10 \frac{V}{V}$,

$\rho = 3000 \Omega$. Pojemność wejściową siatki przyjmujemy 70 cm, pojemność własną dławika 20 cm. Zatem $C_s = 90$ cm.

Dajemy oporność upływową ok. 1 M Ω ; oporność rzeczywistą wejściową przyjmujemy 50000 Ω , a więc $r = 50000 \Omega$

Obliczamy

$$\omega_0 = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}}{200000} \approx 10^6$$

III.b.8.

Dla ω_0 wzmocnienie będzie ze wzoru /9/:

$$k_{max} = \frac{10}{1 + \frac{3000}{50000}} \cong 10.$$

Zakładając $k_{min} = 0,9 \cdot k_{max} = 0,9 \cdot 10 = 9$, znajdujemy ze wzoru /11/ odpowiednie wartości graniczne ω :

$$\omega_1 \cong 0,5 \cdot 10^6, \quad \omega_2 \cong 2 \cdot 10^6,$$

poza zakresem których wzmocnienie opada poniżej 9.

Sprawdzając wzorami przybliżonemi /12/ i /13/ otrzymujemy

$$k = \frac{10}{\sqrt{1 + \left(\frac{3000}{0,5 \cdot 10^6 \cdot 10^{-2}}\right)^2}} \cong 9; \quad k = \frac{10}{\sqrt{1 + \left(\frac{3000 \cdot 2 \cdot 10^6 \cdot 90}{9 \cdot 10^{11}}\right)^2}} \cong 9$$



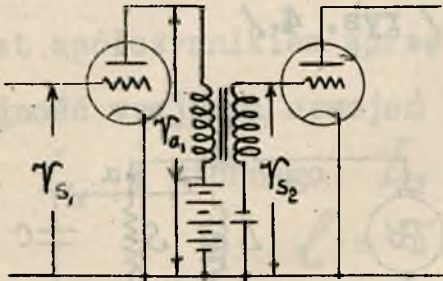
AMPLIFIKATOR TRANSFORMATOROWY M. CZ.

Wzmocnienie poszczególnego członu amplifikatora transformatorowego małej częstotliwości / rys.1 / wyrazimy

jako :

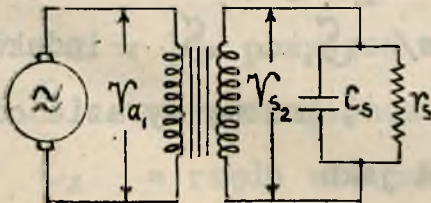
$$k = \frac{\bar{V}_{S_2}}{\bar{V}_{S_1}} = \rho \frac{V_{a_1}}{V_{S_1}} \quad \Lambda /$$

ρ - jest tu przekładnią transformatora międzylampowego, który jest obciążony po stronie wtórnej wejściową opornością lampy, jak to wskazuje rys.2 .



Rys.1

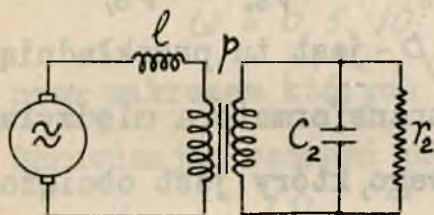
transformator ten posiada pewne straty / w miedzi i w żelazie/, pewne rozproszenie magnetyczne jak również pewne pojemności własne uzwojeń oraz między uzwojeniami.



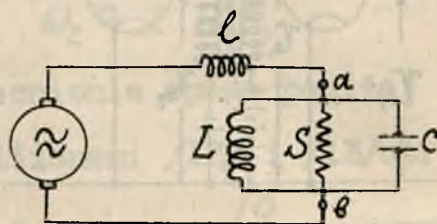
Rys.2.

Przy ogólnem i pobieżnem rozpatrywaniu, dla zdania sobie sprawy z charakteru zachodzących tu zjawisk, można oddzielnie nie wprowadzać tych strat, wciągawszy je w wejściową oporność lampy \mathcal{V}_s . Również pojemność uzwojeń można uważać za dołączone do pojemności C_s . Jedynie należy uwzględnić rozproszenie jako pewną in-

dukcyjność ℓ , połączoną szeregowo z idealnym już obecnie transformatorem /rys.3 /. Jak wiadomo, taki układ może być sprowadzony w dalszym ciągu do prostszego, przez przeniesienie odpowiednich obciążeń ze strony wtórnej na pierwotną / rys. 4./



Rys. 3.



Rys. 4.

Oznaczając indukcyjność uzwojeń pierwotnego i wtórnego przez L_1 i L_2 , pojemności C_1 i C_2 , oporności /równoległe/ S_1 i S_2 , indukcyjność rozproszenia ℓ , możemy wyrazić odpowiednie wielkości na rys. 4 jako

$$L = L_1 = \frac{L_2}{p^2}; \quad C = C_1 + p^2 C_2; \quad 12/13/$$

$$S = \frac{S_1 S_2}{S_2 + p^2 S_1} \quad 14/$$

Indukcyjność rozproszenia w tego rodzaju transformatorach stanowi zazwyczaj niewielką część indukcyjności

uzwojeń . Wyrażają się one współczynnikiem rozproszenia

$$\sigma = 1 - k^2 \quad /5/$$

gdzie

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad /6/$$

jest współczynnikiem sprzężności uzwojeń / M - indukcyjność wzajemna uzwojeń : pierwotnego o indukcyjności L_1 i wtórnego L_2 /.

$$\ell = \sigma \cdot L_1 \quad /7/$$

Zależność między ilościami zwojów pierwotnych i wtórnych :

$$p = \frac{n_2}{n_1} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \quad /8/$$

W stosowanych transformatorach o przekładni

$p = 2 \div 10$ powyższe wielkości są następujące :

- im większe*
tem lepszy L_1 = rzędu jednostek henrów (*dziesiątek henrów*)
- C_2 = rzędu stu cm. (*paręset μmF*)
- σ = rzędu kilku setnych/dla rdzenia magn. otwar/
- σ = rzędu kilku tysięcznych/dla rdzenia magn. zamkniętego /
- n_1 = rzędu kilku tysięcy zwojów (*kilkunastu tysięcy*)
- S_1 - rzędu kilkuset tysięcy omów / przy wtórnem uzwojeniu otwartem $S_2 = \infty$ / *dt.*

W układzie rys.4 możemy wyrażenie na zastępczą opor-

III.c.4.

ność zespoloną transformatora między punktami a b przedstawić w postaci :

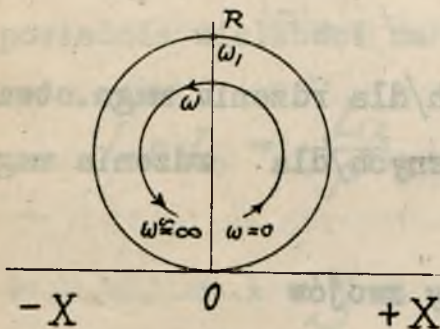
$$Z = j\omega l + \frac{1}{j\omega L + \frac{1}{S} + j\omega C} = R + j(X + \omega l) \quad (10)$$

gdzie

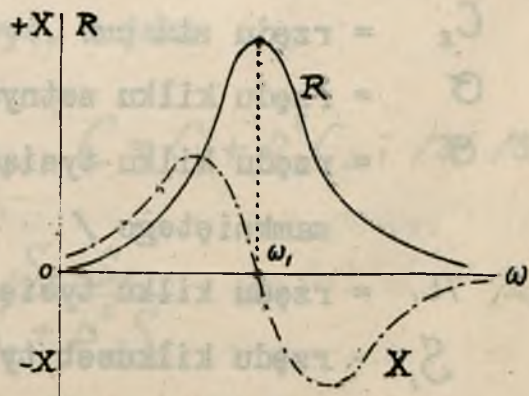
$$R = \frac{SL^2\omega^2}{S^2(1-\omega^2LC)^2 + \omega^2L^2} = f_1(\omega) \quad (10)$$

$$X = \frac{\omega LS^2(1-\omega^2LC)}{S^2(1-\omega^2LC)^2 + \omega^2L^2} = f_2(\omega) \quad (11)$$

Oporności R i X związane są wzajemnie wykresem kołowym / rys.5 /, okrąg którego odpowiada częstotliwościom ω przesuwanym się w kierunku odwrotnym



Rys. 5



Rys. 6.

do ruchu wskazówki zegara w miarę wzrostu ω .

Na skutek poczynionych w początku założeń upraszczających wykres $(R; X)$ dla rzeczywistego transformatora odbiega od koła dla ω bardzo małych i b. dużych /w okolicy punktu 0 /; zależności poszczególnych oporności od częstotliwości przedstawione są na rys. 6.

Dla $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ /12/

oporność R osiąga maximum $R_{max} = S$, zaś indukcyjność X staje się równa zeru.

Odpowiadająca częstotliwość ω_1 leży na średnicy koła wykresu kołowego $(X=0, R=S)$ w górnym jego punkcie /średnica = S /. Częstotliwościom $\omega > \omega_1$ /z lewej strony średnicy OR / odpowiada oporność pojemnościowa $(X < 0)$, częstotliwościom $\omega < \omega_1$ - z prawej strony tej średnicy - oporność indukcyjnościowa $(X > 0)$.

W ten sposób układ członu amplifikatora transformatorowego m.cz. może być przedstawiony jak na rys. 7. Mamy tu równania :

$$J_a = \frac{K \cdot V_{s1}}{\rho + R + j(X + \omega l)}$$

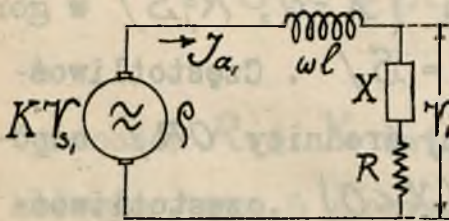
$$V_1 = \frac{K[R+jX]}{\rho + R + j(X + \omega l)} V_{s1}$$

$$V_{s2} = \rho \cdot V_1$$

Zatem

$$\frac{V_{s2}}{V_{s1}} = \rho K \cdot \frac{R + j \cdot X}{R + \rho + jX + j\omega l} \quad /13/$$

Ponieważ indukcyjność l jest niewielka, przeto szcze-



gólniej dla niezbyt wiel-

kich ω , można pominąć ωl wobec innych wielkości wzoru /13/.

Rys. 7.

Wtedy stopień wzmacnienia

$$k = \rho K \sqrt{\frac{R^2 + X^2}{(R + \rho)^2 + X^2}} = \rho K \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(2R + \rho)\rho}{R^2 + X^2}}} \quad /14/$$

osiąga max.

$$k'_{max} = \rho K \frac{R_{max}}{R_{max} + \rho} = \frac{\rho K}{1 + \frac{\rho}{S}} \quad /15/$$

dla $X=0$,

t.j. dla $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

Odpowiadającą mu częstotliwość nazywamy częstotliwością pierwszego rezonansu /równoległego/.

Zawiera się ona zazwyczaj w granicach

$$f_1 = 800 \div 1200 \text{ c, t.j. } \omega_1 = 5000 \div 7000$$

Ponieważ zazwyczaj $\rho \ll S$, przeto

$$k'_{max} \cong \rho K \quad /16/$$

Natomiast dla małych częstotliwości ($\omega \ll \omega_1$)

$$\omega^2 LC \ll 1, \quad (\omega L)^2 \ll S^2, \quad \text{a przeto}$$

$$R = \frac{L^2 \omega^2}{S} \ll \rho, \quad X \cong \omega L.$$

Tutaj

$$k = \rho K \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{\rho}{\omega L}\right)^2}} \quad /17/$$

będzie tem bliższe do k'_{max} , im $\frac{\rho}{\omega L} < 1$, a więc im jest mniejsza oporność wewnętrzna lampy w stosunku do oporności pozornej pierwotnego uzwojenia transformatora, a więc im większą naogół będzie ilość zwojów pierwotnych.

Dla większych częstotliwości ($\omega > \omega_1$) można uważać, że $\frac{1}{\omega C} \ll \omega L$, a przeto

$$X \cong -\frac{1}{\omega C}; \quad R \ll \frac{1}{\omega C};$$

III.c.8.

a więc

$$\frac{V_{s2}}{V_{s1}} = \frac{\rho K (R - j\omega l)}{\rho + R + j(\omega l - \frac{1}{\omega c})} \approx \frac{-j\rho K \frac{1}{\omega c}}{\rho + R + j(\omega l - \frac{1}{\omega c})}$$

stad

$$k = \frac{\bar{V}_{s2}}{V_{s1}} = \frac{\rho K \frac{1}{\omega c}}{\sqrt{(\rho + R)^2 + (\omega l - \frac{1}{\omega c})^2}} \quad /18/$$

Dla $\omega l - \frac{1}{\omega c} = 0$,

$$\text{t.j. przy } \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{lc}} \quad /19/$$

$$k''_{max} = \frac{\rho K \omega l}{\rho + R} \quad /20/$$

Jest to wzmocnienie przy t.zw. drugim rezonansie /szeregowym/. Zazwyczaj częstotliwość ta zawiera się w granicach

$$f_2 = 4000 \div 8000 \text{ c, t.j. } \omega_2 = 25000 \div 50000$$

Dla transformatora nieobciążonego (gdy $S \approx \infty$)

$$k''_{max} \approx \rho K \frac{\omega l}{\rho} \quad /21/$$

jest tem większe im mniejsze jest ρ w stosunku do ωl . Częstoktoć $\omega l > \rho$, a przede wówczas

może być

$$k''_{max} > k'_{max}$$

Obie częstotliwości rezonansowe związane są zależnością

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad , \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{Lc}} \quad , \quad \text{zaś} \quad \left[\frac{\omega_2}{\omega_1} = \sqrt{\frac{1}{\sigma}} \right] \quad /22/$$

Charakter przebiegu zależności wzmocnienia $k = f(\omega)$ dla zakresu częstotliwości amplifikatora transformatorowego m.cz. przedstawiony jest na rys.9.

P r z y k ł a d .

Wyznaczyć zależność stopnia wzmocnienia k od częstotliwości f dla jednego członu amplifikatora z transformatorem m.cz. o danych charakterystykach z lampą o stałych: $K = 15 \frac{V}{V}$, $\rho = 7500 \Omega$, o pojemności wejściowej $C_s = 45 \text{ cm.}$, oporności $r_s \approx 10^6 \Omega (=S_2)$

Dane transformatora : $n_1 = 4000 \text{ zw.}$ $n_2 = 16000 \text{ zw.}$

$$L_1 = 10 \text{ H.} \quad L_2 = 160 \text{ H.} \quad p = \frac{16000}{4000} = 4 = \sqrt{\frac{160}{10}}$$

$$\sigma = 0,015 = 1,5\% \quad , \quad C_{o1} = 400 \text{ cm.} \quad C_{o2} = 90 \text{ cm.} \quad S_1 = 0,4 \cdot 10^6 \Omega$$

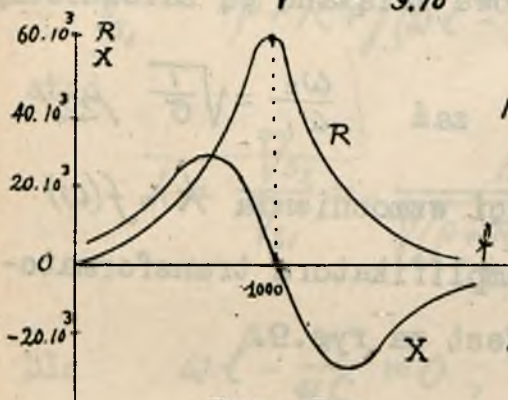
Zależności $R = f(\omega)$ oraz $X = f(\omega)$ podane są na wykresie rys.8 . Obliczamy :

$$C = 400 + 4^2 \cdot (90 + 45) = 2560 \text{ cm.} ; \quad \ell = 0,015 \cdot 10 = 0,15 \text{ H.} ;$$

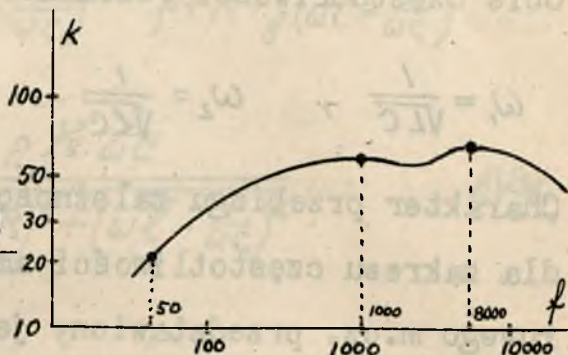
$$S = \frac{0,4 \cdot 10^6 \cdot 10^6}{10^6 + 4^2 \cdot 0,4 \cdot 10^6} = 0,06 \text{ M}\Omega . \quad L = \bar{L} = 10 \text{ H.} ;$$

Częstotliwość pierwszego rezonansu:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{10 \cdot \frac{2560}{9 \cdot 10^{-11}}}} \cong 6000; \quad f_1 \cong 1000 \text{ c.}$$



Rys. 8.



Rys. 9.

Częstotliwość drugiego rezonansu:

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{0,15 \cdot \frac{2560}{9 \cdot 10^{-11}}}} \cong 50000; \quad f_2 \cong 8000 \text{ c.}$$

Sprawdzenie

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} \cong 8; \quad \sqrt{\frac{1}{0,15}} = \sqrt{\frac{1}{0,015}} \cong 8.$$

Wzmocnienie dla $\omega_1 = 6000 \text{ c}$ wg. wzoru /15/

$$k'_{max} = \frac{4 \cdot 15}{1 + \frac{7500}{60000}} = 54$$

Wzmocnienie dla $\omega_2 = 50000 \text{ c}$. wg. wzoru /21/

$$k''_{max} = \frac{4 \cdot 15 \cdot 50000 \cdot 0,15}{7500} \cong 60$$

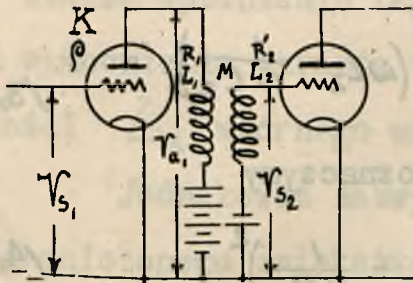
Dla niskich częstotliwości, np. $\omega = 300$, wg. wzoru /17/

$$k = 4 \cdot 15 \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{7500}{300 \cdot 10}\right)^2}} = 22.$$

Następnie przy pomocy wzoru /14/, korzystając z wartości R i X branych z wykresu /rys. 8/ obliczamy zależność $k = f(\omega)$ i wykreślamy krzywą wzmocnienia w skali logarytmicznej /rys. 9/.

AMPLIFIKATOR TRANSFORMATOROWY W.CZ.

Poszczególne człony amplifikatora transformatorowego w.cz. przedstawiony jest na rys.1 . Stosowany tu transformator



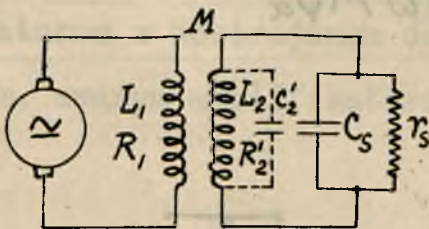
jest zazwyczaj t.zw.powietrzny, a przeto raczej uważać go możemy za dwie cewki indukcyjnie sprzężone o współczynniku sprzężenia

Rys. 1.

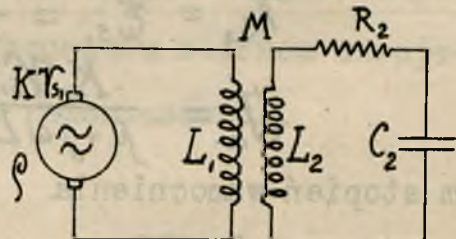
$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad \wedge /$$

Wtórne uzwojenie tego transformatora obciążone jest - jak wiadomo - zespoloną opornością wejściową siatki

R_s i C_s . Ponadto posiada ono - oprócz oporności R'_2 - własną pojemność C'_2 jak to wskazuje rys. 2-



Rys. 2



Rys. 3.

Układ taki można uprościć w dalszym ciągu i przedstawić jak na rys. 3.

Po przeniesieniu oporności wtórnych na stronę pierwotną, otrzymamy oporność rzeczywistą

$$R_1' = \rho + \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 \quad /2/$$

oraz oporność urojona

$$X_1' = \omega L_1 - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) \quad /3/$$

jeżeli pominiemy $R_1 \ll \rho$ i oznaczymy

$$Z^2 = R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right)^2. \quad /4/$$

W wypadku, gdy obciążenie wnoszone przez siatkę lampy następnej jest niewielkie oraz obwód $L_2 C_2$ jest daleki od rezonansu, można przyjąć:

$$R_1' \cong \rho, \quad X_1' \cong \omega L_1,$$

a przeto będzie

$$V_{s_2} = \mathcal{E}_{s_2} = -j\omega M I_a$$

$$I_a = \frac{K \cdot V_{s_1}}{\rho + j\omega L_1}$$

Zatem stopień wzmocnienia

$$K = \frac{K \omega \kappa \sqrt{L_1 L_2}}{\sqrt{\rho^2 + \omega^2 L_1^2}} = \frac{K}{\sqrt{\rho}} \kappa \sqrt{\omega L_2} \frac{\sqrt{\frac{\rho}{\omega L_1}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\omega L_1}\right)^2}} \quad /5/$$

Przy zmiennym stosunku $\frac{\rho}{\omega L_1}$ i niezmiennych pozostałych wielkościach, k osiąga max. :

$$k_{max} = K \cdot \kappa \cdot \sqrt{\frac{\omega L_2}{2\rho}} \quad 16/$$

$$\text{dla } \frac{\rho}{\omega L_1} = 1, \text{ t.j. dla } \omega L_1 = \rho. \quad 17/$$

Przy stałym spełnianiu tego warunku dopasowania stopień wzmocnienia wzrasta wraz ze zwiększeniem indukcyjności L_2 wtórnego uzwojenia.

Jednakowoż zazwyczaj spełnieniu warunku 17/ oraz nieograniczonemu zwiększaniu L_2 stoi na przeszkodzie pojemność własna tego uzwojenia /rosnąca wraz z L_2 /, która razem z C_s nadaje obwodowi wtórnemu własności rezonansowe, tak, iż powyżej pewnej wartości wyrażenia ωL_2 nie można uważać wtórnego uzwojenia za nieobciążone, a przeto staje się już $\bar{V}_{s2} < \omega M \bar{I}_a$.

Z tego też względu amplifikator taki nie znajduje szerszego zastosowania, ustępując miejsca amplifikatorom z dostrajaniem do rezonansu wtórnem uzwojeniem, zwanym amplifikatorami rezonansowymi.

III.d.4.

P r z y k ł a d.

Przeliczyć w ogólnych zarysach człon amplifikatora transformatorowego w.cz. dla fali $\lambda = 6000 \text{ m} (\omega = 3,2 \cdot 10^5)$ z lampą o danych $K = 15 \frac{V}{V}$, $\rho = 10000 \Omega$.

Warunek /7/ daje:

$$L_1 = \frac{10^4}{3,2 \cdot 10^5} = 0,03 \text{ H}$$

Sprawdzamy czy pojemność własna takiej cewki pozwoli na jej zastosowanie. Dopuszczamy falę własną cewki

$\lambda_0 = \frac{1}{3} \lambda = 2000 \text{ m}$, t.j. $\omega_0 \approx 10^6$; wówczas pojemność własna musiałaby być

$$C_0 = \frac{9 \cdot 10^{12}}{10^{12} \cdot 0,03} = 30 \text{ cm.}$$

co jest możliwe.

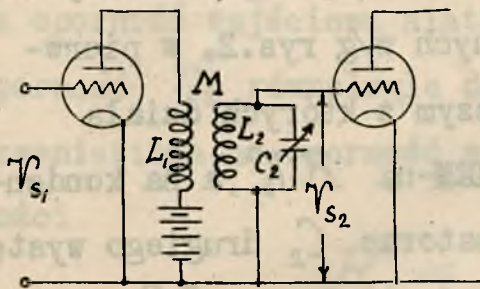
Zakładamy $\kappa = 0,6$ oraz dajemy na L_2 możliwie dużą wartość na jaką pozwala pojemność własna cewki oraz pojemność wejściowa lampy / ca 45 cm /, przyczem dla uniknięcia własności rezonansowych wtórnego uzwojenia stawiamy warunek, aby jego fala własna była $< \lambda$. Dajemy więc $L_2 \approx 0,05 \text{ H}$; stosując wzór /6/ otrzymamy!

$$k_{max} = 15 \cdot 0,6 \sqrt{\frac{3,2 \cdot 10^5 \cdot 0,05}{2 \cdot 10^4}} = 8$$

AMPLIFIKATOR REZONANSOWY W.CZ.

Obwód strojony w siatce.

Sprzężenie indukcyjne. - Aby stopień wzmocnienia jednego stopnia amplifikacyjnego przedstawionego na rys.1,



Rys. 1.

wyrażający się stosunkiem

$$K = \frac{\vec{V}_{S_2}}{\vec{V}_{S_1}} \quad \text{A/}$$

był możliwie duży, dostraja się do rezonansu obwód

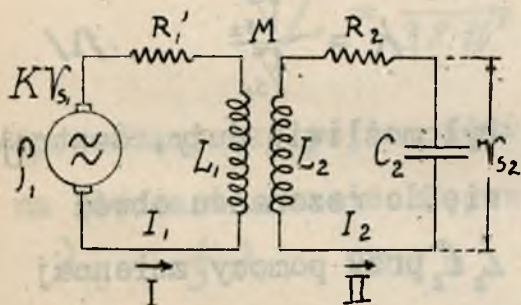
$L_2 C_2$ przy pomocy zmiennej

pojemności C_2 . Granice możliwości tego dostrajania określają zakres częstotliwości, na jakie zbudowany jest amplifikator. Najkorzystniejszy wybór innych wielkości wchodzących tu w grę, ażeby w danym zakresie uzyskać możliwie duże i równomierne wzmocnienie, należy już do konstruktora. Jak pokażą poniższe rozważania, na wielkość wzmocnienia złożą się dwa czynniki: jeden, zależny od własności zastosowanych lamp/ poprzedniej i następnej /, drugi - od własności obwodu strojonego $L_2 C_2$. Czynniki pierwszy zależny jest od stanu techniki amplifikacyjnych lamp katodowych, drugi - od stanu techniki budowy obwodów strojonych odbiorczych. Ten ostatni czynnik określa również zakres fal odbieranych. W dzi-

III.e.2.

siejszym stanie budowy obwodów odbiorczych uzyskiwany przy pomocy jednej cewki zakres jest taki, iż stosunek górnej do dolnej częstotliwości granicznej zakresu jest rzędu jednostek ($2 \div 4$).

Układ członu rys. 1. może być sprowadzony do układu dwóch obwodów sprzężonych w/g rys.2, w pierw-



szym z których działa

SEM-na KV_s , a na kondensatorze C_2 drugiego występuje napięcie V_{s2} .

Oporność rzeczywista pierwszego obwodu / odosobnionego /

Rys. 2.

składa się z oporności źródła SEM-nej / oporność lampy ρ_1 / oraz oporności R_1' cewki L_1 ;

$$R_1 = \rho_1 + R_1'$$

Zazwyczaj $\rho_1 \gg R_1'$, przeto

$$R_1 \cong \rho_1$$

Oporność urojona obwodu pierwszego / odosobnionego /

$$X_1 = \omega L_1$$

Zazwyczaj $\omega L_1 \ll \rho_1$, a przeto oporność obwodu I

$$Z_1 = \sqrt{R_1^2 + X_1^2} \cong R_1$$

121

Oporność rzeczywista obwodu drugiego / odosobnionego /

składa się z oporności R_2' samego obwodu $L_2 C_2$, oraz z oporności odpowiadającej oporności wejściowej siatki lampy następnej R_2'' :

$$R_2 = R_2' + R_2'' \quad /13/$$

Ta oporność wejściowa siatki R_2'' występuje jako oporność r_{s_2} równoległe do pojemności C_2 i może być przeniesiona na oporność szeregową według znanej zależności

$$R_2'' = \frac{1}{\omega^2 C_2^2 r_{s_2}} \quad /14/$$

Oporność urojona obwodu drugiego / odosobnionego / jest

$$X_2 = \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}$$

przyczem

$$C_2 = C_2' + C_{s_2}$$

obejmuje pojemność kondensatora zmiennego C_2' oraz pojemność wejściową siatki lampy następnej C_{s_2} .

Oporność obwodu drugiego jest więc

$$Z_2 = \sqrt{R_2^2 + X_2^2} \quad /15/$$

W celu rozwiązania układu obwodów sprzężonych /rys.2/ wprowadźmy jeszcze oporność obwodu pierwszego po przeniesieniu oporności obwodu drugiego do obwodu pierwszego.

III.e.4.

Oporności przeniesione są

$$R' = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 ; \quad X' = -\frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2 \quad |6/$$

W ten sposób całkowite oporności w obwodzie pierwszym są

$$R = \rho_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 ; \quad X = \omega L_1 - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2$$

przyczem

$$\sqrt{R^2 + X^2} = Z \quad |7/$$

Układamy równania / dla amplitud /

$$\begin{aligned} \bar{V}_{s_2} &\equiv \bar{I}_2 \frac{1}{\omega C_2} \equiv \bar{I}_2 \omega L_2 , \\ \bar{I}_2 &= \bar{I}_1 \frac{\omega M}{Z_2} ; \quad \bar{I}_1 = \frac{K V_{s_1}}{Z} , \end{aligned} \quad |8/$$

które wraz z równaniami poprzednimi dają

$$k = \frac{K \omega M \omega L_2}{Z Z_2} = \frac{K \omega M \omega L_2}{\sqrt{R_2^2 + X_2^2} \sqrt{[\rho_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + X_2^2} R_2]^2 + [\omega L_1 - \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2]^2}} \quad |9/$$

Dyskusja wyrażenia tego pokazuje, iż przy zmiennym X_2 zaś stałych innych wielkościach, max. k występuje dla stosunku:

Uwaga. należy zorientować się całość

$$\text{bo } X_1 \approx \omega L_1$$

$$X_2 = \frac{\omega^2 L_2^2}{Z_1^2} X_1$$

III.e.5.

$$\frac{X_2}{X_1} = \frac{M^2 \omega^2}{Z_1^2} \quad \text{dobrze} \quad \text{/10/}$$

Wówczas

$$k_{max} = \frac{K \omega M \omega L_2}{Z_1 R_2 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_1^2} R_1} \quad \text{/11/}$$

Uwzględniając /10/ otrzymamy /9/ jako

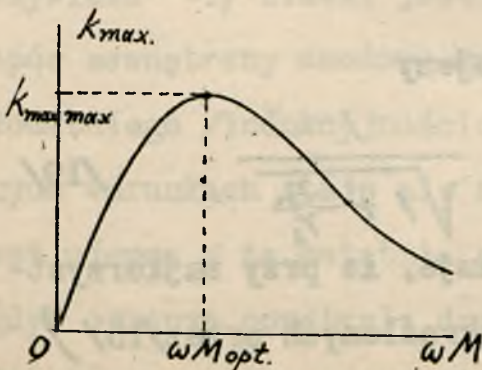
$$k_{max} = \frac{K \omega M \omega L_2}{\beta_1 R_2 + \omega^2 M^2} \quad \text{/12/}$$

Dla konstruktora interesująca jest zależność

$$k_{max} = f(\omega M) \quad \text{/13/}$$

przy stałych pozostałych wielkościach.

Przebieg tej zależności wskazany jest na rys. 3; k_{max} osiąga największą wartość



$$k_{max,max} = \frac{K}{2} \cdot \frac{\omega L_2}{\sqrt{\beta_1 R_2}} \quad \text{/14/}$$

dla $\omega M_{opt} = \sqrt{R_2 \beta_1}$

Rys. 3.

Gdy ponadto dane jest ω ,

wówczas

$$M_{opt} = \frac{1}{\omega} \sqrt{R_2 \rho} = \frac{X}{X} \quad /15/$$

Wyrażenie /14/ może być w dalszym ciągu przekształcone, przy wprowadzeniu zależności następujących :

dobroci lampy

$$G = \frac{K^2}{\rho}, \quad /16/$$

oporności pozornej obwodu $L_2 C_2$ jako

$$r_2 = \frac{\omega^2 L_2^2}{R_2'} , \quad /17/$$

oporności wejściowej siatki :

$$r_{s_2} = \frac{1}{\omega^2 C_2^2 R_2''} = \frac{\omega^2 L_2^2}{R_2''} \quad /18/$$

Z równań /16/, /13/, /17/, i /18/ określamy:

$$\frac{K}{\sqrt{\rho}} = \sqrt{G}; \quad R_2 = R_2' + R_2'' = \omega^2 L_2^2 \left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_{s_2}} \right)$$

i wstawiając do /14/ otrzymujemy

$$k_{max. max.} = \frac{1}{2} \sqrt{G \cdot r_{s_2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_{s_2}}{r_2}}} \quad /19/$$

Dyskusja tego wyrażenia pokazuje, że przy najkorzystniejszych warunkach (określonych przez /15/)

wzmocnienie jest tem większe, im większa jest dobroć

lampy, im większa rzeczywista oporność wejściowa siatki

oraz im większe jest przytem γ_2 czyli lepszy obwód strojony.

Co się tyczy tego ostatniego, to zazwyczaj otrzymane w praktyce budowy aparatów odbiorczych wielkości γ_2 są następujące /dane orientacyjne, średnie/:

Zakres częstotliw.	100	1000	10 000	kc.
" długości fal	3000	300	30	m.
Oporność γ_2	$400 \cdot 10^3$	$100 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$	Ω

Bardziej skomplikowanie przedstawia się sprawa rzeczywistej oporności wejściowej siatki γ_{s_2} . Oporność ta - jak wiadomo - zależy od danych lampy katodowej oraz od oporów zewnętrznych włączonych do obwodu anodowego tej lampy. Jeżeli ten ostatni opór jest rzeczywisty/omowy/ lub urojony ujemny/pojemnościowy/ wówczas oporność rzeczywista γ_{s_2} siatki jest dodatnia, natomiast jeśli opór zewnętrzny anodowy ma charakter oporu urojonego dodatniego /indukcyjnościowy / wówczas oporność w pewnych warunkach staje się równą nieskończoności lub nawet ujemną ; ta ostatnia okoliczność jest niepożądana, gdyż oznacza powstanie drgań własnych w obwodach amplifikatora, a więc uniemożliwia jego właściwą pracę.

Pewną orientacyjną wskazówką - w wypadku in-

dukcijnościowego obciążenia obwodu anodowego - co do możliwości powstania drgań własnych, może być sprawdzenie zależności

$$\omega^2 > \frac{1}{L_\alpha (C_{as} + C_{ak})} \quad /20/$$

ω = pulsacja prądów wzmacnianych

L_α = indukcyjność obwodu anodowego

C_{as} = pojemność "anoda-siatka" / lampy i układu /

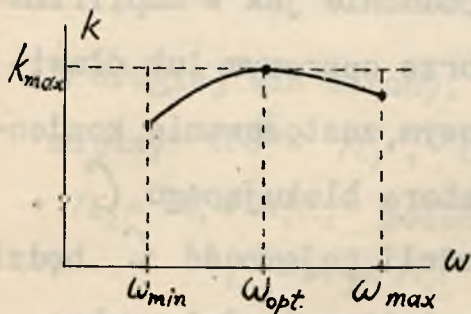
C_{ak} = " " "anoda-katoda" " " "

Jeżeli warunek ten jest spełniony, właściwa praca amplifikatora powinna być zapewniona.

Oczywistem jest, iż w wypadku, gdy oporność rzeczywista wejściowa obwodu siatki będzie nieskończenie wielka i przechodzić zacznie ku wartości ujemnej / zmieniać znak /, wystąpi w amplifikatorze zjawisko kompensacji tłumienia jak w układzie o sprzężeniu zwrotnem. Wówczas wzmocnienie dla krytycznego wyregulowania warunków pracy może być bardzo wielkie i praktycznie biorąc rzecz, wzór /19/ dla obliczeń traci swe znaczenie.

Ponieważ najkorzystniejsze warunki określone wzorem /14/ są wybrane dla pewnej częstotliwości, leżącej wewnątrz zakresu, dla którego został zaproje-

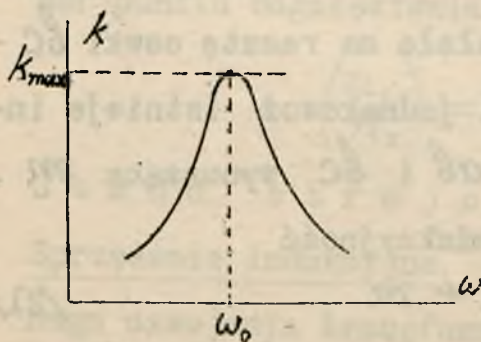
ktowany amplifikator, należy się spodziewać, że dla innych ω zakresu, wzmacnienie to będzie mniejsze, a więc, że zależność $k = f(\omega)$ wyrazi się linią o kształcie jak na rys. 4. Wielkość stosunku $\frac{k}{k_{max}} = f(\omega)$



Rys. 4.

wskazuje na równomierność wzmacnienia amplifikatora w całym zakresie pracy; oczywiście kondensator C_2 każdorazowo dostrajany jest dla uzyskania max.

wzmacnienia. Poza równomiernością wzmacnienia można mówić o selektywności amplifikatora, t.j. o zależności wzmacnienia k od częstotliwości przy jednorazowym nastrojeniu obwodu $L_2 C_2$ na pewną częstotliwość ω_0 . Wówczas odchylenie częstotliwości wzmacnianej od rezonansowej powoduje spadek k według krzywej rezonansu

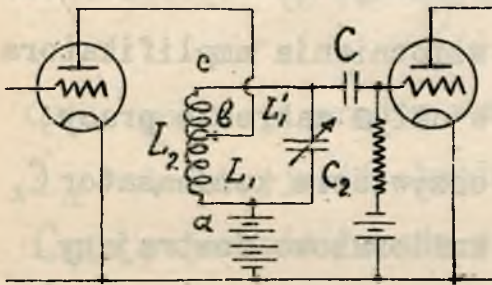


Rys. 5.

/rys.5 / .

Kształt tej krzywej ma znaczenie przy określaniu zniekształcalności wzmacnienia, występującej przy odbiorze fal modulowanych / widma fal / .

Sprzężenie bezpośrednie. - W tym wypadku obwód anodowy sprzężony jest bezpośrednio z obwodem siatki lampy następnej /rys.6 /. Oczywiście, dla oddzielenia baterji anodowej niezbędne jest tu, podobnie jak w amplifikatorze oporowym lub dławikowym, zastosowanie kondensatora blokującego C .



Rys. 6.

Jeżeli pojemność C będzie dostatecznie duża wobec wejściowej pojemności lampy,

zaś opór upływowy r duży wobec wejściowej oporności /równoległej/ lampy, wówczas tego rodzaju układ amplifikatorowy stanie się równoważny poprzedniemu o sprzężeniu indukcyjnym obwodów.

W rozważaniach poprzednich należy wprowadzić zamiast M wartość równoważną. Wartość ta - jeżeliby część cewki ab nie działała na resztę cewki bc - byłaby równą L_1 . Jeżeli jednakowoż istnieje indukcyjność wzajemna między ab i bc wynosząca m , będzie wówczas równoważna indukcyjność

$$M = L_1 + m \quad /21/$$

/ bowiem $L_{ab} = L_1 + m$; $L_{bc} = L_1 + m$; $L_2 = L_1 + L_1 + 2m$ /

Najkorzystniejsze sprzężenie zgodnie z /15/, będzie więc

$$L_1 + m = \frac{1}{\omega} \sqrt{R_1 R_2} \quad /22/$$

W wypadku gęsto nawiniętej cewki możemy przyjąć, że między częściami ab i bc jest sprzężność równa jedności, a przeto

$$m = \sqrt{L_1 \cdot L_1'} \quad /23/$$

Z drugiej zaś strony, oznaczając ilość zwojów cewki między $ab - n_1$, $bc - n_1'$ i $ac - n_2$, przyczem

$$n_2 = n_1 + n_1', \quad \text{możemy napisać } L_1 = \text{prop. } n_1^2$$

$$L_1' = \text{prop. } n_1'^2 \quad L_2 = \text{prop. } n_2^2$$

Z tej ostatniej zależności (prop.) = $\frac{L_2}{n_2^2}$, a przeto

$$L_1 = L_2 \frac{n_1^2}{n_2^2} \quad \text{oraz} \quad m = L_2 \frac{n_1 n_2 - n_1'^2}{n_2^2},$$

a więc

$$L_1 + m = L_2 \left(\frac{n_1}{n_2} \right) \quad /24/$$

Wstawiając do /22/ otrzymujemy najkorzystniejszy wybór punktu odgałęzienia sprzężenia anody

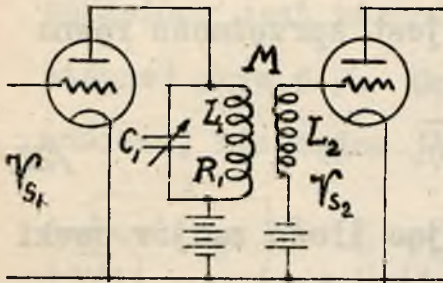
$$\left(\frac{n_1}{n_2} \right) = \frac{\sqrt{R_2 \beta_1}}{\omega L_2} \quad /25/$$

Obwód strojony w anodzie.

Sprzężenie indukcyjne. - Włączając na zaciski pierwotnego uzwojenia transformatora amplifikatora transformatorowego w.cz. kondensator o zmiennej pojemności C_1 ,

/rys.7 / uzyskujemy amplifikator rezonansowy.

Przy nieobciążonym wtórnym uzwojeniu i przy dostrojeniu do rezonansu obwodu



Rys. 7.

C, L , jak to wyraża zależność $\omega = \frac{1}{\sqrt{L, C}}$, możemy napisać równania

następujące:

$$J_{a_1} = \frac{K V_{s_1}}{\rho + r}; \quad r = \frac{L_1}{R_1 C_1} = \frac{\omega^2 L_1^2}{R_1}$$

$$V_{s_2} = J_{a_1} j \omega M \frac{\pi}{\vartheta} = \frac{K j \omega M}{\rho + r} V_{s_1} \frac{\pi}{\vartheta} \quad /26/$$

Stopień wzmocnienia

$$k = \frac{K \omega M \frac{\pi}{\vartheta}}{\rho + r} = \frac{K \omega \kappa \sqrt{L_1 L_2} \cdot \pi}{\rho + \frac{\omega^2 L_1^2}{R_1}} \quad /27/$$

Wprowadzając oznaczenia spółcz. sprzężności i dekre-
mentu logar.

$$\kappa = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}, \quad \vartheta = \pi R_1 \omega L_1 \quad /28/$$

przekształcimy ostatnie wyrażenia do postaci

$$k = \frac{K}{\sqrt{\rho}} \kappa \sqrt{L_2} \omega \frac{\sqrt{\frac{\rho}{L_1}}}{\left(\frac{\pi}{\vartheta} + \frac{\rho}{\omega L_1}\right)} \frac{\sqrt{\frac{\omega L_1}{\rho}}}{\frac{\vartheta}{\pi} + \omega L_1} \quad /29/$$

$$k \text{ osiąga max dla } \frac{\pi}{\vartheta} = \frac{\rho}{\omega L_1} \quad /30/$$

a mianowicie:

$$k_{max} = \frac{K \kappa}{2 \sqrt{\rho}} \cdot \frac{\sqrt{\omega L_2}}{\sqrt{\frac{\pi}{\vartheta}}} \cdot \frac{\pi}{\vartheta} \quad /31/$$

Przykład.

Zaprojektować człon amplifikatora rezonansowego w.oz.

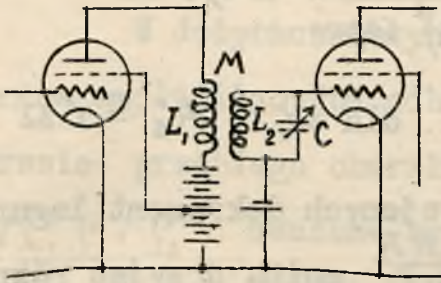
z nastrajającym obwodem siatki /rys. 8 / na zakres fal

od 200 do 600 m, t.j. od $\omega_1 = 3 \cdot 10^6$ do $\omega_2 = 9 \cdot 10^6$,

dla czego tu sprowadza się k

przy użyciu lampy katodowej ekranowanej o danych :

$K = 80 \frac{V}{V}$. $S = 1 \frac{mA}{V}$, $\rho = 100 k\Omega$, oraz kondensatora zmiennego o pojemności max. 500 cm. i początkowej 30 cm. Oporność wejściowa lampy następczej



wynosi $Z_s = R_s - j\omega C_s$ przyczem $R_s = 6000 \Omega$
 $C_s = 5 \text{ cm.}$

Rys.8.

Obliczamy indukcyjność

zwojnicy L_2 dla fali najdłuższej / $\omega_1 = 3 \cdot 10^6$ / przy

$C_2 = C_{max}$.

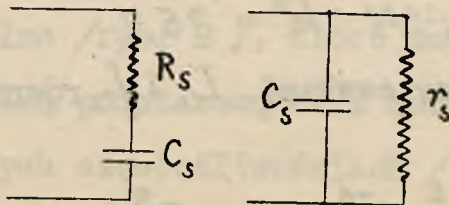
$$L_2 = \frac{9 \cdot 10^{11}}{9 \cdot 10^{12} \cdot 500} = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ H.}$$

Sprawdzamy potrzebną pojemność dla fali najkrótszej ($\omega_2 = 9 \cdot 10^6$)

$$C_{min} = \frac{9 \cdot 10^{11}}{81 \cdot 10^{12} \cdot 0,2 \cdot 10^{-3}} \approx 50 \text{ cm.}$$

Jest ona większa od początkowej pojemności kondensatora, a więc dostrojenie da się uzyskać.

Przeliczamy oporność R_s / szeregową na równoległą r_s / rys. 9/ wg. wzoru $r_s = \frac{1}{\omega^2 C_s^2 R_s}$



Rys. 9.

dla ω_1 $r_s' = \frac{1}{(3 \cdot 10^6)^2 \cdot (\frac{5}{9 \cdot 10^{11}})^2 \cdot 6000} = 0,6 \text{ M}\Omega$
podobnie dla ω_2 $r_s'' = 0,07 \text{ M}\Omega$
oraz dla fali $\lambda = 400 \text{ m}$
($\omega_0 = 5 \cdot 10^6$) $r_s_0 = 0,2 \text{ M}\Omega$
Oporność r_s' i r_s'' prze-

nosimy w dalszym ciągu na szeregowo do obwodu $L_2 C_2$ według wzoru $R_s = \frac{1}{\omega^2 C_2^2 r_s}$.

$$\text{Dla } \omega_1: R'_s = \frac{1}{(3 \cdot 10^6 \cdot \frac{500}{9 \cdot 10^{11}})^2 \cdot 600000} = 0,6 \Omega$$

$$\text{Dla } \omega_2: R''_s \cong 60 \Omega \quad \text{dla } \omega_0: R^0_s \cong 6 \Omega$$

Dla tego rodzaju obwodów strojonych dekrement logarytmiczny samego obwodu $\mathcal{D} = \frac{\pi R}{\omega L}$ można przyjąć równym ok. 0,05. Będzie stąd oporność obwodu $R = \frac{\mathcal{D} \omega L}{\pi}$

$$\text{dla } \omega_1: R'_2 = \frac{0,05 \cdot 3 \cdot 10^6 \cdot 0,2 \cdot 10^{-3}}{\pi} \cong 10 \Omega$$

$$\text{dla } \omega_2: R''_2 \cong 30 \Omega$$

$$\text{dla } \omega_0: R^0_2 \cong 17 \Omega$$

Oporność całkowita obwodu strojonego:

$$\omega_1: R' = 0,6 + 10 \cong 11 \Omega$$

$$\omega_2: R'' = 60 + 30 = 90 \Omega$$

$$\omega_0: R^0 = 6 + 17 = 23 \Omega$$

Obliczamy ze wzoru /15/ dla wszystkich częstotliwości

$$M_{opt} \cong 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ H.}$$

a następnie ze wzoru /14/ wzmocnienie:

$$K' \cong 22,9 \quad K'' \cong 23,24 \quad K^0 = 26,4$$

Zakładając sprzężność między cewkami L_1 i L_2 równą

$K = 0,7$ obliczamy:

$$L_1 = \frac{M^2}{K^2 L_2} = \frac{0,3^2 \cdot 10^{-6}}{0,7^2 \cdot 0,2 \cdot 10^{-3}} \cong 10^{-3} \text{ H.}$$

WARUNKI NIEZNIKSZTAŁCANIA AMPLITUDY

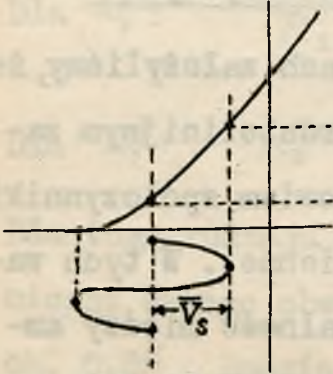
Praca na rzeczywistej charakterystyce.

W dotychczasowych rozważaniach założyliśmy, że praca amplifikacyjna odbywa się w prostolinijnym zakresie przebiegu charakterystyk, bowiem współczynniki K, ρ, ρ_s uważane były za niezmiennie. W tych warunkach istnieje ścisła proporcjonalność między amplitudami przebiegów zmiennych w obwodach siatek i anodowych, a więc zniekształcenie amplitud nie zachodzi dopóty, dopóki chwilowy punkt pracy nie wejdzie na górne lub dolne zakrzywienia charakterystyk. Co się tyczy charakterystyki prądu siatki, ta naogół nie posiada przebiegu prostolinijnego, a zatem jedynym rozwiązaniem jest tu uczynienie $\rho_s = \infty$ przez pracę lampy zawsze w zakresie ujemnych potencjałów siatki.

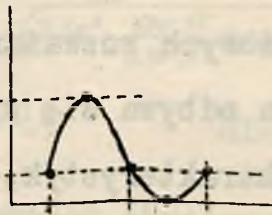
W wypadku pracy na nieprostolinijnej części charakterystyk / rys. 1 / napięcie sinusoidalne na siatce daje w obwodzie anodowym przebiegi niesinusoidalne /rys. 2 /, które mogą być rozłożone na sinusoidalną podstawową oraz harmoniczne o wielokrotnie wyższych częstotliwościach / Rys. 3 /.

Oczywiście w tych warunkach związek istniejący między amplitudami \bar{V}_s i \bar{I}_a , zależy od kształtu

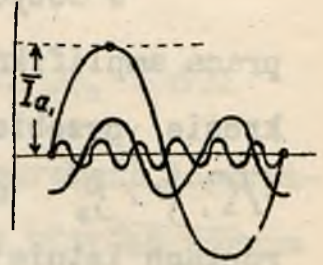
charakterystyki i nie zawsze może tu zachodzić proporcjonalność. Stopień występowania harmonicznych zależy



Rys. 1.



Rys. 2.



Rys. 3

od krzywizny charakterystyk : krzywa wklęsła lub wypukła uwydatnia 2-gą harmoniczną oraz daje zjawisko "detekcji" przejawiające się zmianą średniego prądu anodowego / składowej stałej/ ; krzywa z przegięciem może nie dawać drugiej harmonicznej, natomiast daje silniejszą trzecią, przy niewystępowaniu detekcji.

Dla orjentacyjnego zanalizowania pracy na nieprostoliniijnej części charakterystyk można zastąpić te charakterystyki - zastępczą linią prostą, która by wypośredkowała przebieg charakterystyki rzeczywistej w granicach pracy. Odchylenia od linii prostej dają pojęcie o wielkości harmonicznych.

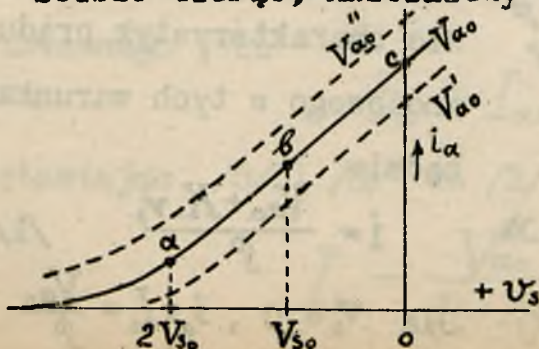
O ile przy wzmacnianiu prądów w.cz. zniekształcenia amplitudy oraz harmoniczne nie pociągają

za sobą, zbyt niepożądanych następstw ze względu na obwody rezonansowe tu stosowane, w których działanie wyższych harmonicznych jest już znikomo małe, o tyle przy wzmacnianiu prądów m.cz. wprowadzają one poważne zniekształcenia dźwięków, gdyż zjawiające się harmoniczne zawierają się zazwyczaj również w zakresie słyszalnym.

Z powyższych rozważań wynika konieczność właściwego wyboru początkowego punktu pracy amplifikatora. A mianowicie :

1. winien leżeć w zakresie ujemnych potencjałów siatki
2. ujemny początkowy potencjał siatki V_{S0} winien być większy od największej amplitudy wzmacnianego napięcia na siatce.
3. charakterystyka prądu anodowego w zakresie pracy /od $V_S = 0$ do $V_S = 2 \cdot V_{S0}$ / winna być o ile możliwości linią prostą / rys. 4 /.

Ściśle biorąc, należałoby tu liczyć potencjały siatek



Rys. 4.

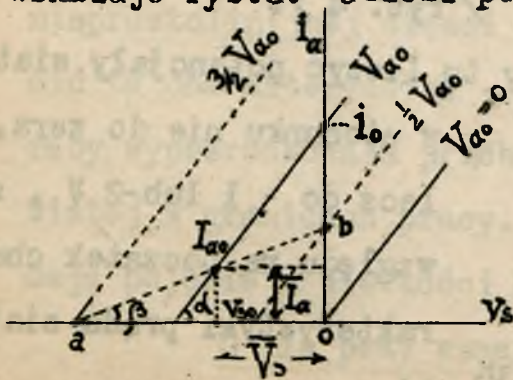
w stosunku nie do zera, lecz do -1 lub $-2 V$, ze względu na początek charakterystyki prądu siatki.

Z powyższego wynika, iż

dla nadania charakterystyce prądu anodowego określonego położenia niezbędne jest pewne napięcie anodowe, nie mniejsze od $V_{\alpha 0}$ /rys.4/. I odwrotnie, przy danym napięciu anodowym istnieje dla danej lampy najkorzystniejszy początkowy potencjał siatki oraz największa amplituda zmiennego napięcia na siatce. Co się zaś tyczy amplitudy wahań potencjału anody - jest ona zależna od wielkości oporności w obwodzie anodowym. Z tem właśnie wiąże się zagadnienie uzyskania możliwie dużej mocy prądów zmiennych niezniekształconych w ostatnim stopniu amplifikatora, gdzie bywa włączony odbiornik energii.

Max. mocy niezniekształconych prądów zmiennych.

Założmy narazie, iż przebieg charakterystyk lampy o danych K , S i ρ jest prostolinijny, jak to wskazuje rys.5. Jeżeli początkowy potencjał anody



Rys. 5.

jest $V_{\alpha 0}$ wówczas równanie charakterystyk prądu anodowego w tych warunkach będzie

$$i = \frac{V_{\alpha 0} + K \cdot v_s}{\rho} \quad /1/$$

Dla $V_s = 0$, $i_a = I_0 = \frac{V_{\alpha 0}}{\rho}$

skąd $\varphi = \frac{V_{a0}}{I_0}$

Dla początkowego potencjału ujemnego o wartości bezwzględnej V_{s0} otrzymamy prąd

$$I_{a0} = \frac{V_{a0} - K \cdot V_{s0}}{\varphi} \quad /2/$$

Przypuśćmy, iż do obwodu anodowego włączona została oporność rzeczywista pozorną R / jest to taka oporność, która daje spadek napięcia tylko dla prądu zmiennego /. Przy amplitudzie napięcia zmiennego na siatce \bar{V}_s , otrzymamy składową zmienną prądu anodowego

$$\bar{I}_a = \frac{K \bar{V}_s}{R + \varphi} \quad /3/$$

Wobec warunku niewykraczania w zakres dodatnich potencjałów siatki może być conajwyżej

$$\bar{V}_s = |V_{s0}| \quad V_{s0} < 0 \quad /4/$$

a przeto z /3/ i /4/ mamy :

$$K V_{s0} = \bar{I}_a (R + \varphi) \quad /5/$$

Podobnie warunek największej amplitudy prądu anodowego zmiennego jest

$$\bar{I}_a = I_{a0} \quad /6/$$

Podstawiając /5/ i /6/ do /2/ określamy stąd

$$\bar{I}_a = \frac{V_{a0}}{R + 2\varphi} \quad /7/$$

Odpowiadająca temu prądowi moc w oporności R jest

$$P = \frac{\bar{I}_\alpha^2 R}{2} = \frac{V_{ao}^2 R}{2(R+2\rho)^2} \quad /8/$$

Maximum P w zależności od R otrzymujemy dla

$$R = 2\rho. \quad /9/$$

Oporności tej odpowiada charakterystyka robocza $\alpha\beta$ o nachyleniu obliczonym z /3/ i /9/ jako

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{ob}{oa} = \frac{\bar{I}_\alpha}{\bar{V}_s} = \frac{K}{3\rho} = S_R = \frac{1}{3} S \quad /10/$$

Dla punktu tego prąd

$$I_{\alpha o} = \frac{1}{4} I_o \quad /11/$$

W ten sposób skonstruowana charakterystyka robocza dla oporności $R = 2\rho$ odpowiada największej mocy przebiegów nieznieształconych/na części prostoliniowej charakterystyk i w zakresie $V_s < 0$ / jaką można uzyskać przy pomocy danej lampy amplifikacyjnej przy napięciu anodowym V_{ao} .

Amplituda prądu w oporze R będzie conajwyżej

$$\bar{I}_\alpha = \frac{1}{4} I_o \quad /12/$$

Amplituda napięcia na oporze R

$$\bar{V}_\alpha = \bar{I}_\alpha R = \frac{V_{ao}}{2} \quad /13/$$

Moc użyteczna

$$P_{max} = \frac{1}{2} \bar{I}_\alpha \bar{V}_\alpha = \frac{1}{16} V_{ao} I_o \quad /14/$$

Moc doprowadzona

$$P_{\alpha o} = I_{\alpha o} V_{\alpha o} = \frac{1}{4} V_{\alpha o} I_o \quad /15/$$

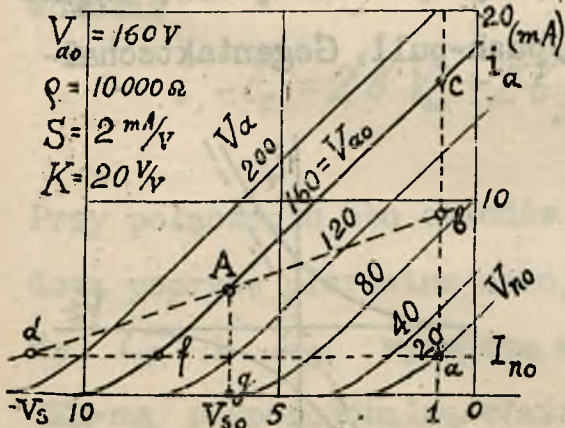
Sprawność

$$\eta = \frac{P}{I_{\alpha o} V_{\alpha o}} = 0,25 \quad /16/$$

Moc stracona w anodzie

$$P_{\alpha}' = 3P \quad /17/$$

W wypadku rzeczywistych charakterystyk, posiadających dolne zakrzywienie niepozwalające na wykorzystanie charakterystyki aż do $i_{\alpha} = 0$, należy przez poprowadzenie na pewnej wysokości linii prostej równoległej do osi V_s , sprowadzić konstrukcję do poprzedniego wypadku /rys.6/. Oznaczając tę część niewykorzystanego



Rys. 6

prądu przez $I_{n o}$ oraz odpowiadające mu napięcie anodowe przez $V_{n o}$, będziemy mogli zastosować poprzednie rozważania wprowadzając tam zamiast

$$V_{\alpha o} \text{ wielkość } (V_{\alpha o} - V_{n o})$$

oraz $(i_{\alpha} - I_{n o})$ zamiast i_{α} , a więc przesuwać odwrotnie układ spólrzędnych.

W ten sposób dla przebiegów zmiennych poprzed-

nie wzory przybiorą postać:

$$\bar{I}_a = \frac{1}{4} (I_o - I_{no}); \quad \bar{V}_a = \frac{1}{2} (V_{ao} - V_{no}); \quad /18/$$

$$P = \frac{1}{4} (V_{ao} - V_{no})(I_{ao} - I_{no})$$

Ponieważ dla składowych stałych pozostaje w mocy wzór /15/ , a przeto

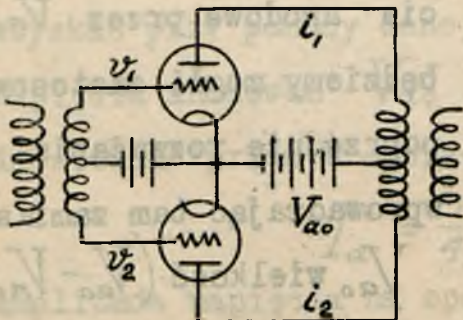
$$\eta = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{V_{no}}{V_{ao}}\right) \left(1 - \frac{I_{no}}{I_{ao}}\right). \quad /19/$$

A że $\frac{V_{no}}{V_{ao}} > 0$; $\frac{I_{no}}{I_{ao}} > 0$

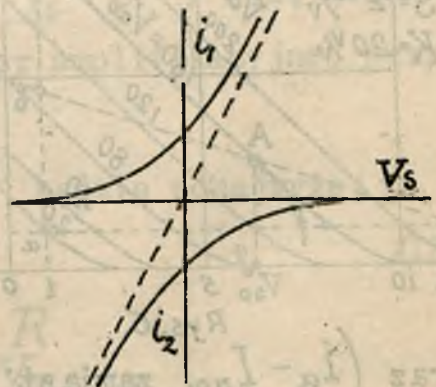
zatem tutaj $\eta < 0,25$.

Układ przeciwsobny.

Dla uniknięcia zniekształceń wynikających z nieprostoliniowości przebiegu charakterystyk stosuje się często t.zw. układ przeciwsobny /push-pull, Gegentaktschaltung / wskazany na rys. 7 .



Rys. 7



Rys. 8.

Pomijając wpływ oporności obwodów anodowych możemy wyrazić równania charakterystyk obu lamp :

$$i_1 = f(v_1) = a_1 + b_1 v_1 + c_1 v_1^2 \quad /20/$$

$V_{ao} = \text{const.}$

$$i_2 = f(v_2) = a_2 + b_2 v_2 + c_2 v_2^2$$

$V_{ao} = \text{const.}$

Jeśli lampy są identyczne / $a_1 = a_2 = a$, $b_1 = b_2 = b$,
 $c_1 = c_2 = c$ / zaś przez odpowiednie nawinięcie

uzwojeń transformatora w obwodzie siatek uczynić

$v_2 = -v_1 = v$ wówczas w każdej chwili różnica
 prądów anodowych i_1 i i_2

będzie

$$i_1 - i_2 = 2b.v$$

Gdy

$$v = V_{s0} + \bar{V}_s \cdot \sin \omega t ,$$

wówczas

$$i_1 - i_2 = 2b V_{s0} + 2b \bar{V}_s \sin \omega t = I_{a0} + \bar{I}_a \sin \omega t \quad /21/$$

Przy połączeniu obu obwodów anodowych z baterją anodową poprzez pierwotne uzwojenie transformatora, prądy i_1 i i_2 wytworzą we wtórnym uzwojeniu SEM-ną proporcjonalną właśnie do $\bar{I}_a \sin \omega t$, a więc będącą - pomimo nieprostolinijnej charakterystyki - wiernym odtworzeniem napięcia zmiennego $\bar{V}_s \sin \omega t$ na siatce.

Rys.8 przedstawia odpowiadającą tym warunkom charakterystykę zastępczą.

W układzie zwykłym z jedną lampą, ta SEM-na byłaby kształtu:

$$A \cdot \sin \omega t + B \cdot \sin^2 \omega t + \dots$$

Zamieniając $\sin^2 \omega t$ na $\cos 2\omega t$ zauważylibyśmy, że zawierałaby ona wyższe harmoniczne / o dwukrotnej częstotliwości / mogące powodować zniekształcenia dźwięków.

P r z y k ł a d.

Dane charakterystyki lampy /rys.6/ oraz napięcie baterji $V_{a_0} = 160 \text{ V}$; określić najkorzystniejsze warunki pracy amplifikatora ze względu na max. mocy nie-zniekształconej. Odbiornik energii włączony jest do obwodu anodowego za pośrednictwem transformatora /idealnego / o przekładni $p = 1$.

Szacujemy z charakterystyk : $I_{no} = 2 \text{ mA}$, $V_{no} = 20 \text{ V}$.
max. $V_s = 1 \text{ V}$ /ze względu na prąd siatki/.

Ze wzoru/9/ obliczamy $R = 2 \cdot 10000 = 20000 \Omega$.

Ze wzoru/10/ uwzględniając $I_{no} = 2$, obliczamy $I_{a_0} = I_{no} + \frac{1}{4} (I_c - I_{no}) = 2 + \frac{1}{4} (16 - 2) = 5,5 \text{ mA}$. Odpowiada temu

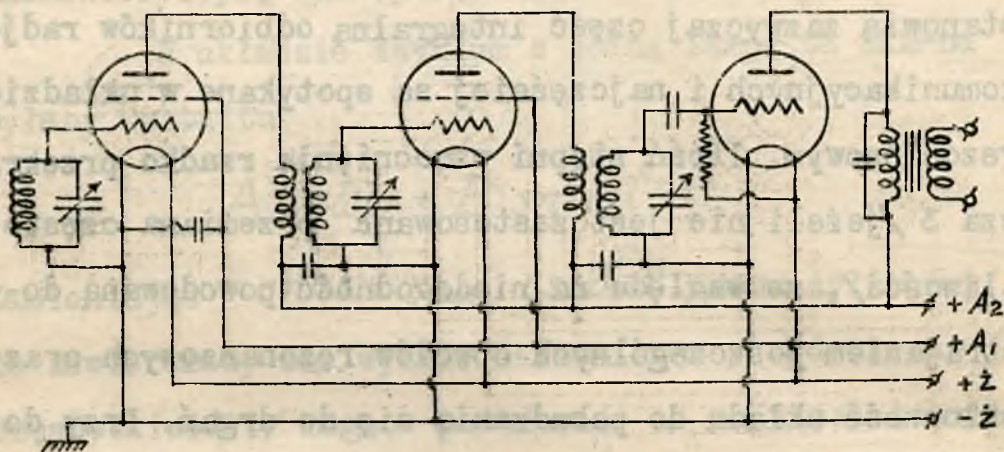
punkt A dla $V_{s_0} = -6,2 \text{ V}$. Dalej mamy: max. $\bar{V}_s = 6,2 - 1 = 5,2 \text{ V}$
Z /13/ otrzymujemy $\bar{I}_a = 3,5 \text{ mA}$, $\bar{V}_a = 70 \text{ V}$, $P = 0,125 \text{ W}$ $\eta = 0,14$

BUDOWA AMPLIFIKATORÓW.

Amplifikatory w.cz. - Amplifikatory w.cz. stanowią zazwyczaj część integralną odbiorników radiokomunikacyjnych i najczęściej są spotykane w układzie rezonansowym. Ilość stopni wzmocnienia rzadko przekracza 3 /jeżeli nie jest zastosowana przemiana częstotliwości/, ze względu na niedogodność powodowaną dostrajaniem poszczególnych obwodów rezonansowych oraz skłonność układu do pobudzania się do drgań. Przy dobraniu identycznych warunków pracy poszczególnych stopni oraz składowych części obwodów rezonansowych, możliwe jest jednoczesne dostrajanie kilku obwodów przy pomocy mechanicznie sprzężonych kondensatorów o zmiennej pojemności. Zestrojenie takiego zespołu jest naogół trudne i osiąga się przez użycie małych pojemności wyrównawczych. Dla uniknięcia niepożądanych sprzężeń między poszczególnymi stopniami stosuje się ekranowanie elektrostatyczne i elektromagnetyczne, np. przez umieszczanie zwojnic /cewek/ w pudełkach miedzianych, zaś poszczególnych członów w oddzielnych kamerach.

Najczęściej, a ostatnio nawet wyłącznie, stosowane są lampy katodowe ekranowane o znikomym małej pojemności "anoda-siatka", a więc posiadające małą

skłonność do wzbudzania drgań własnych. Spółczynnik amplifikacji takich lamp K jest rzędu 100 v/v



Rys. 1 .

przy oporności ρ rzędu kilkuset tysięcy omów.

Rys. 1 przedstawia schemat trzylampowego amplifikatora rezonansowego w.cz. z lampami ekranowanymi.

Amplifikatory m.cz. - Są to amplifikatory budowane głównie dla wzmacniania prądów o częstotliwości akustycznej dla celów radjotelefonji /dla szerokiego zakresu częstotliwości / oraz telegrafji /zazwyczaj dla pewnej częstotliwości /.

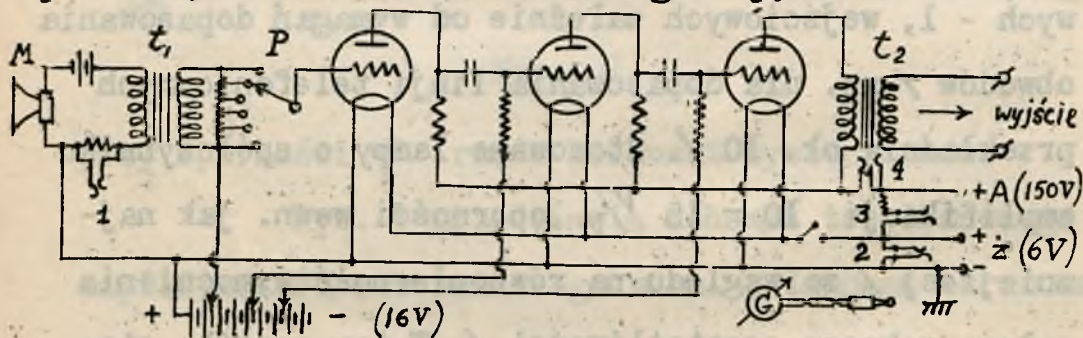
Ilość członów amplifikatora transformatorowego rzadko przekracza kilka, gdyż zachodzi obawa zniekształceń oraz sprzężeń zwrotnych; stosowane trans-

formatory winny być racjonalnie zbudowane i o ile możliwości ekranowane w celu usunięcia sprzężeń magnetycznych. Sposób łączenia uzwojeń z elektrodami lampy nie jest naogół bez znaczenia ; najkorzystniej jest - ze względu na pojemności uzwojeń - łączyć najbardziej zewnętrzny koniec uzwojenia wtórnego z siatką, zaś najbardziej wewnętrzny koniec pierwotnego - ze źródłem napięcia anodowego. Przekładnie transformatorów międzylampowych wynoszą zazwyczaj od 3 do 5 , wyjściowych - 1, wejściowych zależnie od wymagań dopasowania obwodów / np. dla dopasowania linii telefonicznych przekładnia ok. 10 /. Stosowane lampy o spólczynniku amplifikacji $10 \div 15 \frac{V}{V}$, oporności wewn. jak najmniejszej / ze względu na równomierność wzmocnienia całego zakresu częstotliwości /. W ten sposób stopień wzmocnienia jednego członu jest rzędu kilkudziesięciu, a więc wzmocnienie parostopniowego amplifikatora rzędu tysiąca.

Amplifikator oporowy m.cz. budowany bywa również tylko w kilku stopniach wzmocnienia /aczkolwiek zastosowanie większej ilości stopni nie napotyka tu na takie trudności jak w wypadku amplifikatora transformatorowego /. Opory anodowe i upływowe siatek są najczęściej wykonywane w postaci poleczek wysoko-

oporowych /silitary, oporniczki"próżniowe"lub z drutu wysokooporowego i t.d./

Rys. 2. przedstawia schemat amplifikatora mikrofonowego firmy "Marconi" dla potrzeb radjofonji. Jest to 3-stopniowy amplifikator oporowy m.c.z. z transformatorem wejściowym t_1 , oraz wyjściowym, dopasowującymi go z jednej strony do obwodu mikrofonu węglowego Reiss'a, z drugiej strony do linii, wzgl. do następnego amplifikatora mocy. Przełącznik P umożliwia regulację wzmacnienia.



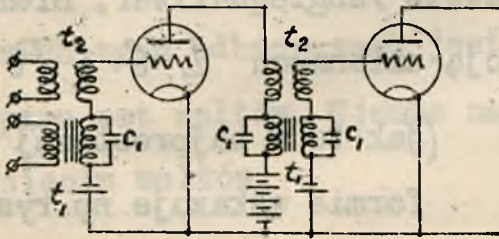
Rys.2.

Gniazdka 1, 2, 3 i 4 pozwalają przy pomocy galwanometru /zaopatrzonego w odpowiednią wtyczkę/ na pomiary interesujących wielkości prądów i napięć w obwodach, a mianowicie w : 1 - prądu mikrofonowego /składowej stałej /, 2 - napięcia żarzenia, 3 - napięcia anodowego, 4 - prądu anodowego. Ujemne napięcia początkowe siatek czerpie się z suchej baterji, umieszczonej wewnątrz amplifikatora.

Amplifikatory refleksyjne.

Działanie amplifikatorów refleksyjnych polega na dwukrotnym wykorzystaniu lampy katodowej członu amplifikatorowego, która tu działa jednocześnie jako amplifikator w.cz. oraz jako amplifikator m.cz.

Możliwość takiego działania uzyskuje się przez odpowiedni rozdział prądów różnych częstotliwości w układzie sprzęgającym amplifikatora.

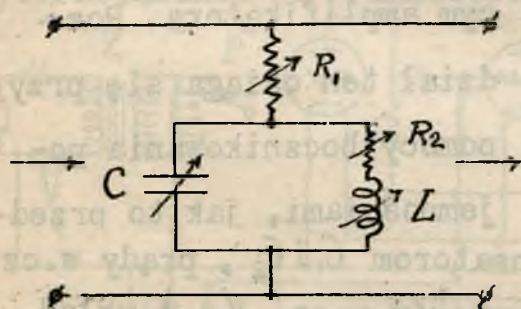


Rozdział ten osiąga się przy pomocy bocznikowania pojemnościami, jak to przedstawia rys.3.

Dzięki kondensatorom C_1 i C_2 , prądy w.cz. omijają uzwojenia transformatorów m.cz. t_1 i układ może działać jako amplifikator transformatorowy w.cz. Natomiast praca układu jako amplifikatora m.cz. odbywy się normalnie poprzez uzwojenia transformatorów w.cz. t_2 , które znów dla prądów m.cz. nie stanowią zbyt wielkich oporności.

W zastosowaniu do radjoodbiorników prądy m.cz. wzmacniane układem refleksyjnym są zazwyczaj zdetektorowanym prądem w.cz., który tym samym układem uprzednio został wzmocniony.

Urządzenia wyrównawcze. Przy wzmacnianiu prądów o częstotliwościach akustycznych częstokroć zachodzi potrzeba uwydatnienia lub stłumienia pewnych częstotliwości w celu otrzymania żądanej charakterystyki częstotliwości dla całego zespołu, /np. linii kablowej/, biorącego udział w przekazywaniu prądów akustycznych. W tych przypadkach stosuje się specjalne urządzenia wyrównawcze /ang.equaliser, niem. Entzerrer /, będące kombinacją zmiennych L , C i R



Rys. 4.

(jak to w najprostszej formie wskazuje np. rys. 4), dołączane do tej części obwodu, której charakterystyka ma być poprawiona.

Zasilanie. Zasilanie poszczególnych członów amplifikatora wieloczłonowego uskutecznia się przeważnie przez wspólne baterje; żarzenia, anodową i siatki przez równoległe połączenie i odblokowywanie odpowiednich obwodów. Aby takie wspólne baterje można było uważać za niezależne dla każdego członu, winna być ich oporność wewnętrzna możliwie mała, w przeciw-

nym bowiem razie zachodzi możliwość sprzężeń zwrotnych tą drogą, co w następstwie może powodować drgania w układzie. Dlatego też wskazane jest bocznikowanie źródeł napięć kondensatorami o dużej pojemności/rzędu paru mikrofaradów dla m.cz. / jak to wskazuje np. schemat na rys. 1.

Wielkość napięcia anodowego w amplifikatorach typu odbiorczego jest rzędu kilkudziesięciu do paru set woltów. Ujemne napięcia siatek do kilkudziesięciu woltów.

Z a b u r z e n i a w a m p l i f i k a t o r z e

Często zdarza się, iż praca amplifikatora zostaje zakłócona mniej lub więcej silnymi zaburzeniami elektrycznymi, pochodzącymi z wewnątrz samego amplifikatora. Te zaburzenia objawiają się zazwyczaj w słuchawce telefonicznej jako "wycie", "gwizd" lub "pykanie".

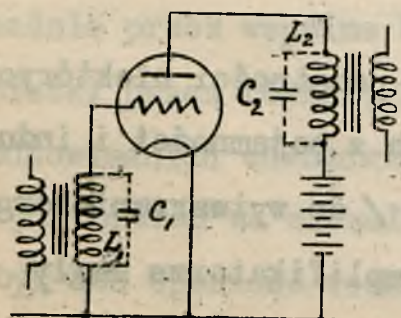
Przyczyna ich leży w podatności niektórych obwodów amplifikatora /złożonych z pojemności i indukcyjności lub pojemności i oporu / do wytwarzania drgań.

Aby drgania takie w amplifikatorze mogły powstać, musi istnieć bądź to sprzężenie zwrotne obwodu anodowego z obwodem siatki, bądź to oporność

ujemna w jakimś z obwodów.

Sprzężenie zwrotne obwodu anodowego z obwodem siatki może być wywołane przez wzajemne oddziaływanie pól magnetycznych lub elektrycznych obwodów lub też wskutek istnienia zbyt dużych spadków napięcia na oporze wewnętrznym baterji anodowej oraz doprowadzeń. Dla uniknięcia tego należy stosować uziemione osłony elektrostatyczne doprowadzeń i połączeń, a szczególnie unikać oddziaływania obwodu wyjściowego na wejściowy przez umieszczanie poszczególnych członów amplifikatora wraz z lampami w oddzielnych kamerach metalowych uziemionych ; takie zabezpieczenie ma szczególnie doniosłe znaczenie w amplifikatorach wielkiej częstotliwości.

Nie usuwa to jednak możliwości sprzężenia przez lampę, przy którym oddziaływanie obwodów odbywa się za pośrednictwem pojemności układu elektrod lampy /rys.5/.



Rys. 5.

W takim układzie sprzężenia przez lampę drgania mogą z łatwością powstać, o ile okresy drgań własnych obwodów lub uzwojeń transformatorów są sobie bliskie.

Jeśli częstotliwość powstałych drgań jest słyszalną, co zresztą prawie zawsze bywa w amplifikatorach transformatorowych lub dławikowych małej częstotliwości, wówczas wywołują one wprost słyszalny efekt w słuchawce telefonicznej. W wypadku amplifikatorów w.cz., jeśli częstotliwość jest niesłyszalna, może zajść interferencja dwóch takich drgań, co w rezultacie może wytworzyć dudnienia o częstotliwości słyszalnej, lub też drgania o częstotliwości niesłyszalnej mogą wywoływać słyszalne dźwięki, gdyż w chwili powstania lub znikania drgań dają nagłą zmianę początkowego potencjału siatki /"pykania"/.

Powstawanie i znikanie drgań spowodowane jest tu tem, iż po powstaniu, wskutek stopniowego wzmacniania się ich, potencjał siatki może się obniżyć do tego stopnia, że prąd anodowy zostanie przerwany ; wówczas drgania znikają, a potencjał siatki znów uzyskuje taką wartość, przy której drgania mogą z powrotem się wzbudzić.

Dla uniemożliwienia powstawania drgań wskutek sprzężenia przez lampę należy rozstroić obwody odpowiednich transformatorów, np. przez włączenie dodatkowych pojemności. Często wystarcza, dla usunięcia gwizdania,

przełączenie końców uzwojeń transformatorów, gdyż wskutek tego zmienia się rozkład pojemności, a więc i okres własnych drgań uzwojeń.

Drugą okolicznością, umożliwiającą powstanie drgań w amplifikatorze, jest opór ujemny w obwodzie siatki - w wypadku lampy o niedoskonałej próżni, której charakterystyka prądu siatki posiada wówczas dla pewnego zakresu ujemnych potencjałów siatki opór ujemny, wywołany obecnością prądu jonowego.

DETEKTORY.

Rodzaje detektorów. - Brak dostatecznie czułych urządzeń reagujących na prądy zmiennej wielkiej częstotliwości nasuwa konieczność uciekania się w radjokomunikacji do stosowania uprzedniej przemiany tych prądów zmiennych na prądy jednokierunkowe, które dają się już ze znaczną łatwością stwierdzać przy pomocy względnie prostych urządzeń.

Przemianę prądów zmiennych wielkiej częstotliwości/o wartości średniej równej zeru/ na prądy, których wartość średnia jest większa od zera, uskutecznia się przy pomocy przyrządów zwanych detektorami.

Ze stosowanych dziś detektorów wymienić należy :

I. detektory stykowe, z których najpopularniejszy jest t.zw. detektor kryształkowy,

II. detektory lampowe, działające w jednym z trzech układów, a mianowicie w układzie :

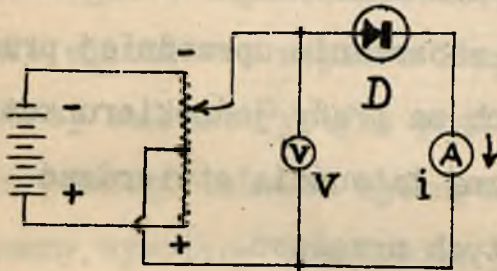
a/ detekcji kenotronowej,

b/ detekcji na zakrzywieniu charakterystyki prądu anodowego,

c/ detekcji na zakrzywieniu charakterystyki

prądu siatki.

Z a s a d a d e t e k c j i. - Działanie detektorów opiera się na nieprostoliniowości charakterystyki detektora, t.j. krzywej, która wyraża zależność prądu i , przepływającego przez detektor D /rys. 1./,



Rys. 1.

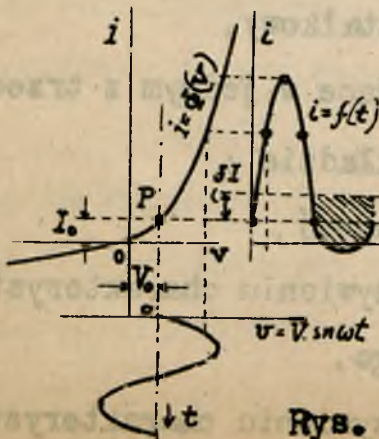
od przyłożonego do jego zacisków napięcia V . Dzięki tej nieprostoliniowości mamy tu do czynienia z działaniem wentylowem, podobnem jak w

w znanych prostownikach elektrycznych.

Załóżmy, że charakterystyka /statyczna/ detektora, przedstawiona na rys. 2, wyraża się równaniem

$$i = \Phi(V) \quad \text{1/}$$

Wyberzmy za początkowy punkt pracy, punkt o współrzędnych $V=V_0$ i $i=I_0$



Rys. 2.

$V=V_0$ i $i=I_0$

Czywiście, współrzędne tego punktu muszą spełniać równanie 1/, a więc

$$I_0 = \Phi(V_0) \quad \text{2/}$$

Udzielamy napięciu V_0 pewien mały przyrost ΔV .
Prąd I_0 otrzyma oczywiście wskutek tego również pewien przyrost Δi , przyczem musi być

$$(I_0 + \Delta i) = \Phi(V_0 + \Delta V) \quad /3/$$

Rozkładając /3/ na szereg Taylora mamy

$$I_0 + \Delta i = \Phi(V_0) + \Delta V \cdot \Phi'(V_0) + \frac{\Delta V^2}{2} \cdot \Phi''(V_0) + \dots \quad /4/$$

Jeśli $\Delta V \ll V_0$, wówczas dalsze wyrazy można pominąć i wyznaczyć z /4/

$$\Delta i = \Delta V \cdot \Phi'(V_0) + \frac{\Delta V^2}{2} \cdot \Phi''(V_0) \quad /5/$$

W wypadku, gdy udzielony przyrost ΔV jest napięciem zmiennym /rys. 2/ kształtu

$$\bar{V} \cdot \sin \Omega t,$$

wówczas

$$\Delta i = \bar{V} \cdot \sin \Omega t \cdot \Phi'(V_0) + \frac{\bar{V}^2}{2} \cdot \sin^2 \Omega t \cdot \Phi''(V_0) \quad /6/$$

Średnia wartość napięcia zmiennego na detektorze za okres jest oczywiście równa zero, albowiem wyrażenie

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin \Omega t \cdot d(\Omega t) = 0 \quad //$$

Jednakowoż taka sama średnia wartość przyrostów prądu

du w detektorze nie jest równa zero, bowiem, jak wiadomo

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \Omega t \cdot d(\Omega t) = \frac{1}{2} \quad /8/$$

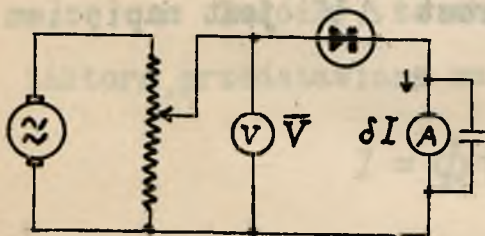
a przeto, jeśli tylko

$$\Phi''(V_0) \neq 0$$

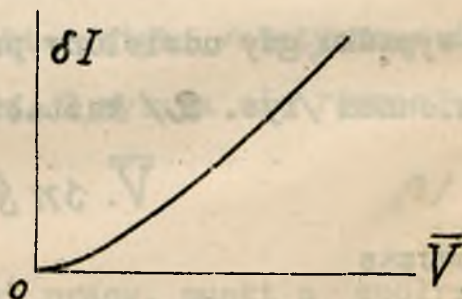
to

$$\delta I = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\Delta i) \cdot d(\Omega t) = \frac{\bar{V}^2}{4} \cdot \Phi''(V_0) \quad /9/$$

Wielkością charakteryzującą działanie detekcyjne jest tu wartość drugiej pochodnej funkcji $i = \Phi(V)$ w punk-



Rys. 3.



Rys. 4

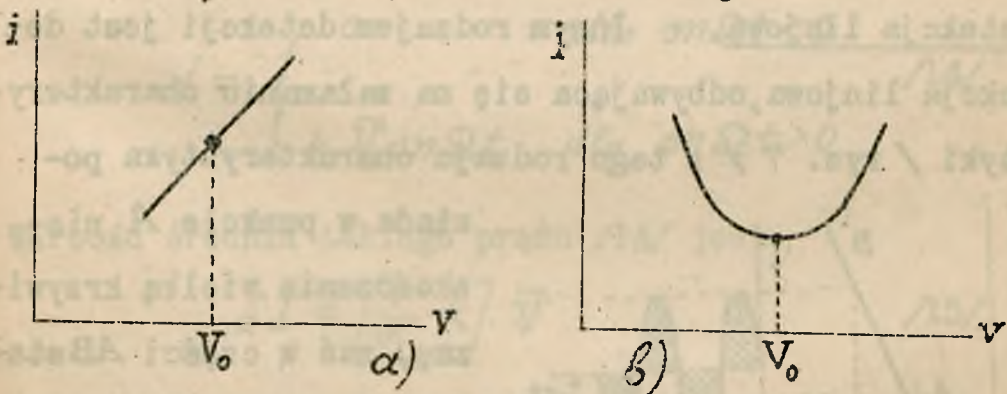
cie pracy / I_0, V_0 /. Najkorzystniejszym będzie taki punkt na krzywej, dla którego $\Phi''(V_0)$ jest największa. Dla dogodniejszego zanalizowania tej funkcji przypomnijmy, że równanie promienia krzywizny /krz/ jest :

$$\text{prom. krz. } (krz) = \frac{[1 + \Phi'^2(V_0)]^{3/2}}{\Phi''(V_0)} \quad /10/$$

czyli

$$\Phi''(V_0) = \frac{[1 + \Phi'^2(V_0)]^{3/2}}{(krz)} \quad /11/$$

Wynika stąd, iż $\Phi''(V_0)$ jest tem większe, im przy możliwie dużej krzywiznie /małe (krz) / nachylenie krzywej / $\Phi'(V_0)$ / jest możliwie duże. Ani punkt leżący na odcinku prostoliniowym /rys. 5 a /, ani na zakrzywieniu, w którym styczna jest równoległa do osi V , /rys. 5 b /, nie nadają się dla detekcji.

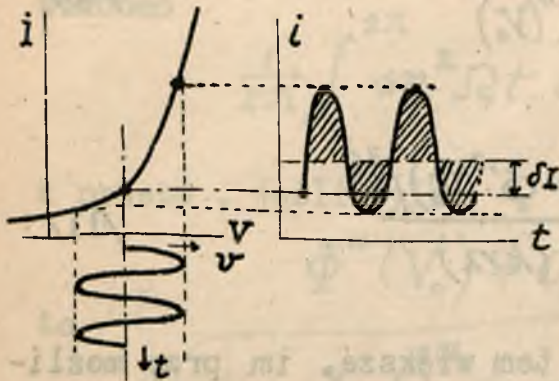


Rys. 5.

Natomiast b. korzystny jest punkt, w którym - obok dużej krzywizny - charakterystyka posiada przebieg pochyły / rys. 6 /.

Detekcja kwadratowa. - Rozpatrzony rodzaj detekcji na

zakrzywieniu należy do typu



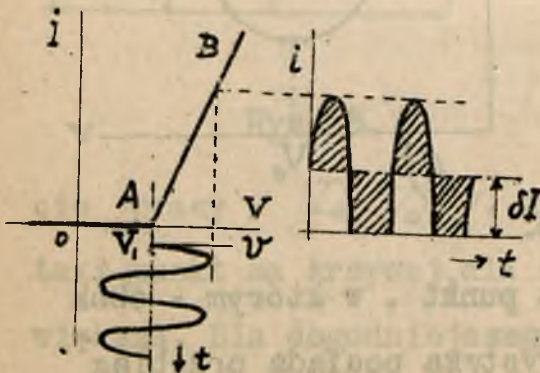
Rys. 6.

czyli zależność .

$$\left(\delta I = f(\bar{V}) = \left[\frac{1}{4} \Phi''(V_0) \right] \cdot \bar{V}^2 \right) \quad /12/$$

jest linją o przebiegu parabolicznym. / rys. 4 /.

Detekcja linjowa. - Innym rodzajem detekcji jest detekcja linjowa, odbywająca się na załamaniu charakterystyki / rys. 7 / ; tego rodzaju charakterystyka po-



Rys. 7.

siada w punkcie A nieskończenie wielką krzywą, zaś w części AB stałe i znaczne pochylenie. Wybierając początkowy punkt pracy w A , otrzymujemy doskonałe warunki detekcji, polegającej tu niejako na odcinaniu jednych półokresów prądu, odpowiadających jednym półokresom

t.zw. detekcji kwadratowej , to znaczy, iż przyrost δI jest proporcjonalny do kwadratu napięcia \bar{V} , przyłożonego do detektora. Inaczej mówiąc , charakterystyka dynamiczna detektora,

siada w punkcie A nieskończenie wielką krzywą, zaś w części AB stałe i znaczne pochylenie. Wybierając początkowy punkt pracy w A , otrzymujemy doskonałe warunki

napięcia. Wartość średnia otrzymanego w ten sposób prądu jednokierunkowego jest proporcjonalna do pierwszej potęgi amplitudy napięcia. Istotnie, równanie takiej załamanej charakterystyki ma postać ogólną

$$i = \begin{cases} 0 & \text{dla } v < V_i \\ k(v - V_i) & \text{dla } v > V_i \end{cases} \quad /13/$$

Jeśli wybierzemy początkowy punkt pracy w punkcie $v = V_i$, wówczas, przy napięciu na detektorze o kształcie

$$v = \bar{V} \cdot \sin \Omega t$$

otrzymamy prąd o równaniu

$$i = \begin{cases} 0 & \text{dla } \sin \Omega t < 0 \\ k \cdot \bar{V} \cdot \sin \Omega t & \text{dla } \sin \Omega t > 0 \end{cases} \quad /14/$$

Wartość średnia takiego prądu /14/ jest

$$\delta I = \left[\frac{1}{\pi} \cdot k \right] \cdot \bar{V} \quad /15/$$

Jest to równanie charakterystyki dynamicznej tego typu detektora będącej tu linią prostą.

Detekcja napięć o zmiennej amplitudzie. Napięcia

zmienne w.c.z. poddawane detekcji w radjotechnice

przeważnie nie mają stałej amplitudy, lecz zmienia

się ona w czasie / z częstotliwością małą : np. sły-

szalną/. Zatem napięcie detektowane ma postać

$$v = [\bar{V}(t)]. \sin \Omega t \quad /16/$$

gdzie $[\bar{V}(t)]$ jest funkcją czasu.

Oczywiście funkcją czasu w takim przypadku będzie przyrost prądu δI , a mianowicie, dla detekcji kwadratowej

$$\delta I = \frac{1}{4} \Phi''(V_0) \cdot [\bar{V}(t)]^2, \quad /17/$$

podczas gdy dla detekcji linjowej

$$\delta I = \frac{1}{\pi} \cdot k [\bar{V}(t)] \quad /18/$$

Najczęściej spotykanym kształtem napięcia $\bar{V}(t)$ jest napięcie t.zw. modulowane sinusoidalnie pulsacją ω

$$\bar{V} = \bar{V}_0 (1 + m \cdot \sin \omega t) \quad /19/$$

/ m - głębokość modulacji ≤ 1 /.

Przy detekcji linjowej prąd detektowany

$$\delta I = \frac{1}{\pi} k \bar{V}_0 (1 + m \cdot \sin \omega t) = \bar{I}_0 (1 + m \cdot \sin \omega t) \quad /20/$$

jest wiernym odtworzeniem napięcia detektowanego,

podczas, gdy przy detekcji kwadratowej jest on

$$\begin{aligned} \delta I &= \frac{1}{4} \Phi''(V_0) [\bar{V}_0 (1 + m \cdot \sin \omega t)]^2 = \\ &= \frac{1}{4} \Phi''(V_0) \bar{V}_0^2 [1 + 2m \cdot \sin \omega t + m^2 \sin^2 \omega t] \quad /21/ \end{aligned}$$

Z równania /21/ widzimy, - pomijając już nie linjową zależność między ΔI i \bar{V}_0 , - iż prąd zdetektowany oprócz częstotliwości ω /wyraz drugi/ posiada jeszcze składowe o częstotliwości 2ω /wyraz trzeci/,
bowiem

$$2sn^2\omega t = 1 - cs 2\omega t$$

Dla $m \ll 1$ /modulacja płytka/ oczywiście wyraz z m^2 jest do pominięcia wobec 1, a przeto zniekształcające działanie tej częstotliwości może być niewielkie.

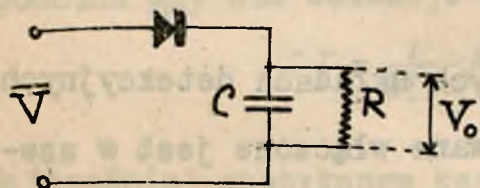
Stała czasu układu. - W tych układach detekcyjnych, w których napięcie detektowane włączone jest w szereg z detektorem i odbiornikiem energii prądu zdetektowanego, bocznikuje się zazwyczaj oporność R tego odbiornika energii kondensatorem o odpowiedniej pojemności C . Rola tego kondensatora jest dwójaka: po pierwsze - ma on za zadanie zmniejszyć oporności obwodu dla prądów zdetektowanych w.cz. i - po drugie - całkować zdetektowane prądy w.cz. dla uzyskania średniej wartości napięcia na odbiorniku energii.

W ten sposób, wielkość pojemności C ze względu na warunek pierwszy winna być jaknajwiększa; jednak ze względu na warunek drugi - pojemność ta

nie może być za duża, szczególnie jeśli chodzi o detektowanie napięć o zmiennej amplitudzie, gdyż należy mieć tu na uwadze stałą czasu układu RC ze względu na stany nieustalone.

Istotnie, jeśli z jednej strony kondensator C ładuje się przez detektor, z drugiej strony wyładowuje przez opór R , to miarą szybkości ustalania się przebiegów elektrycznych w układzie RC /rys. 8/ jest

wyrażenie



$$e^{-\frac{t}{RC}}$$

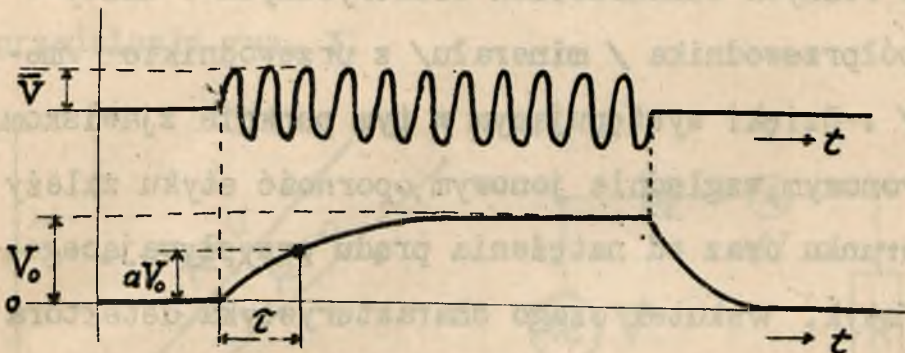
Rys. 8.

Im RC jest mniejsze tym stan szybciej się ustala, albo, tym bliższą do ustalonej wartości - po upływie czasu t - uzyskują przebiegi w układzie.

Tak więc napięcie zdetektowane występujące na oporności odbiornika energii R , nie od razu uzyskuje swą wartość końcową V_0 , odpowiadającą napięciu detektowanemu \bar{V} , lecz narasta stopniowo /rys. 9/, według krzywej określonej stałą czasu RC .

W podobny sposób odbywa się znikanie napięcia V_0 , gdy zniknie \bar{V}

Jeżeli naprzykład żądamy, aby uzyskanie wartości αV_0 nastąpiło nie później, niż po czasie τ ,



Rys. 9.

musi być wówczas spełniony warunek

$$\alpha \cdot V_0 \geq V_0 (1 - e^{-\frac{\tau}{RC}})$$

/22/

czyli

$$e^{-\frac{\tau}{RC}} \leq (1 - \alpha)$$

Skąd

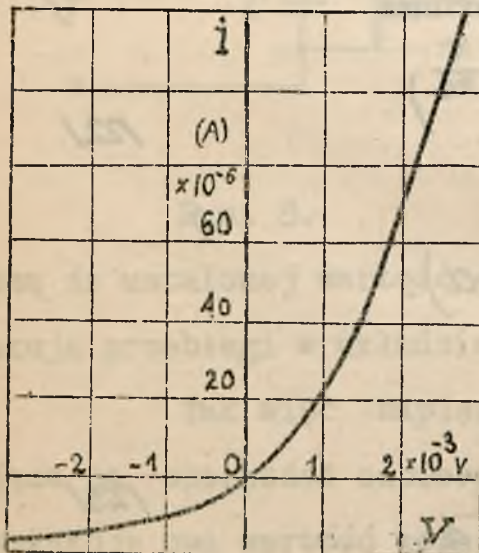
$$RC \leq \frac{\tau}{\ln \frac{1}{1-\alpha}}$$

/23/

Przy danym R otrzymujemy pewną wartość C , której nie należy przekraczać. Jednak ze względu na warunek zmniejszenia oporności obwodu detekcyjnego, C winno być możliwie duże. Wybiera się tu przeto kompromis, którego liczbowe wartości określone są danymi praktycznymi.

DETEKTOR STYKOWY.

Istotną częścią detektora jest punkt styku dwóch ciał o różnych własnościach elektrycznych : zazwyczaj półprzewodnika / minerału / z przewodnikiem / metalem / . Dzięki występującym w tym punkcie zjawiskom elektronowym, względnie jonowym, oporność styku zależy od kierunku oraz od natężenia prądu przyływającego przez styk, wskutek czego charakterystyka detektora ma przebieg nieprostoliniijny, jak to wskazuje rys. 1, dla dobrego typowego detektora kryształkowego / galena-drucik srebrny /.

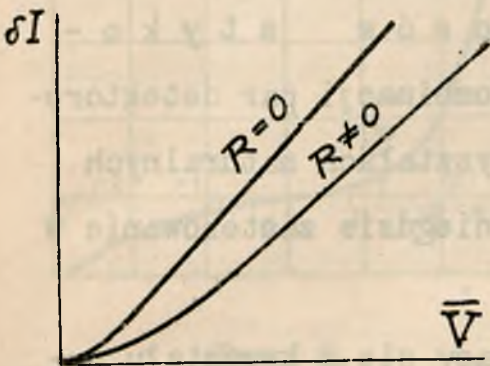


Rys. 1.

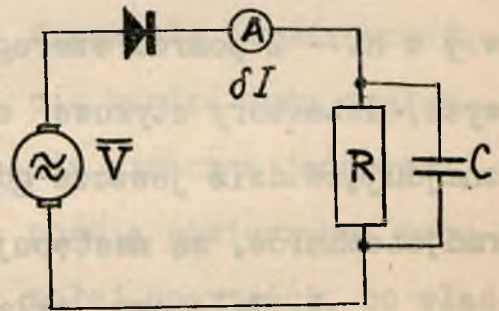
dynamiczna tego detektora ma kształt wskazany na rys. 2.

Wybierając początkowy punkt pracy dla $V=0$, otrzymujemy dla małych amplitud napięć detektowanych zależność δI od \bar{V} kwadratową, natomiast dla amplitud dużych zależność ta staje się raczej linjową, dzięki czemu charakterystyka

Prąd zdetektowany wykorzystuje się przeważnie w jakimś odbiorniku energii / słuchawka, przekaźnik lub t.p. / posiadającym pewną oporność R - jak to przedstawia rys. 3.



Rys. 2.



Rys. 3.

Odbiornik ten bocznikuje się zazwyczaj pojemnością C taką, by jej oporność pozorną dla częstotliwości napięcia detektowanego była mała w stosunku do oporności detektora, natomiast dostatecznie jeszcze duża dla częstotliwości prądu zdetektowanego, np. dla prądu stałego - oporność kondensatora C jest nieskończona/. W tych warunkach można przyjmować, iż napięcie zmienne na detektorze jest równe napięciu na zaciskach i jedynie prąd zdetektowany, napotykając R ulega zmniejszeniu. Tak więc przebieg charakterystyki dynamicznej przy włączonej oporności R jest inny; mia-

nowicie ze wzrostem R charakterystyka staje się coraz mniej pochyłą / rys. 2 /.

Charakterystyki dynamiczne pozwalają na wyznaczenie prądu w odbiorniku energii w zależności od napięcia zmiennego na detektorze.

R o d z a j e d e t e k t o r ó w s t y k o - w y c h. - Z pośród szeregu kombinacji par detektorowych, detektory stykowe o kryształach naturalnych znajdujące dziś jeszcze gdzieś zastosowanie w radjotechnice, są następujące :

1. Galenowy, składający się z kryształu galeny / błyszczek ołowiu $Pb.S$, do którego dotyka z odpowiednim dociskiem drucik srebrny lub miedziany.

2. Perikonowy, utworzony przez dwa kryształy: cynkit / $(Zn Mn)O$ / oraz chalkopiryt $Cu Fe S_2$, dość silnie stykające się ^{x/}.

3. Karborundowy, składający się z karborundu / $Si C$ / oraz stali silnie dociśniętych.

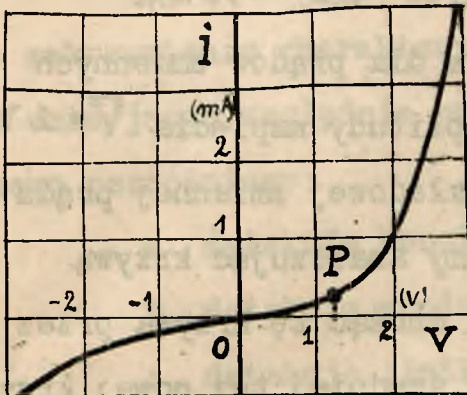
O ile charakterystyki detektorów galenowego i perikonowego posiadają najkorzystniejszy punkt detekcji dla $V=0$, o tyle detektor karborundowy wymaga początkowego napięcia pomocniczego dla przesunię-

x/

jako odmiana - cynkit z telurem

cia punktu pracy do punktu P / rys. 4. /.

Ostatnio prawie wyłącznie stosuje się detektory z kryształami sztucznymi, otrzymywanymi drogą



syntetyczną, znane pod nazwami handlowymi : ro-torit, silverit i t.d. Kryształy te odznaczają się bardzo dużą czułością, znaczną jednorodnością powierzchni przy małej oporności, co właś-

Rys. 4.

nie daje duże nachylenie charakterystyki dynamicznej.

Charakterystyka statyczna takiego kryształu syntetycznego przedstawiona jest na rys. 5.

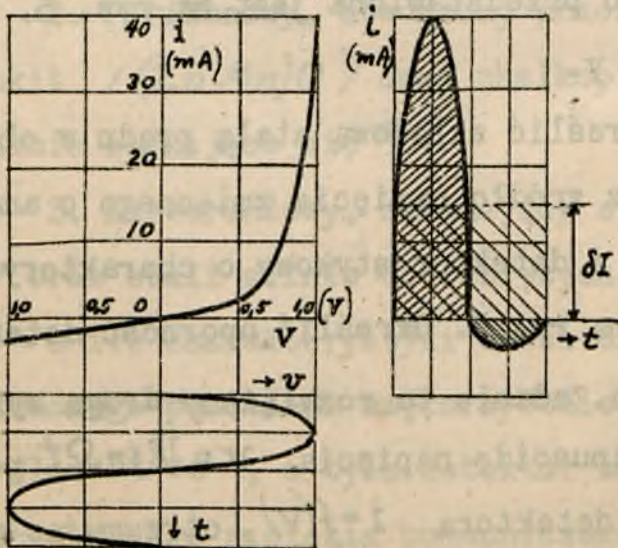
P r z y k ł a d y.

1. Określić składową stałą prądu w obwodzie utworzonym przez źródło napięcia zmiennego o amplitudzie $\bar{V} = 1 V$ i detektor stykowy o charakterystyce przedstawionej na rys.5. Określić oporność detektora dla prądów zmiennych. Zadanie to rozwiążemy drogą wykreślną rzutując sinusoidę napięcia $v = \bar{V} \cdot \sin \Omega t$ poprzez charakterystykę detektora $i = f(v)$, otrzymując w ten sposób krzywą chwilowych wartości prądu w obwodzie

$i = f(t)$. Następnie-przez planimetrowanie - obliczamy średnią wartość tej krzywej za okres, czyli składową stałą prądu w detektorze $\delta I = 15 \text{ mA}$.

Oporność detektora dla prądów zmiennych określimy jako stosunek amplitudy napięcia $\bar{V} = 1 \text{ V}$ do amplitudy podstawowej składowej zmiennej prądu w detektorze, którą znajdziemy analizując krzywą $i = f(t)$, np. graficznie, mnożąc tę krzywą przez $\sin \omega t$ i szukając wartości średniej tej nowej krzywej $f(t) \cdot \sin \omega t$ za $\frac{1}{2}$ okresu.

Wynosi ona $\bar{I} \cong 18 \text{ mA}$, a przeto szukana oporność jest $\frac{1,1000}{18} \cong 55 \Omega$



Rys. 5.

DETEKTORY LAMPOWE.

Działanie detektorów lampowych opiera się na zakrzywieniu charakterystyk prądu anodowego, prądu emisyjnego, względnie prądu siatki, w zależności od czego rozróżniamy:

- a. detekcję kenotronową,
- b. detekcję anodową,
- c. detekcję siatkową.

DETEKCJA KENOTRONOWA.

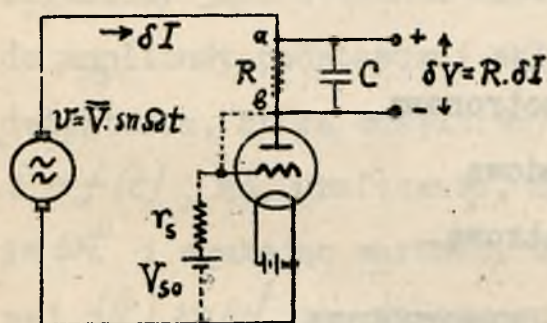
Detekcja kenotronowa sprowadza się do prostowania napięcia detektowanego przy pomocy niewielkiej lampy dwuelektrodowej / zazwyczaj otrzymywanej z lampy trójelektrodowej przez połączenie anody z siatką / w układzie podobnym do układu prostownika jednofazowego jednopółkownikowego / rys. 2.II.a / . Oporem odbiornika energii jest tu słuchawka, głośnik, uzwojenie pierwotne transformatora m.cz. lub t.p. oporność, na której występuje spadek napięcia zdetektowanego, wzgl. w której wydziela się energia prądu zdetektowanego /stałego lub zmiennego m.cz. /.

W tym przypadku kondensator wyrównawczy nie tylko nie może mieć pojemności zbyt wielkiej,

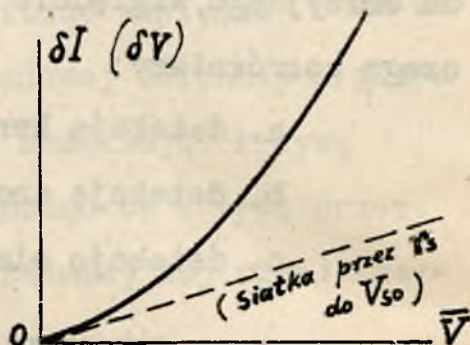
lecz przeciwnie, winien być odpowiednio mały, gdyż ma on umożliwić powstawanie na oporności R napięcia

$$\delta V = R \cdot \delta I,$$

które jest zmienne w czasie / z częstotliwością ma-



Rys. 1.



Rys. 2.

łą / zgodnie z 17 i 18.IV.-./ . W przeciwnym bowiem razie, przy dużej oporności R , gdy stała czasu RC będzie zbyt wielka, napięcie δV nie będzie nadążać w swych zmianach za zmianami $\bar{V}(t)$, a zatem wystąpi tu zniekształcenie, wyrażające się złagodzeniem ostrych przebiegów prądów, względnie upośledzeniem wyższych częstotliwości napięcia zdetektowanego.

Rola kondensatora C sprowadza się tu zatem do bocznikowania oporności R dla prądów w.c.z.; a więc jego oporność pozorna winna być możliwie mała dla prądów w.c.z., zaś możliwie wielka dla najwyższej częstotliwości prądów zdetektowanych.

Kształt charakterystyki dynamicznej /rys.2 / dla detektora kenotronowego jest raczej zbliżony do kwadratowej /szczególnie dla małych amplitud \bar{V} /. Znaczne poprawienie tego kształtu / w kierunku linjowości/- co prawda, kosztem pewnego zwiększania oporności wewnętrznej detektora - daje się uzyskać przez udzielenie siatce lampy poprzez odpowiednio dobraną oporność r_s pewnego niewielkiego dodatniego potencjału / linja przerywana na rys.2 /.

DETEKCJA ANODOWA.

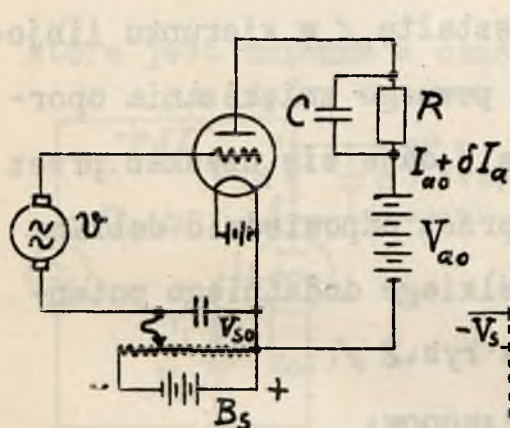
Charakterystyka prądu anodowego posiada dwa punkty nadające się - zgodnie z rozważaniami poprzednimi - do pracy detekcyjnej : 1 - punkt dolnego i 2 - punkt górnego zakrzywienia. Punkt dolny odpowiada ujemnemu początkowemu potencjałowi siatki, punkt górny - raczej dodatniemu.

Punkt dolnego zakrzywienia jest bardziej dogodny , gdyż praca może się tu odbywać bez prądu w obwodzie siatki ; również przebieg charakterystyki w otoczeniu tego punktu jest bardziej stały, niezależny od stanu żarzenia katody w takim stopniu jak punkt górnego zakrzywienia.

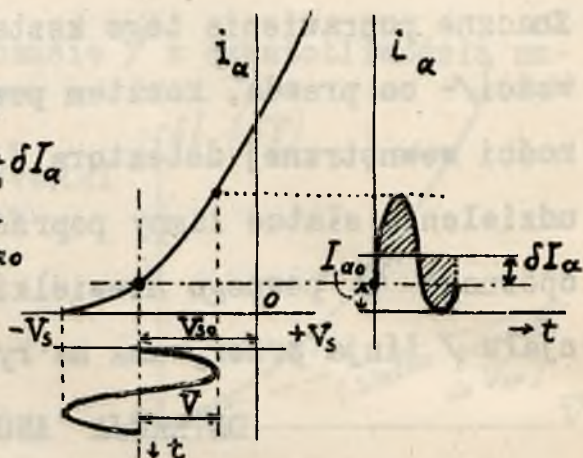
Układ detekcji anodowej przedstawia rys.3.

IV.b.4.

Napięcie detektowane \mathcal{U} , działając na siatkę w otoczeniu początkowego potencjału V_{s0} , wybranego tuż powyżej dolnego zakrzywienia, daje przyrost prądu an-



Rys. 3.



Rys. 4.

dowego δI_{α} /rys. 4 /, przepływający przez oporność R , w której zostaje wykorzystany.

Dla przypadku, gdy $R \ll \rho$, przyrost δI_{α} obliczymy, stosując wzór /9/ .

W tym celu z charakterystyki prądu anodowego lampy

$$i_{\alpha} = f(V_s) \quad /1/$$

określimy drugą jej pochodną w punkcie ($V_s = V_{s0}$; $V_{\alpha} = V_{a0}$) jako

$$f''(V_{s0}) = \frac{\partial^2 i_{\alpha}}{\partial V_s^2} = \frac{\partial}{\partial V_s} \left(\frac{\partial i_{\alpha}}{\partial V_s} \right) \quad /2/$$

Ponieważ, zgodnie z /33.I.c./ :

$$\frac{\partial I_{\alpha}}{\partial V_s} = S_{\alpha} \quad /3/$$

przeto / 2 / można przedstawić w postaci

$$f''(V_{s0}) = \frac{\partial S_{\alpha}}{\partial V_s}, \quad /4/$$

a zatem /9.IV.-. / będzie

$$\delta I_{\alpha} = \frac{\bar{V}_s^2}{4} \left(\frac{\partial S_{\alpha}}{\partial V_s} \right) \quad /5/$$

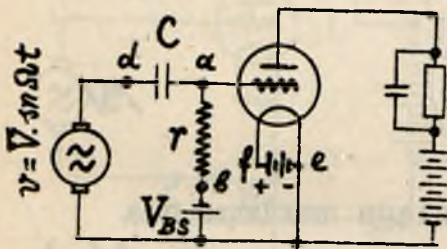
Przy danym \bar{V}_s przyrost δI_{α} osiąga maximum dla takiego V_{s0} , dla którego stromość krzywej $S_{\alpha} = f(V_s)$, wyrażającej zależność nachylenia charakterystyk S_{α} od potencjału początkowego V_{s0} , jest największa.

W przypadku, gdy oporność R nie jest mała wobec ρ , zamiast S_{α} do wzoru / 5 / musimy wprowadzić nachylenie robocze S_r dla danej oporności / i dla danej częstotliwości detektowanej /.

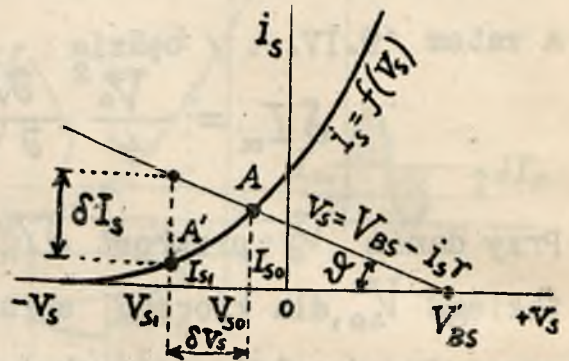
Detekcja anodowa znajduje głównie zastosowanie przy większych amplitudach \bar{V}_s , dla których należy ją uważać raczej za detekcję linjową. W tym przypadku posługujemy się wz. /15.IV.7/, przyjmując $k = S_r'$, gdzie S_r' jest nachyleniem roboczym odcinka prostoliniowego, którym zastępujemy rzeczywistą charakterystykę, stosownie do poprzednich rozważań.

DETEKCJA SIATKOWA.

Wykorzystuje się tu dolne zakrzywienie charakterystyki prądu siatki /elektronowego / w układzie przedstawionym na rys.5.



Rys. 5.



Rys. 6.

Siatka lampy posiada tu początkowy potencjał V_{S0} , udzielony za pośrednictwem oporu r z baterji o napięciu V_{BS} . Ten potencjał siatki jest równy napięciu baterji V_{BS} minus spadek napięcia prądu siatki I_{S0} na oporności r , a więc istnieje tu zależność :

$$V_{S0} = V_{BS} - I_{S0} \cdot r \quad /6/$$

Jeżeli równanie charakterystyki prądu siatki jest dane w postaci funkcji

$$i_s = f(v_s), \quad /7/$$

wówczas można określić wielkości V_{S0} i I_{S0} , rozwiązując układ równań / 6 / i / 7 / analitycznie lub

graficznie, prowadząc w układzie osi charakterystyki / 7 / linię prostą o równaniu

$$V_s = V_{Bs} - I_s r, \quad 18/$$

dającą w punkcie przecięcia A szukane wielkości I_{s0} i V_{s0} /rys. 6 /. Prosta / 8 / przecina oś V_s w punkcie $V_s = V_{Bs}$ i tworzy z nią kąt ϑ , taki, iż

$$\operatorname{ctg} \vartheta = -r \quad (?)$$

Prądy wielkiej częstotliwości, które mają być detektowane, wywołują poprzez kondensator C wahania potencjału siatki. Dzięki krzywiźnie charakterystyki / 7 /, dodatnim przyrostom potencjału siatki odpowiadać będą większe co do bezwzględnej wartości przyrosty dodatnie prądu siatki, aniżeli ujemnym potencjałom - ujemne przyrosty. Średnia wartość prądu siatki ulegnie przeto zmianie, a mianowicie wzrośnie - zgodnie z równaniem / 9.IV.-. / - o

$$\delta I_s = \frac{V_s^2}{4} \cdot f''(V_{s0}) \quad 19/$$

Ten prąd δI_s popłynie przez opór r , dając na jego oporności spadek napięcia $r \cdot \delta I_s$, co spowoduje ustalenie się nowego stanu potencjału V_s i prądu siatki I_s , według równania :

$$V_{S'} = V_{B_S} - r \cdot I_{S'} - r \cdot \delta I_S \quad /10/$$

Punkt pracy przesuwają się w ten sposób z A do A' , a potencjał siatki obniża się o wartość

$$V_{S_0} - V_{S'} = \delta V_S \quad /11/$$

Jeżeli punkt A' leży nie daleko od punktu A , odcinek AA' można uważać za linię prostą i przyrost δV_S powiązać z różnicą prądów $I_{S_0} - I_{S'}$ równaniem

$$\frac{V_{S_0} - V_{S'}}{I_{S_0} - I_{S'}} = \rho_s = \frac{\delta V_S}{I_{S_0} - I_{S'}} \quad /12/$$

gdzie ρ_s jest opornością obwodu siatki w otoczeniu punktu A /względnie A' /.

Odejmując /10/ od /5/ i uwzględniając /12/ określimy

$$\delta V_S = \frac{\delta I_S}{\frac{1}{r} + \frac{1}{\rho_s}} \quad /13/$$

Podstawiając do /13/ δI_S z równania /9/ otrzymamy

$$\delta V_S = -\frac{\bar{V}_S^2}{4} \cdot f''(V_{S_0}) \frac{1}{\frac{1}{r} + \frac{1}{\rho_s}} \quad /14/$$

W przypadku, gdy $r \gg \rho_s$ wyrażenie /14/ przybierze postać

$$\delta V_s = \frac{\bar{V}_s^2}{4} \cdot f''(V_{s0}) \cdot \rho_s \quad /15/$$

Wartość drugiej pochodnej $f''(V_{s0})$ określimy z równania charakterystyki prądu siatki

$$i_s = I_{s0} \cdot e^{\gamma V_s} \quad /16/$$

jako

$$f''(V_{s0}) = \left(\frac{\partial^2 i_s}{\partial V_s^2} \right)_{V_{s0}} = \frac{\gamma}{\rho_s} \quad /17/$$

$$f'(V_s) = \gamma \cdot I_s$$

$$f''(V_s) = \gamma \left(\frac{\partial I_s}{\partial V_s} \right) = \frac{\gamma}{\rho_s}$$

Równanie /15/ będzie zatem

$$\delta V_s = \frac{1}{4} \cdot \gamma \cdot \bar{V}_s^2 \quad /18/$$

Jeżeli otoczeniu punktu pracy V_{s0} odpowiada prostolinijny odcinek charakterystyki prądu anodowego o nachyleniu roboczej charakterystyki S_r , wówczas przyrost potencjału siatki δV_s wywoła przyrost prądu anodowego

$$\delta I_a = S_r \cdot \delta V_s = \frac{1}{4} \cdot \gamma \cdot S_r \cdot \bar{V}_s^2 \quad /19/$$

Z równania /19/ wynika wniosek, iż jeśli tylko praca

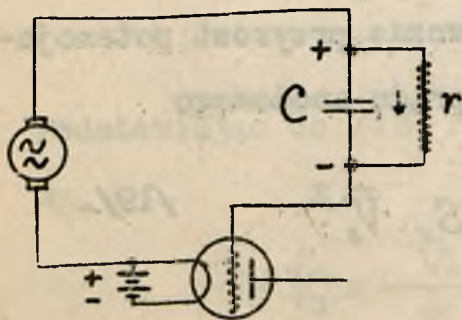
odbywa się na prostolinijnej części charakterystyki prądu anodowego, działanie detekcji nie zależy od wyboru początkowego punktu pracy na charakterystyce prądu siatki.

Zazwyczaj wybiera się V_{S_0} w otoczeniu zera, zaś napięcie anodowe V_{a_0} winno być takie, aby środek części prostolinijnej charakterystyki prądu anodowego wypadł dla wybranego V_{S_0} .

Dla stosowanych, jako detektory siatkowe, lamp trójelektrodowych napięcie V_{B_5} zawiera się w granicach od 0 do + 4 V, a zatem dołącza się koniec b operu γ do ujemnego / e /, a częściej dodatniego / f / bieguna baterji żarzenia, unikając w ten sposób potrzeby dawania specjalnej baterji.

Również żadna zasadnicza zmiana w układzie nie zachodzi, jeśli opór r zostanie przyłączony nie w punktach ab , lecz w punktach ad , równoległe do kondensatora C , jak to przedstawia rys. 7.

Układ ten przypomina układ prostownika kenotronowego, w którym rolę prostownika, zamiast prze-



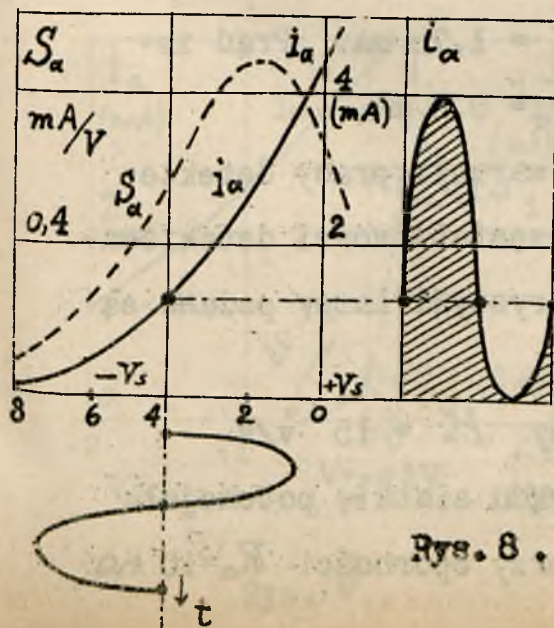
Rys. 7.

strzeni : "katoda-anoda" kenotronu - odgrywa przestrzeń "katoda-siatka" lampy trójelektrodowej.

Wartości r i C . - Przy wyborze wielkości r i C należy kierować się rozważaniami poprzednio przytoczonymi. Ze względu na dobre przenoszenie napięć zmiennych na siatkę, C winno być duże i to tem większe, im większa jest wejściowa pojemność lampy λp . Rodz. III.a./zaś ze względu na stałą czasu - możliwie małe. Co do oporności r - winna być duża wobec ρ_s , jednak nie za duża ze względu na stałą czasu oraz zjawiska omówione w rozdz.III.a.

W praktyce stosuje się tu $C = 50 \div 300 \mu F$
 $r = 0,5 \div 4 M\Omega$.

Przykłady .



Rys. 8 .

1. Dobrać najkorzystniejszy punkt pracy dla detekcji na zakrzywieniu dolnem charakterystyki prądu anodowego dla lampy o danych charakterystykach / rys. 8 / . Obliczyć przyrost prądu anodowego dla amplitudy napięcia siatki $\bar{V}_s = 3,5V$.

IV.b.12.

Wykreślamy dla danej charakterystyki krzywą zależności nachylenia S_α od V_s / krzywa kreskowana /. Następnie szukamy na niej punktu, gdzie nachylenie tej krzywej jest największe, t.zn. gdzie wyrażenie

$$\frac{dS_\alpha}{dV_s} \text{ osiąga max..}$$

Ma to miejsce dla $V_s = -4 V$.

W punkcie tym wynosi $\frac{dS_\alpha}{dV_s} \cong 0,165 \text{ mA/V}^2$

Stosujemy wzór / 5.IV.b. / i obliczamy

$$\delta I_\alpha = \frac{1}{4} \cdot 3,5^2 \cdot 0,165 = 0,51 \text{ mA}$$

Metoda graficzna daje : powierzchnia zakreskowana

- ok. 7 jednostek ; okres prądu = 4 jednostki.

Srednia wartość prądu = $\frac{7}{4} = 1,75 \text{ mA}$. Prąd ze-

rowy = 1,25 mA. Przyrost $\delta I_\alpha = 0,5 \text{ mA}$.

2. Dobrać najkorzystniejsze warunki pracy detektora lampowego siatkowego dla częstotliwości detektowanej $F = 3 \cdot 10^5 \text{ c}$. Charakterystyki lampy podane są na rys. 9 .

Spółczynnik amplifikacji lampy $K = 15 \text{ v/v}$

Obliczyć przyrosty prądu siatki, potencjału siatki oraz prądu anodowego przy oporności $R_\alpha = 10 \text{ k}\Omega$.

w obwodzie anodowym przy amplitudzie napięcia na siatce $\bar{V} = 0,2 \text{ V}$.

Zakładamy $r = 1 \text{ M}\Omega$, $C = 200 \text{ pF}$

Opór r przyłączamy do ujemnego bieguna baterji żarzenia ($V_{B5} = 0$).

Prowadzimy przez punkt $V_s = 0$ prostą o nachyleniu $\text{ctg } \vartheta = r = 1 \text{ (M}\Omega\text{)}$.

Przecina ona charakterystykę prądu siatki w punkcie

$V_{s0} = -0,2 \text{ V}$, $I_{s0} = 0,2 \text{ }\mu\text{A}$. Poza tem mamy dla

$V_{s0} = 0$, $i_{s0} = 1,2 \text{ }\mu\text{A}$

Stosując wzór /16.IV.b./ piszemy

$$0,2 = 1,2 \cdot \gamma \cdot 0,2$$

skąd $\gamma \approx 9$. Ze wzoru /52.I.c./ obliczamy dla punktu

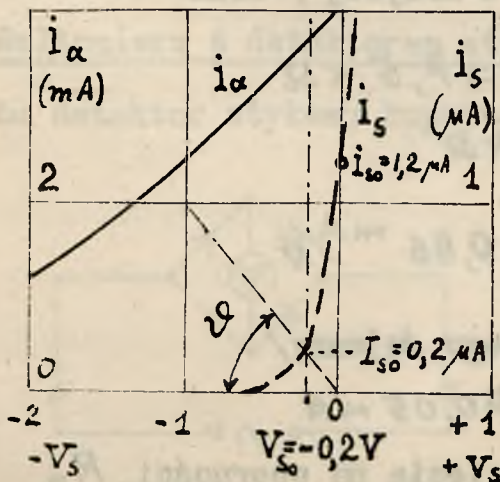
$$V_{s0} = -0,2 \text{ V}$$

$$\rho_s = \frac{1}{\gamma \cdot I_{s0}} = \frac{1}{9 \cdot 0,2} \approx 0,55 \text{ M}\Omega$$

Wzór /17/ daje

$$f''(V_{s0}) = \frac{\gamma}{\rho_s} = \frac{9}{0,55 \cdot 10^6} = 16,5 \cdot 10^{-6}$$

a przeto z /9.IV.b./ obliczamy przyrost prądu siatki :



Rys. 9 .

IV.b.14.

$$\delta I_s = \frac{1}{4} \cdot 0,2^2 \cdot 16,5 \cdot 10^{-6} = 0,165 \text{ } \mu\text{A} ,$$

a następnie z / 13 / przyrost potencjału siatki / ujemny /

$$\delta V_s = \frac{0,165 \cdot 10^{-6}}{\frac{1}{10^6} + \frac{1}{0,55 \cdot 10^6}} \approx 0,06 \text{ V.}$$

Wzór przybliżony / 15 / dałby

$$\delta V_s = \delta I_s \cdot \rho_s = 0,165 \cdot 10^{-6} \cdot 0,55 \cdot 10^6 = 0,09 \text{ V}$$

Przyrost prądu anodowego obliczamy ze wzoru / 19 /.

W tym celu potrzebna jest wartość nachylenia charakterystyki roboczej, którą dostaniemy ze wzoru /70.I.c/, przyjmując $S_\alpha = 2 \text{ mA/V}$ / z krzywej / oraz

$$\rho_\alpha = \frac{K_\alpha}{S_\alpha} = \frac{15}{2} = 7,5 \text{ k}\Omega$$

Będzie więc przy $R_\alpha = 10 \text{ k}\Omega$

$$S_r = \frac{2}{1 + \frac{10}{7,5}} = 0,86 \text{ mA/V}$$

Zatem przyrost prądu anodowego /ujemny/

$$\delta I_\alpha = 0,86 \cdot 0,06 \approx 0,05 \text{ mA}$$

co odpowiada przyrostowi napięcia na oporności R_α

$$\delta V_\alpha = 0,05 \cdot 10 = 0,5 \text{ V.}$$

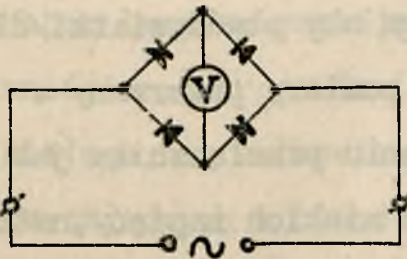
WOLTOMIERZE DETEKCYJNE.

Możliwość zastosowania detektorów dla pomiaru napięć zmiennych przy pomocy przyrządów pomiarowych prądu stałego wynika z równania/5.IV.-/, zgodnie z którym przyrost prądu stałego w detektorze jest funkcją napięcia zmiennego. Jeśli tylko funkcja ta jest jednoznaczna, wówczas można przecechować wskazanie przyrządu mierzącego ten przyrost prądu wprost w woltach napięcia zmiennego / np. sinusoidalnego /.

Podziałka takiego woltomierza będzie mniej lub więcej równomierna, zależnie od kształtu dynamicznej charakterystyki detekcji.

Woltomierze detekcyjne wykorzystują właściwości opisanych detektorów.

Woltomierz z detektorem stykowym. - Zastosowany jest tu detektor stykowy kuprytowy, /stosowany do prostowania



Rys. 1.

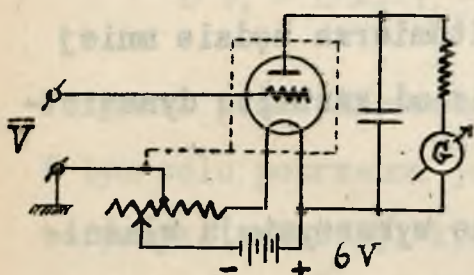
wania prądów o większych natężeniach - p.rodz.II/ w układzie prostowniczym jak na rys.1 . Przyrządy takie budowane na zakresy począwszy od 0-1V

w górę, posiadają podziałkę równomierną od części

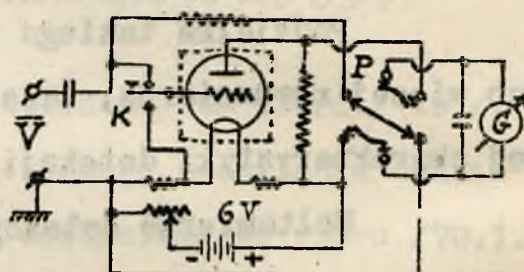
IV.c.2.

wolta. Oporność rzędu 1000 Ω

Woltomierz z detektorem kenotronowym wykorzystuje jednopołówkowe prostowanie lampy dwuelektrodowej. Jako lampę prostowniczą korzystnie jest stosować lampę trójelektrodową, której siatka posiada odpowiednio dobrany potencjał dla uzyskania równomiernej podziałki. Woltomierze lampowe / Moullin/ budowane są w zasadniczych typach : z detekcją anodową /rys.2/ oraz z siatkową, względnie kenotronową, /rys.3/. W przyrządach tych



Rys. 2.



Rys. 3.

anoda otrzymuje dodatni potencjał od dodatniego bieguna 6 V baterji żarzenia.

Układ pierwszy wymaga aby obwód siatki/dla prądu stałego/nie był podczas pomiaru przerwany .

Układ drugi, w położeniu przełącznika jak na rys., daje detekcję siatkową/do niskich napięć/, natomiast w położeniu P o 90° w lewo-daje kenotronową detekcję w obwodzie siatki. Klucz K służy do wyregulowania żarzenia przed pomiarem.

GENERATORY LAMPOWE.

W s t ę p.

Jednym z najważniejszych zastosowań lampy katodowej jest wykorzystanie jej jako generatora prądów zmiennych o częstotliwościach od części c. do setek milionów c. .

Prądy zmienne są tu wytwarzane jako t.zw. drgania elektryczne nietłumione w obwodzie, składającym się z pojemności C i samoindukcji L (a więc częstotliwość ich określona jest przez te wielkości C i L), pobudzonym do drgań przy pomocy lampy katodowej.

W takim układzie generacyjnym energii dla wytwarzania drgań dostarcza źródło napięcia stałego w obwodzie anodowym. Układ taki może być zatem upodobniony do przetwornicy elektrycznej prądu st. na zm. Generator lampowy pracuje przy pewnym współczynniku sprawności : energia dostarczona przez źródło napięcia stałego nie całkowicie zamienia się na energię prądów zmiennych w obwodzie drgań ; część jej - w formie ciepła - wydziela się wewnątrz lampy katodowej. Z tego względu moc prądów zmiennych, jaka daje się otrzymać z pomocą danego układu generacyjnego przy

danej sprawności, jest ograniczona w pierwszym rzędzie przez moc admissyjną lampy.

W rozważaniach poniższych podzielimy generatory na dwie grupy : generatory o wzbudzeniu obcym, będące właściwie amplifikatorami rezonansowymi w.c.z. o większej mocy, oraz generatory o wzbudzeniu własnym, będące właściwymi generatorami prądów zmiennych, służącymi do wzbudzania tamtych.

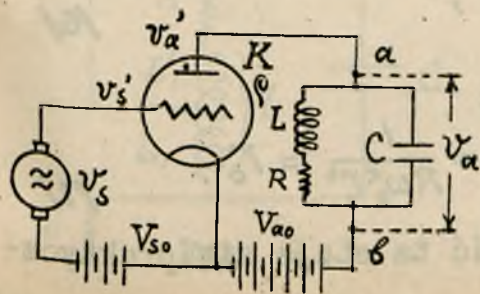
GENERATOR LAMPOWY O WZBUDZENIU OBCEM.

Wstęp.

Jest to właściwie amplifikator rezonansowy w.cz., którego zadaniem jest doprowadzenie mocy prądów w.cz. w obwodzie rezonansowym do żądanej wartości w celu zasilania nimi odbiornika energii; tym odbiornikiem najczęściej bywa obwód anteny lub obwód siatki następnego stopnia amplifikatora mocy w.cz. O ile w amplifikatorze, służącym do celów odbiorczych, interesowały nas głównie wielkości zmienne prądów i napięć z pominięciem wielkości stałych, o tyle tutaj, ze względu na większe moce z jakimi mamy do czynienia, należy już zwrócić uwagę na zależności energetyczne, jak np. sprawność urządzenia.

Obwód rezonansowy.

Typowy człon amplifikatora mocy w.cz. przedstawiony jest na rys.1. Źródła napięć stałych wytwarzają początkowe potencjały na siatce V_{s0} i anodzie V_{ao} . Do obwodu anodowego



Rys. 1.

włączony jest obwód rezonansowy L, R, C zazwyczaj nastrojony na częstotliwość

V.a.2.

zmiennego napięcia sinusoidalnego, działającego w obwodzie siatki i zwanego napięciem wzbudzającym.

Oporność zastępcza obwodu L, C, R / w odniesieniu do obwodu anodowego / dla pulsacji ω może być przedstawiona w postaci zespolonej:

$$Z = r + jX, \quad /1/$$

gdzie

$$r = \frac{R^2}{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} \left[\frac{L}{CR} - \frac{1}{R\omega C} (\omega L - \frac{1}{\omega C}) \right], \quad /2/$$

$$X = -\frac{R^2}{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} \left[\frac{1}{\omega C} + \frac{L}{R^2 C} (\omega L - \frac{1}{\omega C}) \right]. \quad /3/$$

Dla częstotliwości rezonansowej

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad /4/$$

oporność /1/ staje się

$$Z = \frac{L}{RC} - j\frac{1}{\omega_0 C} = r_0 - j\frac{1}{\omega_0 C} \quad /5/$$

Zazwyczaj w tych warunkach, z jakimi będziemy się spotykać w radjotechnice

$$R \ll \frac{1}{\omega_0 C}, \quad /6/$$

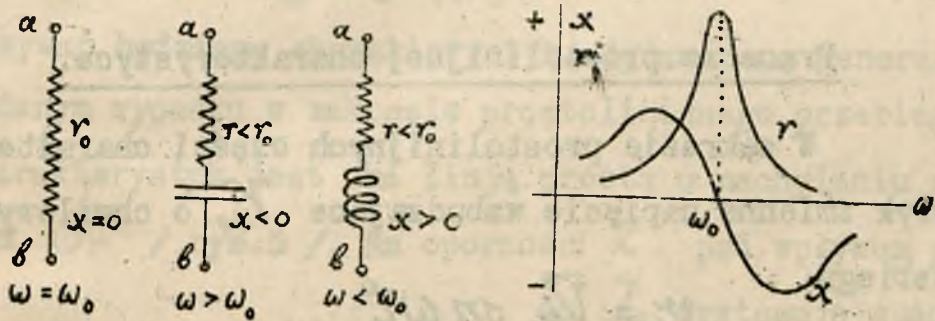
a przeto

$$Z \cong \frac{L}{RC} = \frac{\omega_0^2 L^2}{R} = \frac{1}{R\omega_0^2 C^2} = r_0 \quad /7/$$

Zatem przy rezonansie oporność ta staje się, praktycznie biorąc, rzeczywistą, a więc zachowuje się jak opor-

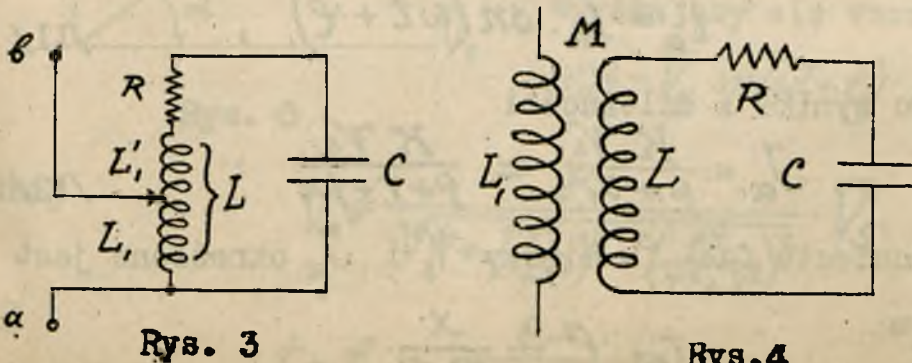
ność omowa o względnie dużej wartości, bowiem zazwyczaj $\omega_0^2 L_0^2 \gg R$

Dla częstotliwości $\omega \leq \omega_0$ oporność pozorną Z maleje, przestając być rzeczywistą i stając się zespoloną. Jednocześnie maleje jej składowa rzeczywista, t.j. $r < r_0$. Co do składowej urojonej X , to dla $\omega > \omega_0$ staje się $X < 0$, zaś dla $\omega < \omega_0$, $X > 0$ /rys.2/



Rys. 2

Gdy cewka L częściowo tylko leży w obwodzie anodowym /rys.3 /, wówczas, oznaczając jej część wspólną przez L_1 ,



Rys. 3

Rys. 4

indukcyjność wzajemną między nią a resztą cewki L_1'

przez m , otrzymamy wyrażenie na oporność dla częstotliwości rezonansowej /4/

$$r_0 \cong \frac{\omega_0^2 (L_1' + m)^2}{R}; \quad x_0 \cong 0. \quad /8/$$

Natomiast przy sprzężeniu indukcyjnym obwodów /rys.4/ również przy warunku /4/

$$r_0 \cong \frac{\omega_0^2 M^2}{R}; \quad x_0 \cong 0 \quad /9/$$

Praca na prostoliniijnej charakterystyce.

W zakresie prostoliniijnych części charakterystyk zmienne napięcie wzbudzające V_{s0} o chwilowym przebiegu

$$v_s = \bar{V}_s \cdot \sin \omega t \quad /10/$$

wywołuje w obwodzie anodowym lampy o stałych K, ρ i S przy oporności zewnętrznej zespolonej Λ prąd I_a o natężeniu chwilowym

$$i_a = \bar{I}_a \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad /11/$$

jak to wynika z zależności

$$I_a = \frac{K V_s}{\rho + z} = \frac{K V_s}{\rho + r + jx} \quad /12/$$

Przesunięcie faz φ między V_s i I_a określone jest

wzorem

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{\rho + r} \quad /13/$$

Przy rezonansie, a więc dla $\omega = \omega_0$ jest $r = r_0$

$\chi = 0$, $\varphi = 0$, a przeto

$$i_\alpha = \bar{I}_\alpha \cdot \sin \omega t \quad /14/$$

przyczem

$$\bar{I}_\alpha = \frac{K}{\rho + r} \bar{V}_s = \frac{S \bar{V}_s}{1 + \frac{\rho}{r}} = S_r \bar{V}_s \quad /15/$$

Zależność między amplitudami \bar{I}_α i \bar{V}_s , t.j.

$$\bar{I}_\alpha = f(\bar{V}_s), \quad /16/$$

nazywać będziemy charakterystyką dynamiczną generatora.

W danym wypadku, w zakresie prostolinijnego przebiegu

charakterystyk, jest ona linią prostą o nachyleniu sta-

łym S_r / rys. 5 /. Na oporności Z pod wpływem prą-

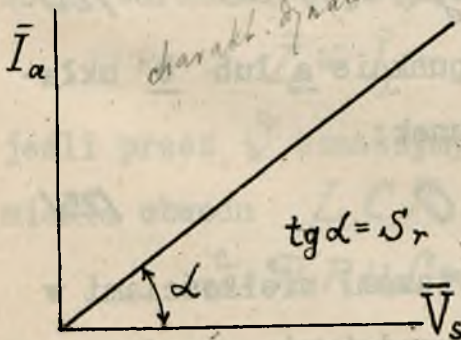
du J_α występuje spadek napięcia

$$V_\alpha = -J_\alpha \cdot Z = -\frac{K \bar{V}_s}{1 + \frac{\rho}{r}} \quad /17/,$$

w chwilowych wartościach

wyrażający się wzorem

$$v_\alpha = -\bar{V}_\alpha \sin(\omega t + \varphi_i) \quad /18/$$



Rys. 5

Tutaj

$$\bar{V}_\alpha = \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho r}{r^2 + x^2}\right)^2 + \left(\frac{\rho x}{r^2 + x^2}\right)^2}} \cdot \bar{V}_s,$$

zaś

$$\operatorname{tg} \varphi_i = \frac{\rho x}{r^2 + x^2 + \rho r} \quad /19/$$

Dla $r=r_0$, $x=0$, $tg\ell=0$, a przeto

$$\bar{I}_\alpha \cdot r = \bar{V}_\alpha = \frac{K}{1 + \frac{p}{r_0}} \cdot \bar{V}_s , \quad /20/$$

zaś

$$v_\alpha = - \bar{V}_\alpha \cdot sn\omega t . \quad /21/$$

Pod wpływem napięcia V_α , w obwodzie rezonansowym popłyną prądy, a mianowicie :

w gałęzi indukcyjności popłynie prąd :

$$J_L = \frac{V_\alpha}{j\omega L + R} \approx \frac{V_\alpha}{j\omega L} ; \quad \bar{I}_L = \frac{\bar{V}_\alpha}{\omega L} ; \quad /22/$$

zaś w gałęzi pojemności

$$J_C = \frac{V_\alpha}{-j\omega C} = - V_\alpha j\omega C , \quad /23/$$

o przesunięciach fazowych względem V_α odpowiednio :

$$tg(\ell_L) = \frac{\omega L}{R} \approx \infty ; \quad tg(-\ell_C) = \infty \quad /24/$$

Prądy J_α , J_L i J_C w punkcie a lub b układu /rys.1/ muszą spełniać warunek:

$$J_\alpha + J_L + J_C = 0 \quad /25/$$

Zależność wektorową między powyższymi wielkościami w wypadku ogólnym /dla $x > 0$ / przedstawia rys.6 ;

zaś w wypadku szczególnym dla $x = 0$, - Rys.7.

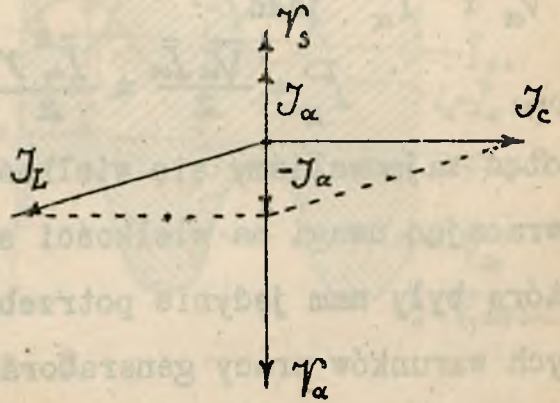
Z równań /22/, /23/, /17/ i /7/ możemy otrzymać zależność między amplitudami prądów w wypadku rezonansu, a mianowicie :

$$\bar{I}_L \cong \bar{I}_\alpha \frac{r}{\omega L} = \bar{I}_\alpha \frac{\omega_0 L}{R} \quad /26/$$

$$\bar{I}_C \cong \bar{I}_\alpha r \omega_0 C = \bar{I}_\alpha \frac{1}{R \omega_0 C} \quad /27/$$



Rys. 6.



Rys. 7.

Wobec warunku /4/ będzie

$$\bar{I}_C \cong \bar{I}_L = \bar{I} = \left| \frac{\pi}{\mathcal{D}} \bar{I}_\alpha \right| \quad /28/$$

jeśli przez \mathcal{D} oznaczmy dekrement logarytmiczny tłumienia obwodu L, C, R

$$\mathcal{D} = \pi R \omega_0 C = \frac{\pi R}{\omega_0 L} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}} \quad /29/$$

Dla obwodów o małym tłumieniu $\mathcal{D} \ll \pi$, a przeto

$$\bar{I} \gg \bar{I}_\alpha \quad /30/$$

Ten prąd \bar{I} , krążący w obwodzie L, C, R jest prądem użytecznym amplifikatora mocy, dającym żadaną energję w odbiorniku energii, którym jest tu oporność R .

Moc użyteczna wynosi więc

$$P_R = \frac{\bar{I}^2 R}{2} \quad /31/$$

Może być ona obliczona również z napięcia i prądu

\bar{V}_α i \bar{I}_α jako

$$P_R = \frac{\bar{V}_\alpha \bar{I}_\alpha}{2} = \frac{\bar{I}_\alpha^2 r}{2} = \frac{\bar{V}_\alpha^2}{2r} \quad /32/$$

Dotąd zajmowaliśmy się wielkościami zmiennymi nie zwracając uwagi na wielkości stałe napięć i prądów, które były nam jedynie potrzebne dla uzyskania właściwych warunków pracy generatora / K , ρ i S /.

Oczywistem jest, iż napięcia i prądy w lampie katodowej są tętniące, mianowicie:

chwilowy potencjał siatki $v_s' = V_{s0} + \bar{V}_s \sin \omega t \quad /33/$

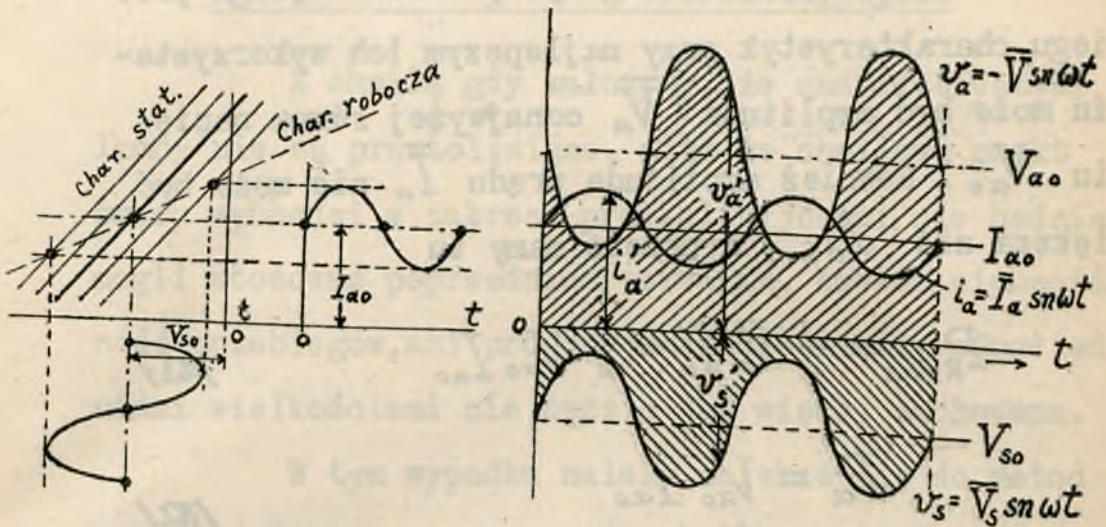
chwilowy potencjał anody $v_\alpha' = V_{\alpha 0} - \bar{V}_\alpha \sin(\omega t + \varphi) \quad /34/$

chwilowy prąd anody $i_\alpha' = I_{\alpha 0} + \bar{I}_\alpha \sin(\omega t + \varphi) \quad /35/$

Zależności te dla wypadku rezonansu przedstawione są na rys.8.

Rzeczą godną podkreślenia jest tu odwrotność faz tętnień potencjału anody i siatki, dzięki czemu najwyższemu potencjałowi siatki odpowiada najniższy potencjał anody i odwrotnie.

Obliczenie mocy elektrycznych wchodzących tu w grę uskutecznia się na zasadzie znanych zależ-



Rys. 8

ności ; a mianowicie w wypadku rezonansu :

moc dostarczona przez źródło napięcia anodowego stałego

$$P_{\alpha} = \frac{1}{T} \int_0^T V_{a0} i'_{\alpha} dt = V_{a0} I_{a0} \quad , \quad /36/$$

moc użyteczna wydzielona w oporności R obwodu L, C, R

$$P_R = \frac{1}{T} \int_0^T \bar{V}_{\alpha} i'_{\alpha} dt = \frac{1}{2} \bar{V}_{\alpha} \bar{I}_{\alpha} \quad , \quad /37/$$

moc tracona w anodzie lampy

$$P'_{\alpha} = \frac{1}{T} \int_0^T i'_{\alpha} v'_{\alpha} dt = V_{a0} I_{a0} - \frac{1}{2} \bar{V}_{\alpha} \bar{I}_{\alpha} \quad . \quad /38/$$

Oczywiście, bilans tych mocy musi być następujący :

$$P_{\alpha} = P_R + P'_{\alpha} \quad . \quad /39/$$

Stąd sprawność układu :

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\alpha}} = \frac{P_R}{P_R + P'_{\alpha}} = \frac{1}{1 + \frac{P'_{\alpha}}{P_R}} \quad /40/$$

W przypadku idealnym prostoliniowego przebiegu charakterystyk przy najlepszym ich wykorzystaniu może być amplituda \bar{V}_α conajwyżej równa napięciu $V_{\alpha 0}$. Również amplituda prądu \bar{I}_α nie może być większa niż $I_{\alpha 0}$, a przeto mamy tu

$$P_{R_{max}} = \frac{1}{2} \bar{V}_\alpha \bar{I}_\alpha = \frac{1}{2} V_{\alpha 0} I_{\alpha 0} \quad /41/$$

$$P_\alpha = V_{\alpha 0} I_{\alpha 0} \quad /42/$$

$$P'_\alpha = V_{\alpha 0} I_{\alpha 0} - \frac{1}{2} V_{\alpha 0} I_{\alpha 0} = \frac{1}{2} V_{\alpha 0} I_{\alpha 0} \quad /43/$$

oraz

$$\eta = 0,5 \quad /44/$$

Widzimy zatem, że przy przebiegach czysto sinusoidalnych generator lampowy nie pozwala uzyskać większej sprawności niż 50%. Dlatego też rezygnuje się zazwyczaj z tych przebiegów w obwodzie anodowym lampy, dopuszczając znaczne odchylenia prądu anodowego od sinusoidy; towarzyszące temu harmoniczne unieszkodliwia się przez stosowanie obwodu rezonansowego o małym tłumieniu. W takich warunkach sprawność może być znacznie podwyższona, nierzadko nawet ponad 70%.

Praca na rzeczywistej charakterystyce.

Z chwilą gdy założymy, że charakterystyki lampy nie są prostolinijne, albo że chwilowy punkt pracy wychodzi z zakresu prostoliniżności, nie będziemy mogli stosować poprzednich rozważań, bowiem sinusoidalność przebiegów, ani proporcjonalność między odpowiedniami wielkościami nie będzie już więcej zachowana.

W tym wypadku należy uciekać się do metod pozwalających na wyznaczanie chwilowych zależności między napięciami i prądami, a więc do metod wykreślonych lub wynikających z nich metod obliczeniowych.

Droga postępowania jest zawsze następująca :
wyznacza się krzywą chwilowych wartości prądu anodowego

$$i'_\alpha = f(t) \quad /45/$$

płynącego w obwodzie anodowym pod wpływem napięcia wzbudzającego

$$v_s = \bar{V}_s \sin \omega t \quad /46/$$

drogą rzutowania tego napięcia poprzez statyczne charakterystyki lampy

$$i_\alpha = f(v_s) \quad v_\alpha = \text{const.} \quad /47/$$

Mając krzywą $i'_\alpha = f(t)$ właściwie całe zagadnienie już rozwiązaliśmy. Istotnie, krzywą tę możemy rozłożyć

na sumę sinusoid oraz składową stałą

$$i'_\alpha = I'_{\alpha 0} + \bar{I}_{\alpha 1} \sin(\omega t + \varphi_1) + \bar{I}_{\alpha 2} \sin(2\omega t + \varphi_2) + \dots \quad /48/$$

Te prądy zmienne, przepływające przez obwód L, C, R , wytworzą na jego oporności

$$Z = r + jX$$

szereg spadków napięć, odpowiadających pulsacjom ω ,

$2\omega, \dots, n\omega$, i t.d. o odpowiednich fazach $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$; r i X należy tu oczywiście brać dla odpowiednich $\omega, 2\omega, \dots, n\omega$. Napięcia te - ze swej strony - znów dadzą w obwodzie rezonansowym L, C, R , odpowiednie prądy, których ~~moc może~~ być już łatwo obliczona.

Jednocześnie średnia wartość prądu i'_α

$$I'_{\alpha 0} = \frac{1}{T} \int_0^T i'_\alpha dt$$

wraz z napięciem $V_{\alpha 0}$ źródła anodowego pozwoli obliczyć moc dostarczoną przez to źródło jako

$$P_\alpha = V_{\alpha 0} I'_{\alpha 0}$$

a przeto obliczenie sprawności η nie nastręcza już trudności.

Jednakowoż przy wyznaczaniu w sposób opisany zależności $i'_\alpha = f(t)$ popełniliśmy pewną nie-
ścisłość, a mianowicie nie uwzględniliśmy ^{zmienności} potencjału anody. W samej rzeczy, ponieważ potencjał anody - na skutek spadku napięcia prądu i'_α na oporności Z

nia jest stały, przeto należy każdorazowo przy rzutowaniu brać charakterystykę, odpowiadającą danemu potencjałowi chwilowemu anody. Żeby znów móc określić spadek napięcia prądu i'_a na oporności Z należy znać uprzednio ten prąd. Wytwarza się tu więc błędne koło uniemożliwiające bezpośrednie rozwiązanie tego zadania.

Wyjściem z tej sytuacji jest wybranie bądź to a/ rozwiązania przybliżonego, bądź to b/ drogi pośredniej - stopniowego przeliczania.

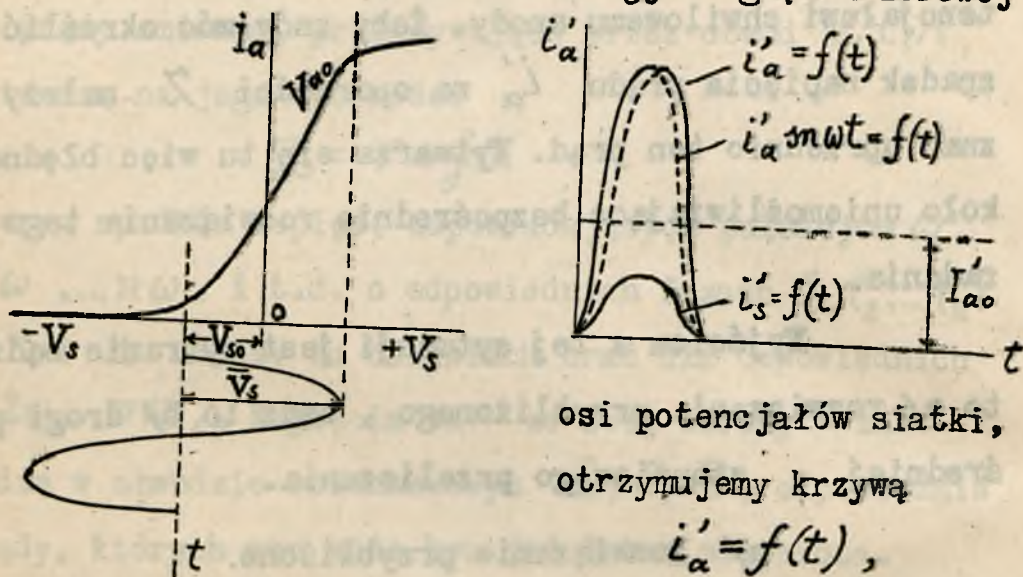
a/ Rozwiązanie przybliżone.

W wypadku gdy współczynnik amplifikacji lampy posiada dużą wartość /a więc charakterystyki prądu anodowego dla różnych napięć anodowych położone są jedna blisko drugiej / albo gdy oporność γ obwodu L, C, R jest mała w stosunku do wewnętrznej oporności lampy, wówczas można przyjmować, że potencjał anody nie zmienia się, a więc, że punkt pracy porusza się zawsze wzdłuż jednej charakterystyki odpowiadającej ^{początkowemu} potencjałowi anody. Przebiegi w obwodzie anodowym.

Rozwiązanie graficzne pracy w tych warunkach przedstawia rys.9.

Tutaj przez rzutowanie sinusoidy napięcia

wzbudzającego o amplitudzie \bar{V}_s , przesuniętej o początkowy potencjał siatki V_{s0} względem zerowej



Rys. 9.

osi potencjałów siatki, otrzymujemy krzywą

$$i'_\alpha = f(t),$$

z której - przez plani-

metrowanie - obliczamy średnią wartość

$$I'_{\alpha 0} = \frac{1}{T} \int_0^T i'_\alpha dt$$

t.j. składową stałą prądu anodowego.

Następnie, mnożąc rzędne krzywej $i'_\alpha = f(t)$ przez $\sin wt$ oraz $\cos wt$ wyznaczamy krzywe

$$i'_\alpha \sin wt = f(t) \quad \text{oraz} \quad i'_\alpha \cos wt = f(t), \quad /49/$$

z których określamy

$$\bar{I}'_\alpha = \frac{2}{T} \int_0^T i'_\alpha \sin wt dt, \quad \bar{I}''_\alpha = \frac{2}{T} \int_0^T i'_\alpha \cos wt dt, \quad /50/$$

a stąd amplitudę składowej zmiennej prądu anodowego o częstotliwości podstawowej :

$$\bar{I}_\alpha = \sqrt{\bar{I}'_\alpha{}^2 + \bar{I}''_\alpha{}^2} \quad /51/$$

Ta składowa wytwarza na zaciskach obwodu L, C, R napięcie \bar{V}_α , w obwodzie zaś prąd \bar{I}_α , który znów w oporze R wydziela moc użyteczną P_R

Podobnie określamy wyższe harmoniczne

$$\bar{I}'_{an} = \frac{2}{T} \int_0^T i'_a \sin n\omega t \, dt, \quad \bar{I}''_{an} = \frac{2}{T} \int_0^T i'_a \cos n\omega t \, dt \quad /50/$$

$$\bar{I}_{an} = \sqrt{\bar{I}'_{an}{}^2 + \bar{I}''_{an}{}^2} \quad /51/$$

Wyższe harmoniczne, płynąc przez obwód rezonansowy L, C, R rozdzielają się na obie jego gałęzie indukcyjności i pojemności w stosunku:

$$1 : n^2$$

gdzie n jest rzędem harmonicznej.

Przebiegi w obwodzie siatki.

Jeżeli wahania potencjału siatki, wywołane przez napięcie wzbudzające, nie odbywają się w zakresie ujemnych jej potencjałów, wówczas zjawia się w obwodzie siatki prąd, którego przebieg chwilowych wartości określić możemy podobnie jak to miało miejsce dla prądu anodowego drogą rzutowania sinusoidy U_s' poprzez charak-

terystykę prądu siatki dla odpowiedniego V_{ao} /rys.9/.

Z otrzymanej krzywej

$$i'_s = f(t) \quad /52/$$

określimy średni prąd

$$I'_{so} = \frac{1}{T} \int_0^T i'_s dt \quad /53/$$

oraz podstawową

$$\bar{I}_s = \frac{2}{T} \int_0^T i'_s \sin \omega t dt, \quad /54/$$

która daje moc wzbudzenia jako

$$P_s = \frac{1}{2} \bar{V}_s \bar{I}_s \quad /55/$$

pokrywaną przez źródło napięcia wzbudzającego.

Zazwyczaj stosowany początkowy potencjał siatki V_{so} bywa ujemny, ^{zatem} prąd średni I'_{so} będący niejako wynikiem prostownikowego działania obwodu siatki, płynie przeciw napięciu V_{sc}

Moc tracona w siatce lampy jest w tym wypadku

$$P'_s = \frac{1}{T} \int_0^T v'_s i'_s dt \approx \frac{1}{2} \bar{V}_s \bar{I}_s + V_{so} I'_{so} \quad /56/$$

(zazwyczaj $V_{so} < 0$)

Moc ta nie powinna przekroczyć mocy admysyjnej siatki lampy katodowej, co może nastąpić przy zbyt dużym \bar{V}_s , względnie przy niedostatecznie wysokim ujemnym V_{so} .

b. Rozwiązanie ścisłe.

Wobec nieznanności przebiegu zmiennego potencjału anody w chwili przystępowania do wyznaczania krzywej chwilowych przebiegów prądu anodowego, najwygodniejsza droga postępowania polega na zakładaniu kolejnym pewnych wartości amplitud napięcia anodowego zmiennego \bar{V}_α i rozwiązywaniu graficznym szeregu alternatyw. Każde takie rozwiązanie daje pewną wartość prądu anodowego \bar{I}_α , który wraz z założoną amplitudą napięcia \bar{V}_α odpowiada pewnej oporności obwodu rezonansowego

$$r = \frac{\bar{V}_\alpha}{\bar{I}_\alpha} \quad /57/$$

W ten sposób można otrzymać po kilku próbach-drogą interpolacji - wartość amplitudy \bar{V}_α odpowiadającą dokładnie istotnej wartości oporności r obwodu.

W tym celu, obok wykresu sinusoidy napięcia wzbudzającego, wykreślamy sinusoidę napięcia anodowego

$$v'_\alpha = V_{\alpha 0} - \bar{V}_\alpha \cdot \sin \omega t \quad /58/$$

w dowolnej skali napięć, lecz w tej samej co napięcie wzbudzające

$$v'_s = V_{s 0} + \bar{V}_s \cdot \sin \omega t \quad /59/$$

skali czasu.

Następnie rzutujemy sinusoidę u_s' punkt po punkcie poprzez charakterystyki prądu anodowego, brane każdorazowo dla napięcia anodowego, równego chwilowemu napięciu odczytanemu z wykresu u_a' dla danego momentu czasu t (rys.10)

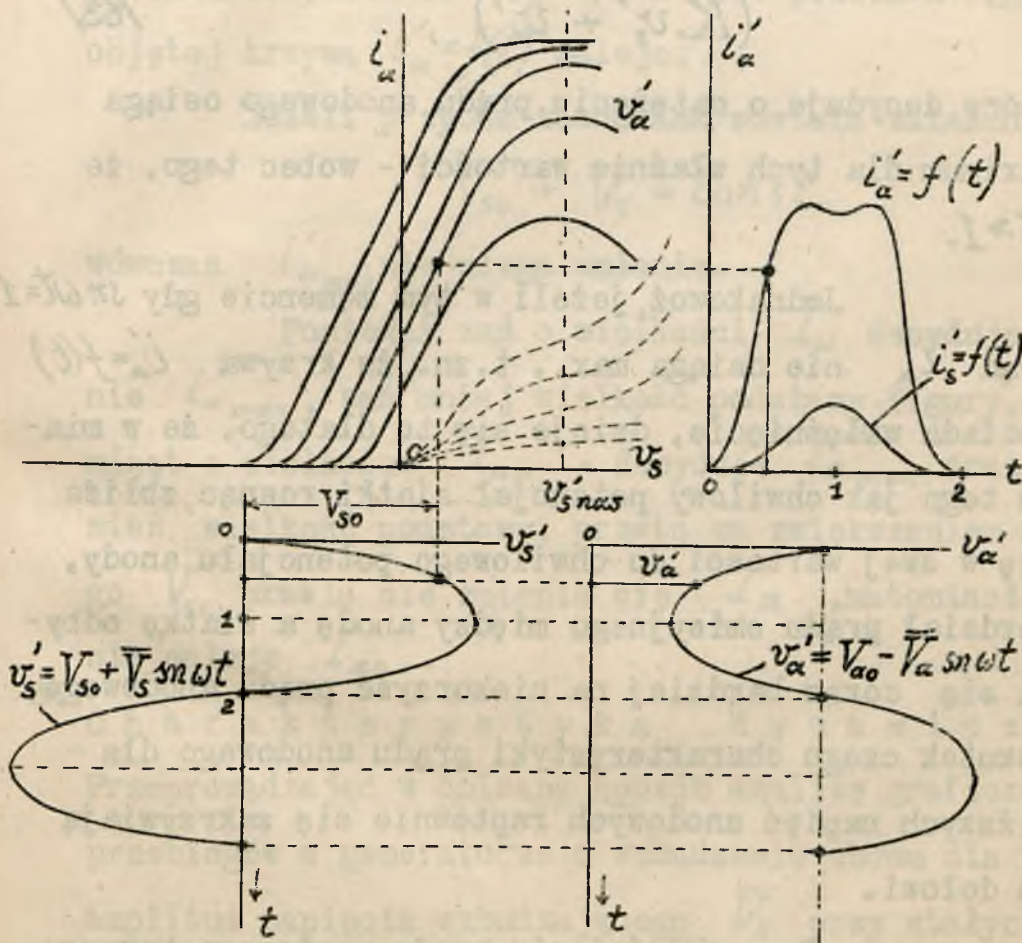
Z wykresu $i_a' = f(t)$ w poprzednio opisany sposób wyznaczamy \bar{I}_a , które wraz z założoną wartością \bar{V}_a określa $r = \frac{\bar{V}_a}{\bar{I}_a}$. Jeżeli tak otrzymane r nie jest równe oporności naszego obwodu drgań

$$r = \frac{L}{RC}, \quad /60/$$

wówczas powtarzamy przeliczenie dla innej wartości \bar{V}_a

Po znalezieniu żadanego \bar{V}_a obliczamy wszystkie inne interesujące nas wielkości, tak dla obwodu anodowego jak i obwodu siatki. Założenie poczynione tu odnośnie sinusoidalnego przebiegu napięcia anodowego jest dostatecznie ściśle pomimo nawet niesinusoidalnego przebiegu prądu anodowego, a to dzięki własności obwodu rezonansowego L, R, C , uwydatniającego jedynie napięcia o częstotliwości podstawowej, na którą jest on nastrojony a zacierającego wyższe harmoniczne napięcia.

Dyskusja wyników. Analizując wyniki otrzymane opisaną metodą graficzną, musimy zwrócić uwagę na przebieg prądu anodowego $i'_a = f(t)$. Prąd ten powinien osiągać największą chwilową swą wartość $i'_{a \max}$



Rys. 10.

w momencie /1/ odpowiadającym $\sin \omega t = 1$, t.j. gdy siatka uzyskuje najwyższy chwilowy potencjał

$$v'_{s \max} = V_{s0} + \bar{V}_s$$

oraz anoda - najmniejszy

$$v'_{a \min} = V_{ao} - \bar{V}_a \quad /62/$$

gdyż wyrażenie

$$(K.v'_s + v'_a) , \quad /63/$$

które decyduje o natężeniu prądu anodowego osiąga maximum dla tych właśnie wartości - wobec tego, że $K \gg 1$.

Jednakowoż, jeżeli w tym momencie gdy $\sin \omega t = 1$ prąd i'_a nie osiąga max., t.zn., że krzywa $i'_a = f(t)$ posiada wklęsnięcie, dzieje się to dlatego, że w miarę tego jak chwilowy potencjał siatki rośnie, zbliża się w swej wartości do chwilowego potencjału anody, rozdział prądu emisyjnego między anodę a siatkę odbywa się coraz bardziej na niekorzyść prądu anodowego, wskutek czego charakterystyki prądu anodowego dla niższych napięć anodowych raptownie się zakrzywiają ku dołowi.

Temu wklęsnięciu prądu anodowego towarzyszy wypukłość przebiegu prądu siatki.

Wracając do prądu anodowego należy podkreślić, iż przy wyborze początkowego napięcia siatki jak na wykresie, prąd anodowy płynie tylko mniej więcej przez połowy okresów napięcia wzbudzającego,

odpowiadające dodatnim półsinusoidom tego napięcia.

Czas przepływu prądu zależy od V_{s0} i \bar{V}_s i maleje ze zwiększeniem ujemnego V_{s0} /przy jednoczesnym zwiększeniu \bar{V}_s /, a więc podstawa figury objętej krzywą $i'_\alpha = f(t)$ maleje.

Jeżeli przytem zachowana została zależność

$$V_{s0} + \bar{V}_s = \text{const.}$$

wówczas $i'_{\alpha \max}$ nie ulega zmianie.

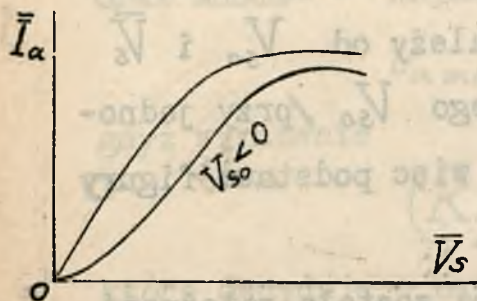
Ponieważ zaś o wielkości \bar{I}_α decyduje głównie $i'_{\alpha \max}$, zaś mniej wielkość podstawy figury, natomiast o wielkości $I_{\alpha 0}$ - decyduje $i'_{\alpha \max}$ oraz również wielkość podstawy, przeto ze zwiększeniem ujemnego V_{s0} prawie nie zmienia się \bar{I}_α , natomiast znacznie maleje $I_{\alpha 0}$.

C h a r a k t e r y s t y k a d y n a m i c z n a .

Przeprowadzając w opisany sposób analizę graficzną przebiegów w generatorze o wzbudzeniu obcem dla różnych amplitud napięcia wzbudzającego \bar{V}_s przy stałych wszystkich innych danych układu, jak to $V_{\alpha 0}$, V_{s0} , r , będziemy mogli wykreślić charakterystykę dynamiczną generatora.

Krzywa ta ma przebieg wskazany na rys.11; początkowo ze zwiększeniem \bar{V}_s rośnie \bar{I}_α do pewnej

wartości, poczem następuje zagięcie się krzywej ku do-



Rys. 11.

łowi; jest to spowodowane

tem, iż ze zwiększeniem

\bar{V}_s rośnie \bar{I}_α , lecz

tylko do pewnego stopnia,

gdyż później, wobec je-

dnoczesnego wzrostu \bar{V}_α ,

chwilowy potencjał anody obniża się, co powoduje wklęs-

nięcie wyżej już omówione, a przeto nie tylko nie

otrzymuje się dalszego wzrostu prądu \bar{I}_α , lecz prze-

ciwnie-jego zmniejszenie.

Początkowy przebieg charakterystyki dynamicz-

nej przy danym $V_{\alpha 0}$ uwarunkowany jest przedewszyst-

kiem wyborem V_{s0} . Przy zbyt dużym ujemnym V_{s0} prze-

bieg jest wklęsły /rys.11/, gdyż prąd \bar{I}_α zjawia się

dopiero dla większych wartości \bar{V}_s ; przebieg zbli-

żony do prostoliniowego lub lekko wypukłego otrzymuje

się przy V_{s0} bliskich zera, wzgl. przy dużych $V_{\alpha 0}$.

Sprowadzając charakterystyki dynamiczne dla

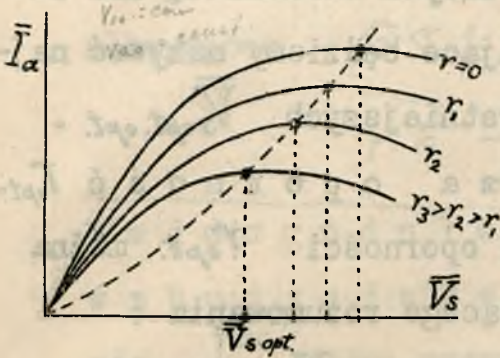
różnych wartości oporności \mathcal{R} zauważymy, że mają one

przebieg wskazany na rys.12., a mianowicie, że wzro-

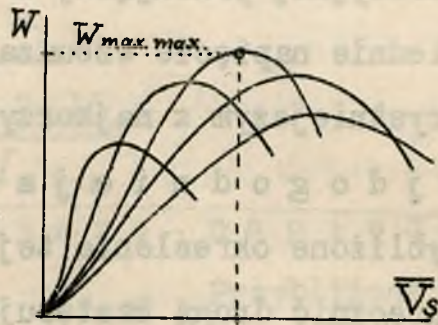
stem \mathcal{R} , przebiegają coraz niżej i coraz wcześniej

się zakrzywiają. Tłumaczy się to tem, iż przy dużych

r na skutek dużych wartości napięcia \bar{V}_α , wklęśnięcie krzywej $i_\alpha'' = f(t)$ zachodzi już przy mniejszych \bar{I}_α i mniejszych \bar{V}_S



Rys. 12



Rys. 13.

To napięcie \bar{V}_S , przy którym \bar{I}_α uzyskuje max., będziemy nazywać najkorzystniejszym napięciem wzbudzającym \bar{V}_S^{opt} dla danej oporności r .

Sporządzając na podstawie wykresu z rys. 12 zależność mocy

$$P_r = \frac{1}{2} \bar{I}_\alpha^2 \cdot r \quad \text{od napięcia } \bar{V}_S,$$

otrzymamy wykresy jak na rys. 13. Każda z krzywych osiąga max. mocy P_{max} dla napięcia \bar{V}_S^{opt} .

Wśród tych krzywych będzie jedna - dla pewnej oporności r - przebiegająca najwyżej, której odpowiada przy \bar{V}_S^{opt} największa z największych mocy

$P_{max,max}$ jaką można przy pomocy lampy generacyjnej w danych warunkach / V_{a0}, V_{s0}, I_{ec} / otrzymać.

Odpowiadającą jej oporność będziemy nazywać najdogodniejszą opornością r_{opt} obwodu dla lampy generacyjnej pracującej w danych warunkach, zaś odpowiednie napięcie wzbudzające będziemy nazywać najkorzystniejszym z najkorzystniejszych $\bar{V}_{Sopt.opt}$.

Najdogodniejsza oporność r_{opt}

Przybliżone określenie tej oporności r_{opt} można uskuteczyć drogą następującego rozumowania :

Przy napięciu anodowym $V_{\alpha 0}$ największa amplituda napięcia \bar{V}_{α} może wynosić

$$\bar{V}_{\alpha} = V_{\alpha 0} - v'_{\alpha min} = V_{\alpha 0} \left(1 - \frac{v'_{\alpha min}}{V_{\alpha 0}}\right) = V_{\alpha 0} (1 - \sigma) \quad /64/$$

jeżeli

$$\sigma = \frac{v'_{\alpha min}}{V_{\alpha 0}} \quad (v'_{\alpha min} = \sigma \cdot V_{\alpha 0}) \quad /65/$$

nazwiemy współczynnikiem niewykorzystania napięcia anodowego.

Przy prądzie emisyjnym I_{ec} największa amplituda prądu \bar{I}_{α} , wobec rozdziału prądu I_{ec} między i'_{α} i i'_s jest mniej więcej określona przez

$$\bar{I}_{\alpha} \cong \frac{1}{2} i'_{\alpha max} \cong \frac{1}{2} I_{\alpha nas}$$

przyczem $I_{\alpha nas}$ odnosi się do danego $v'_{\alpha min}$ przy v'_s odpowiadającym nasyceniu / $v'_s nas.$ / .

Zatem oporność

$$r = \frac{\bar{V}_\alpha}{\bar{I}_\alpha} \cong \frac{2 V_{\alpha 0}}{I_{\alpha \text{ nas}}} (1 - \sigma) \quad /66/$$

albo wobec

$$\sigma \ll 1$$

$$r \cong \frac{2 \cdot V_{\alpha 0}}{I_{\alpha \text{ nas.}}} \quad \text{dla } V_{\alpha \text{ min}} \text{ i } V_s \text{ min.} \quad /67/$$

Najdogodniejsze napięcie wzbudzające $\bar{V}_s \text{ opt}$. Przybliżone określenie $\bar{V}_s \text{ opt}$. można przeprowadzić na podstawie rozważań dotyczących wklęsnięcia na krzywej prądu anodowego.

Powinien być tu zawsze spełniony warunek

$$V_{s0} + \bar{V}_s = V_{\alpha 0} - \bar{V}_\alpha \quad /68/$$

otrzymany z zależności $V_{s \text{ max}}' \cong V_{\alpha \text{ min}}'$ /69/

wobec

$$V_{s \text{ max}}' = V_{s0} + \bar{V}_s \quad /70/$$

$$V_{\alpha \text{ min}}' = V_{\alpha 0} - \bar{V}_\alpha$$

Jeśli ponadto zauważymy, że zakrzywienie charakterystyk statycznych występuje przy potencjale siatki

$V_{s \text{ nas.}}$, wówczas otrzymamy jeszcze zależność

$$\underline{V_{s \text{ max}}' \cong V_{s \text{ nas.}}} \quad /71/$$

Praca przy rozstrojeniu.

W wypadku gdy obwód rezonansowy L, C, R nie jest nastrojony dokładnie na pulsację ω napięcia wzbu-
dzającego, oporność jego posiada składową urojoną.

Zatem nie jest więcej zachowane przesunięcie faz
między V_s a V_α wynoszące ściśle 180° , a
przeto konstrukcja graficzna / rys. 10 / ulega pew-
nej zmianie, wyrażającej się przez przesunięcie sinu-
soidy napięcia v_α' o pewną fazę w stosunku do si-
nusoidy v_s' .

Pociąga to za sobą zniekształcenie krzywej
 $i_\alpha' = f(t)$ w sensie zatracenia symetrii względem
osi i_α' . W konsekwencji nieznaczne zmiany w nastro-
jeniu obwodu wywierają wpływ na rząd oraz intensywność
występujących harmoniczných.

Ponadto w tym wypadku sama charakterystyka
dynamiczna generatora nie całkowicie jeszcze odtwarza
przebiegi w nim zachodzące, bowiem nie uwzględnia
przesunięć fazowych między \bar{I}_α a \bar{V}_s . Należałoby
zatem charakterystykę tę uzupełnić krzywą prze-
sunięcia fazy, które może być również funkcją na-
pięcia wzбудzającego \bar{V}_s .

3 p r a w n o ś ć g e n e r a t o r a. Sprawność przebiegów zachodzących w obwodzie anodowym jak wiemy ze wstępnych rozważań została określona wzorem /40/ jako

$$\eta = \frac{P_R}{P_\alpha} = \frac{1}{1 + \frac{P_\alpha'}{P_R}} \quad /40/$$

Przy danej mocy użytecznej P_R sprawność będzie tem lepsza, im mniejsza będzie moc tracona w anodzie lampy P_α' .

Ta ostatnia wyraża się znów wzorem /38/

$$P_\alpha' = \frac{1}{T} \int_0^T p_\alpha' dt = \frac{1}{T} \int_0^T v_\alpha' i_\alpha' dt \quad /38/$$

t. zn. jest to średnia z chwilowych mocy występujących na anodzie lampy.

Zależność

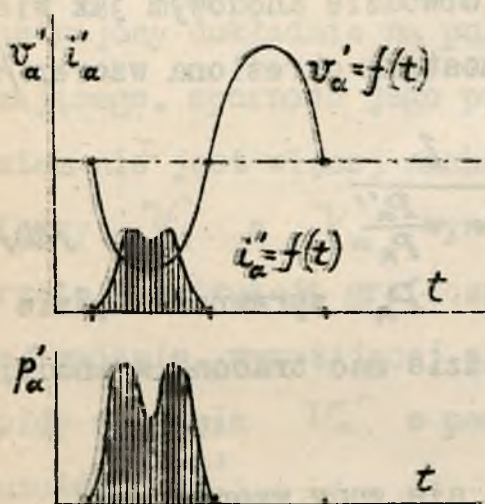
$$p_\alpha' = f(t) \quad /72/$$

może być wyznaczona przez pomnożenie przez siebie odpowiednich rzędnych krzywej $i_\alpha' = f(t)$ i $v_\alpha' = f(t)$.

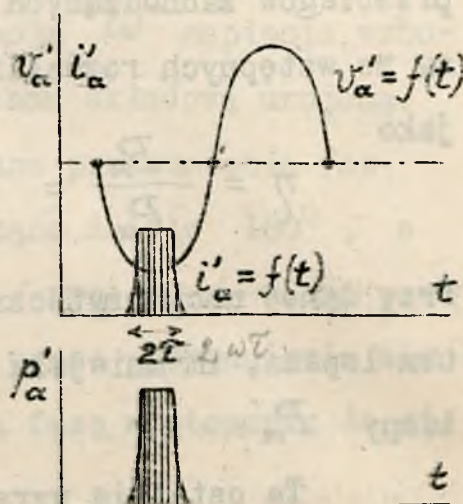
rys. 14.

Powierzchnia objęta przez krzywą /72/ jest miarą mocy traconej w anodzie. Aby moc ta była możliwie mała, należy dążyć do tego, aby nie występowały jednocześnie duże chwilowe wartości i_α' i v_α' .

Gdy praca lampy odbywa się na prostolinijnych zakresach charakterystyk, a więc przebiegi są sinusoidalne,



Rys. 14.



Rys. 15.

sprawność - jak wiadomo - nie może przekroczyć 50 %.

Polepszenie sprawności uzyskuje się przez nadanie krzywom $i'_a = f(t)$ i $v'_a = f(t)$ specjalnego kształtu, takiego, aby, o ile możliwości jednocześnie i'_a i v'_a nie uzyskiwały dużych wartości.

Najczęściej jednak zachowuje się przebieg napięcia v'_a sinusoidalnie tętniącym, natomiast prądowi i'_a nadaje się przebieg prostokątny, a raczej trapezowy, przez uczynienie V_{S0} dostatecznie ujemnym przy jednoczesnym zwiększeniu \bar{V}_S . W tych warunkach prąd anodowy płynie raczej impulsami, które mają postać trapezu o małej podstawie, a przeto i straty w anodzie

są wtedy znacznie zmniejszone, gdyż temu okresowi przepływu odpowiadają najniższe wartości V_{α}' /rys.15/

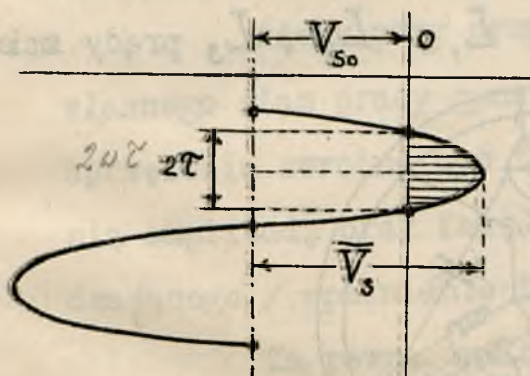
Związek między czasem 2τ przepływu prądu w ciągu okresu T a napięciami V_{s0} i \bar{V}_s daje się określić z zależności sinusoidalnych - jak to wynika z rys. 16, a mianowicie:

$$\omega\tau = \arccos \frac{\bar{V}_s}{V_{s0}} \quad \text{173/}$$

$$V_{s0} = \bar{V}_s \sin\left(\frac{\pi}{2} - \omega\tau\right) = \bar{V}_s \cos\omega\tau$$

$$\cos\omega\tau = \frac{V_{s0}}{\bar{V}_s} \quad \text{173/}$$

Sprawność w zależności od tego kąta, przy założeniu



Rys. 16.

niewykorzystanego napięcia $= G$, wyrazi się

wzorem

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\alpha}} = G \cdot \frac{\sin\omega\tau}{\omega\tau} \quad \text{174/}$$

bowiem przy prostolinijnym przebiegu prądu i_{α}' ,

prostokąt o podstawie $2\omega\tau$ i wysokości $I_{\alpha nas}$.

$$P_R = \frac{2}{2\pi} I_{\alpha nas} V_{\alpha 0} G \sin\omega\tau$$

$$P_{\alpha} = \frac{2\omega\tau}{2\pi} I_{\alpha nas} V_{\alpha 0} \quad \text{175/}$$

$$P_R = \frac{2}{\pi} I_{\alpha nas} V_{\alpha 0} G \sin\omega\tau$$

Przy $G \approx 1$, sprawność η dąży do 1 gdy τ dąży do zera.

$$i_{\alpha}' = I_{\alpha nas} \quad v_{\alpha}' = V_{\alpha 0} - v_{\alpha min} = V_{\alpha 0}(1 - G)$$

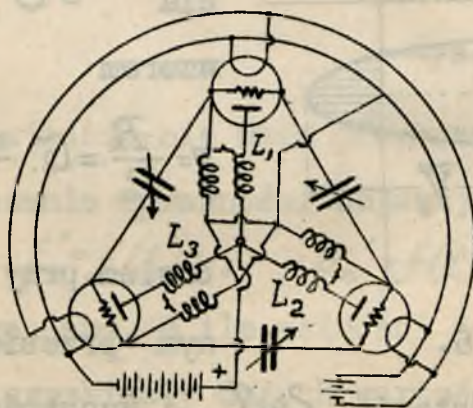
$$P_R = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\omega\tau} I_{\alpha nas} V_{\alpha 0} G \cos\omega t dt; \quad G = \frac{v_{\alpha min}}{V_{\alpha 0}} \quad v_{\alpha min} = G V_{\alpha 0}$$

$$- \omega t \quad P_R = \frac{1}{2\pi} I_{\alpha nas} V_{\alpha 0} G \sin\omega t \quad v_{\alpha}' = v_{\alpha min} = V_{\alpha 0} G \cos\omega t$$

Generatory prądów wielofazowych.

Lampa katodowa w układzie generatorowym umożliwia nietylko otrzymywanie prądów zmiennych jednofazowych. Również jest możliwe wytwarzanie przy jej pomocy prądów wielofazowych - przez zestawienie kilku układów generatorowych jednofazowych przy zachowaniu wielokrotnej symetrii.

R. Mesny stosując układ przedstawiony na rys. 17 otrzymał w cewkach L_1 , L_2 , L_3 prądy zmienn-



Rys. 17.

ne o jednakowej częstotliwości, lecz przesunięte względem siebie o 120° - a więc prądy trójfazowe. Układ taki wytwarza jedną tylko częstotliwość jedynie wówczas, gdy jest symetryczny, przyczem różnice w niejednorodności między odpowiednimi elementami poszczególnych faz nie powinny przekraczać $4 \div 5 \%$.

GENERATOR LAMPOWY O WZBUDZENIU WŁASNEM.

Zastępując obce napięcie wzbudzające przez napięcie pochodzące z obwodu anodowego generatora otrzymujemy generator o wzbudzeniu własnym. To napięcie wzbudzające otrzymuje się przez t.zw. sprzężenie zwrotne obwodu siatki z obwodem anodowym, uskutecznione nazewnątrz lub wewnątrz samej lampy / przez pojemność "anoda-siatka" /.

Ażeby przy przejściu od wzbudzenia obcego do własnego stan pracy generatora nie uległ zmianie, musi sprzężenie zwrotne być takie, aby zapewniło odpowiednią amplitudę oraz fazę przenoszonego napięcia wzbudzającego / spełnienie t.zw. warunku amplitudy i fazy/.

Za pewną analogję pod tym względem może tu posłużyć prądnicą prądu stałego o wzbudzeniu obcym oraz prądnicą o wzbudzeniu własnym. W celu przejścia od wzbudzenia obcego do własnego, należy zacząć czerpać napięcie dla obwodu wzbudzenia z zacisków prądnicy, przyczem, dla zachowania warunków pracy bez zmian, musi być dobrana wielkość tego napięcia/w analogji odpowiada to warunkowi amplitudy/ oraz kierunek /odpowiada warunkowi fazy/.

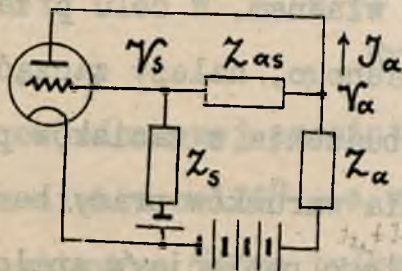
Jeżeli chodzi o pierwszy moment pobudzenia

generatora/o własnym wzbudzeniu/ do drgań elektrycznych, wystarcza częstokroć jakiś przypadkowy impuls w jednym z obwodów lampy / o ile t.zw. warunek samowzbudzenia jest spełniony/, podobnie jak w prądnicę prądu stałego wystarcza do tego celu zazwyczaj magnetyzm szczątkowy obwodu magnetycznego.

Istnieje szereg układów generacyjnych o wzbudzeniu własnym, różniących się sposobem sprzężenia zwrotnego . We wszystkich jednakże istotną rzeczą jest możliwość przechodzenia energii z obwodu anodowego do obwodu siatki z odpowiednią fazą i amplitudą.

Typowy układ ze sprzężeniem zwrotnym.

Typowy układ generatora ze sprzężeniem zwrotnym przedstawia w postaci ogólnej rys.1. W obwodzie



Rys. 1.

na schemacie rys.1, możemy ułożyć równania :

anodowym mamy oporność zespoloną Z_{α} , w obwodzie siatki - Z_s , oraz między obwodem anodowym i siatki sprzęgającą zwrotnie oporność $Z_{\alpha s}$. Przy oznaczeniach, jak na

$$I_{\alpha} = \frac{KV_s}{\rho + \frac{1}{\frac{1}{Z_{\alpha}} + \frac{1}{Z_{as} + Z_s}}} ; \quad \frac{V_{\alpha}}{V_s} = \frac{Z_{as} + Z_s}{Z_s} \quad /1/, /2/$$

ORAZ

$$V_{\alpha} = -I_{\alpha} \cdot \frac{1}{\frac{1}{Z_{\alpha}} + \frac{1}{Z_{as} + Z_s}} \quad /3/$$

Z równań tych otrzymujemy wyrażenie:

$$\rho[Z_{\alpha} + Z_s + Z_{as}] + Z_{\alpha}[(1+K)Z_s + Z_{as}] = 0, \quad /4/$$

które może być sprowadzone do postaci:

$$A + j.B = 0, \quad /5/$$

bowiem oporności Z mają postać: $Z = R + j.X$.

Zatem, w stanie ustalonym pracy generatora, musi być

$$A = 0 \quad /równanie amplitudy/ /6/$$

$$B = 0 \quad /równanie fazy / /7/$$

Równanie /6/ i /7/ wyrażają związek, jaki winien istnieć między wielkościami elektrycznymi układu, aby energia przechodząca z obwodu anodowego do obwodu siatki poprzez oporność sprzęgającą Z_{as} miała odpowiednią amplitudę ($A=0$) oraz fazę ($B=0$)

Równania te pozwalają więc obliczyć dla różnych układów wielkość oraz rodzaj $Z_{\alpha s}$, związek między Z_s i Z_α oraz częstotliwość jaka się ustali w generatorze przy danej lampie o stałych K i ρ .

Warunek samopodtrzymywania drgań.

Poprzez sprzężenie zwrotne z obwodu anodowego przechodzi do obwodu siatki energja potrzebna do podtrzymywania drgań w generatorze.

Jak wiemy, musi ona wytworzyć na siatce napięcie / o takiej amplitudzie \bar{V}_s oraz fazie φ , jakie byłoby potrzebne w generatorze o obcem wzbudzeniu do wywołania tego samego prądu anodowego.

Jeżeli przyjmiemy, iż sprzężenie zwrotne jest takie, że zapewnia między V_α i V_s przesunięcie faz równe 180° , wówczas stan pracy generatora, jaki się ustali w tych warunkach, będziemy mogli określić na podstawie t.zw. prostej sprzężności zwrotnej.

Prosta sprzężności zwrotnej jest to linja, wyrażająca - w układzie osi charakterystyki dynamicznej - zależność między napięciem \bar{V}_s a prądem \bar{I}_α , który wytwarza to napięcie poprzez sprzężenie zwrotne, a więc jest to zależność

$$\bar{I}_\alpha = f(\bar{V}_s) \quad . \quad /8/$$

Zależność tę otrzymać można, rozpatrując układ obwodów jak to wskazuje rys. 2. W ogólnym wypadku wyraża się ona wzorem

$$J_{\alpha} = - \frac{Z_a + Z_s + Z_{as}}{Z_a \cdot Z_s} \cdot V_s \quad /9/$$

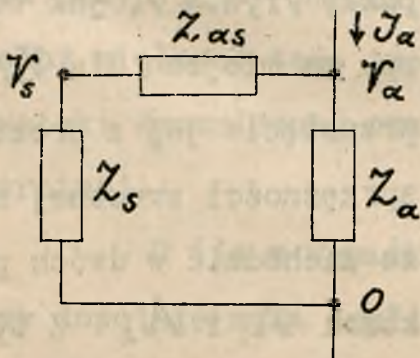
Albo, oznaczając nachylenie prostej sprzężności zwrotnej przez S_{ZWT} , równanie /9/ przedstawimy jako

$$J_{\alpha} = S_{ZWT} \cdot V_s \quad /10/$$

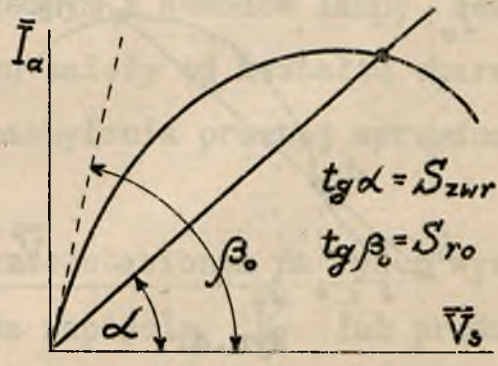
Przy spełnionym warunku fazy musi być S_{ZWT} rzeczywiste, a przeto

$$\bar{I}_{\alpha} = S_{ZWT} \cdot \bar{V}_s \quad /11/$$

Zmieniając naprzykład Z_{as} , możemy zmienić S_{ZWT} , a tem



Rys.2.



Rys.3.

samym położenie punktu przecięcia prostej sprzężności zwrotnej z charakterystyką dynamiczną /rys.3./

Punkt ten określa stan pracy, jaki się uzyskuje przy danej sprzężności zwrotnej, albowiem jego współrzędne muszą jednocześnie równać się równaniom charakterystyki dynamicznej $\bar{I}_\alpha = f(\bar{V}_S)$ oraz prostej sprzężności zwrotnej $\bar{I}_\alpha = S_{zw} \cdot \bar{V}_S$.

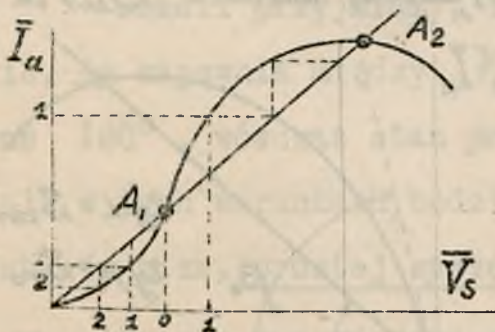
Zatem zmiana wielkości S_{zw} pozwala zmieniać stan pracy generatora.

Oznaczając nachylenie stycznej do charakterystyk w początku układu przez S_{r0} , graniczny warunek podtrzymania drgań wyrazimy w postaci równania

$$S_{zw} \leq S_{r0}$$

*nachyl. charakt
w początku /12/
układu.*

W wypadku, gdy charakterystyka ma przebieg wklęsło-wypukły /rys.4./, jak to



Rys.4.

np. ma miejsce dla $V_{S_0} < 0$, przecięcie jej z prostą sprzężności zwrotnej może zachodzić w dwóch punktach A_1 i A_2 . Z tych

dwóch możliwych stanów pracy jeden jest normalnym stanem trwałym (A_2), drugi - chwilowym (A_1), dającym się utrzymać w pewnych tylko warunkach. Każde bowiem przypadkowe, nawet krótkotrwałe np. zmniejszenie ampli-

tudy napięcia \bar{V}_s podczas pracy w punkcie A_1 , wywoła w obwodzie anodowym prąd \bar{I}_α mniejszy od tego, jaki jest potrzebny, aby poprzez sprzężenie zwrotne, dać znów na siatce poprzednie \bar{V}_s , wskutek czego praca generatora stopniowo zaniknie; natomiast przy zwiększeniu \bar{V}_s nastąpi przejście stopniowe do punktu pracy A_2 .

Co się tyczy punktu pracy A_2 to można tu podobnym rozważaniem dowieść, że zawsze, przy naruszeniu stanu pracy, układ wróci do tego stanu A_2 .

Warunek samowzbudzenia drgań.

Jak już było wspomniane, dla wywołania drgań w generatorze ze sprzężeniem zwrotnym, częstokroć wystarcza przypadkowy impuls w jednym z obwodów lampy. Jednocześnie wielkość tego impulsu zależy od kształtu charakterystyki dynamicznej oraz nachylenia prostej sprzężności zwrotnej.

O ile w wypadku przedstawionym na rys.5 wystarczy dowolnie mała amplituda napięcia \bar{V}_s lub prądu \bar{I}_α , aby drgania się spotęgowały i doszły do punktu A_1 , o tyle w wypadku jak na rys.4 niezbędne do tego napięcie

\bar{V}_s lub prąd \bar{I}_α musi być większe od tych, które odpowiadają punktowi A_1 , aby stan pracy przenieść po

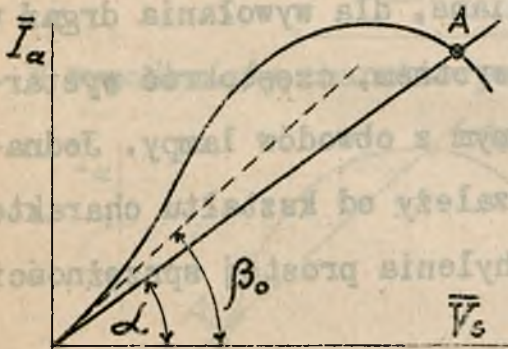
za A , , gdyż w przeciwnym razie układ wróci do stanu spoczynku ; kryterjum wzbudzenia się drgań pod wpływem najmniejszego impulsu będzie więc wzajemna zależność nachylenia stycznej do charakterystyki w początku układu i nachylenia prostej sprzężności zwrotnej /rys.5 / ; mianowicie będzie się to wyrażać warunkiem :

$$\beta_0 > \alpha \quad \text{albo} \quad \operatorname{tg} \beta_0 > \operatorname{tg} \alpha . \quad /13/$$

Ponieważ

$$\operatorname{tg} \beta_0 = \frac{d\bar{I}_\alpha}{d\bar{V}_s} , \quad /14/$$

zaś dla b.małych amplitud można uważać, że nachylenie



Rys.5.

charakterystyki dynamicznej jest równe nachyleniu charakterystyki roboczej w początkowym punkcie pracy generatora $(V_{\alpha 0}, V_{s 0})$, dla którego dane są $S_{\alpha 0}$,

$\rho_{\alpha 0}$ i $K_{\alpha 0}$, przeto

$$\operatorname{tg} \beta_0 = \frac{S_{\alpha 0}}{1 + \frac{r}{\rho_{\alpha 0}}} = \frac{K_{\alpha 0}}{r + \rho_{\alpha 0}} ; \quad /15/$$

zatem warunek samowzbudzenia drgań brzmi

$$\frac{K_{\alpha 0}}{r + \rho_{\alpha 0}} > S_{zwr} . \quad /16/$$

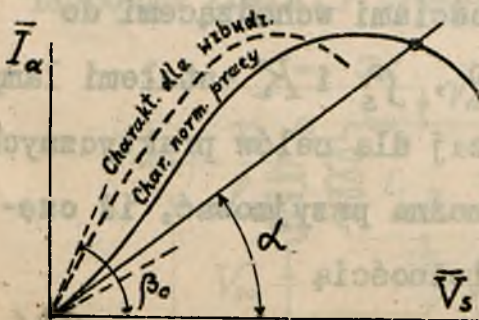
Tutaj \mathcal{R} jest opornością rzeczywistą znajdującą się w obwodzie anodowym na zewnątrz lampy.

Samopodtrzymywanie a samowzbudzanie drgań.

Widzimy z porównania warunków samopodtrzymywania drgań i samowzbudzania drgań, iż warunki te są niezależne. Warunek samopodtrzymywania może być zachowany i generator będzie pracował, jednak warunek samowzbudzania może nie być spełniony, a więc, w razie zerwania drgań, same nanowo się one nie wzbudzą.

Natomiast spełnieniu warunku samowzbudzania towarzyszy zawsze warunek samopodtrzymywania ; jednak odpowiadający mu stan pracy częstokroć może być niekorzystny / zbyt silne sprzężenie zwrotne /.

Z tych względów nierzadko stosuje się takie układy, w których praca odbywa się stale przy ujemnym początkowym potencjale siatki, a jedynie dla wzbudzenia drgań to ujemne napięcie zostaje chwilowo wyłączane,



Rys.6.

dzięki czemu nachylenie charakterystyki dynamicznej wzrasta, tak, aby warunek samowzbudzania został spełniony /rys.6 /.

Częstotliwość wytwarzanych prądów.

W generatorze o wzbudzeniu własnym prądy wytwarzane noszą charakter swobodnych drgań elektrycznych, zachodzących w obwodzie o zmniejszonym do zera tłumieniu, częstotliwość ich jest więc określona przez stałe elektryczne obwodów generatora.

Częstotliwość jaka się ustala w danych warunkach wynika z zależności

$$j \cdot B = 0, \quad (11)$$

określającej fazę przenoszonego przez sprzężenie zwrotne napięcia na siatkę.

Ponieważ B zawiera Z_α, Z_s, Z_{as} ,

K i ρ , przeto w ogólnym wypadku częstotliwość jest funkcją tych wielkości

$$\omega = f(L', C', R', \rho, \rho_s, K) \quad (12)$$

L', C', R' są tu wielkościami wchodzącymi do układu generacyjnego, zaś ρ, ρ_s i K - stałymi lampy.

Z pewnem - zazwyczaj dla celów praktycznych dostatecznym-przybliżeniem można przyjmować, iż częstotliwość ta wyraża się zależnością

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (13)$$

gdzie L i C odnoszą się do obwodu rezonansowego w obwodzie anodowym.

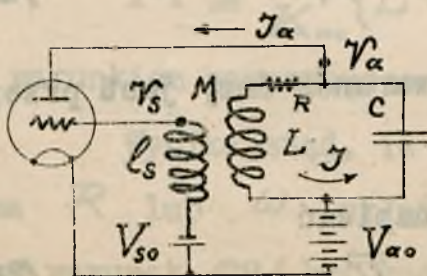
Jednakowoż, jeśli chodzi o uwzględnienie zmian częstotliwości na skutek zmian stałych układu generacyjnego, to wpływ wywierać tu będą głównie ρ i ρ_s jako zależne w dużym stopniu od stanu pracy samej lampy / V_{ao} , V_{so} , I_{ec} /.

Zwrócenie uwagi na tę okoliczność ma szczególne znaczenie w generatorach wzbudzających, od których wymaga się b.wielkiej stałości częstotliwości. Uzyskuje się ją przez utrzymywanie stałych warunków pracy samej lampy.

Układy o sprzężeniu zwrotnym

Układ o sprzężeniu zwrotnym indukcyjnym.

Układ, w którym A.Meissner poraz pierwszy zrealizował zasadę sprzężenia zwrotnego w generatorze lampowym /1913 r/ przedstawiony jest na rys. 7.



Rys. 7.

Układ ten rozpatrzmy dokładniej, w założeniu, że moc wzbudzenia siatki jest znikomo mała a więc oporność siatki jest nieskończenie wielka.

Dla częstotliwości rezonansowej

$$\omega \cong \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

oporność pozorna obwodu L, C, R , w odniesieniu do anodowego jest, jak wiadomo,

$$r \cong \frac{\omega^2 L^2}{R} = \frac{L}{CR} \quad , \quad /19/$$

a przeto mamy

$$V_a = -J_a \cdot r \quad , \quad J = \frac{V_a}{j\omega L} \quad ; \quad /20/$$

SEM-na wzbudzona w cewce ℓ_s , równa w tych warunkach napięciu na jej zaciskach, jest

$$\mathcal{E}_s = -J \cdot j \cdot \omega \cdot M = V_s \quad /21/$$

Z równań tych otrzymujemy

$$J_a = \frac{L}{M \cdot r} \cdot V_s \quad /22/$$

Zatem

$$S_{zwr} = \frac{L}{M \cdot r} = \frac{RC}{M} \quad /23/$$

jest rzeczywiste, a przeto warunek fazy jest przez układ spełniony.

Dla amplitud możemy przeto napisać

$$\bar{I}_a = S_{zwr} \cdot \bar{V}_s \quad /24/$$

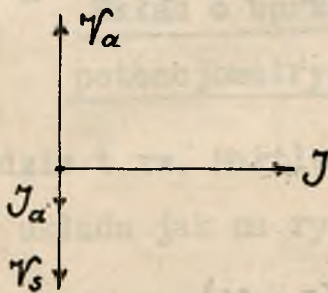
Oczywiście między \mathcal{V}_α i \mathcal{V}_s istnieje przesunięcie 180° , co widać z zależności

$$\frac{\mathcal{V}_s}{\mathcal{V}_\alpha} = - \frac{M}{L} \quad , \quad /25/$$

również dającej się tu wyrazić w postaci

$$\frac{\bar{\mathcal{V}}_s}{\bar{\mathcal{V}}_\alpha} = \frac{M}{L} \quad /26/$$

Zmianę $S_{zwy.}$ w danym układzie można uskutecznić przez



Rys. 8.

zmianę M : ze wzrostem M sprzężenie zwrotne staje się coraz silniejsze /prosta pochyła się ku dołowi/ przyczem graniczna wartość M określa się z

zależności, podanych we wzorze /16/ :

$$\frac{RC}{M} \leq \frac{K_{\alpha 0}}{\rho_{\alpha 0} + \frac{L}{RC}} \quad /27/$$

Stąd

$$M \geq \frac{1}{K_{\alpha 0}} (L + CR\rho_{\alpha 0}) \quad /28/$$

jest warunkiem samowzbudzenia drgań.

Wynika stąd, iż przy danych $K_{\alpha 0}$ i $\rho_{\alpha 0}$, zmiana R lub ω układu wymaga zmiany M , aby zawsze warunek /28/ był spełniony.

Co się tyczy wzajemnego nawinięcia cewek L_s i L , względnie połączenia ich końców z siatką lub anodą, należy tu zwracać uwagę na warunek przesunięcia fazy między V_a i V_s .

Rozwiązanie wzorami ogólnymi. - Układ Meissner'a może być rozwiązany na podstawie ogólnych wzorów wg. oznaczeń na rys. 1. Będziemy tu mieli / w wypadku, gdy opór jest w gałęzi indukcyjności /

$$Z_a = -j \frac{1}{\omega C}$$

$$Z_s = -j \omega M$$

$$Z_{as} = R + j \omega (L + M)$$

Zgodnie ze wzorem /9/ dla rezonansu

$$S_{ZNR} = - \frac{R + j(\omega L - \frac{1}{\omega C})}{(-j \omega M) \cdot (-j \frac{1}{\omega C})} = \frac{R C}{M} \quad /30/$$

Określając z ogólnego równania /6/ i /7/ A i B otrzymamy

$$A = \rho R + \frac{L - KM}{C} = 0 \quad /31/$$

$$B = (1 + \frac{R}{\rho}) \frac{1}{\omega C} - \omega L = 0 \quad /32/$$

Z równania /31/ wynika warunek graniczny wzbudzenia drgań

$$M = \frac{1}{K_{\alpha 0}} (L + CR \rho_{\alpha 0}) , \quad /33/$$

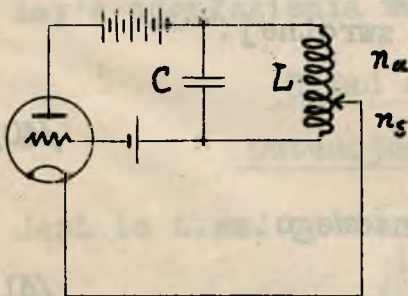
z /32/ - ściśle wyrażenie na pulsację układu

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \cdot \sqrt{1 + \frac{R}{\rho}} . \quad /34/$$

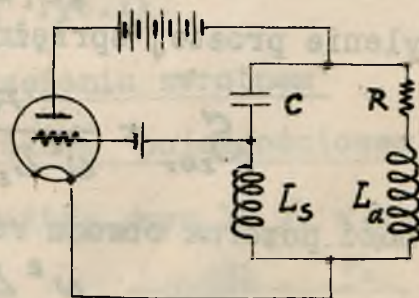
Gdy $\frac{R}{\rho} \ll 1$, $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ - co też ma zazwyczaj miejsce.

Układ o sprzężeniu zwrotnym
potencjometrycznym indukcyjnym.

W układzie t.zw. Hartley'a /rys.9 /, sprowadzającym się do układu jak na rys.10 , siatka otrzymuje na-



Rys.9



Rys.10

pięcie z części L_s indukcyjności obwodu rezonansowego.

Tutaj

$$\begin{aligned} Z_{\alpha} &= R + j\omega L_{\alpha} \\ Z_s &= j\omega L_s \\ Z_{as} &= -j\frac{1}{\omega C} \end{aligned}$$

Z wyrażenia

$$A = \rho \cdot R - \omega^2 L_\alpha L_s (1+K) + \frac{L_\alpha}{C} = 0 \quad /36/$$

otrzymujemy warunek graniczny samowzbudzenia drgań; wstawiając tam $\rho_{\alpha 0}$ i $K_{\alpha 0}$ i uwzględniając otrzymane poniżej /38/ ω , możemy napisać ten warunek

$$\frac{L_s L_\alpha}{L_\alpha + L_s} = \frac{C \rho R - L_\alpha}{1+K} \quad /37/$$

Z wyrażenia $B=0$ obliczamy

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{C(L_\alpha + L_s)}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\frac{R}{\rho}}{1 + \frac{L_\alpha}{L_s}}}, \quad /38/$$

które dla $R \ll \rho$ będzie

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{C(L_\alpha + L_s)}} \quad /39/$$

Nachylenie prostej sprzężności zwrotnej:

$$S_{zwr} = \frac{R}{\omega^2 L_s L_\alpha} \quad /40/$$

Oporność pozorna obwodu rezonansowego:

$$r = \frac{\omega^2 L_\alpha^2}{R} \quad /41/$$

Z warunku rezonansu wynika, iż

$$\omega L_s - \frac{1}{\omega C} = -\frac{1}{\omega C'} < 0 \quad /42/$$

t.zn., iż gałąź L_s, C posiada własności oporności pojemnościowej. W gałęzi tej mamy natężenie prądu J oraz napięcie V_s :

$$J = \frac{V_a}{-j\omega C'} ; \quad V_s = Jj\omega L_s = -\omega^2 L C' V_a, \quad /123/$$

a więc niezbędne przesunięcie faz między V_s i V_a uzyskuje się.

Jeżeli odgałęzienie cewki liczone jest według zwojów n , wówczas mamy zależność między indukcyjnością a ilością zwojów

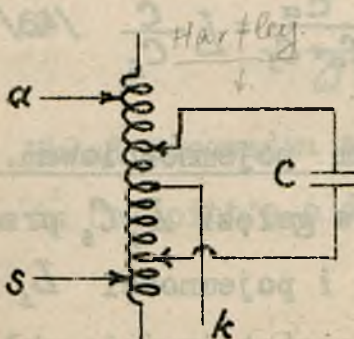
$$L_a = L \frac{n_a}{n} ; \quad L_s = L \frac{n_s}{n} ; \quad /124/$$

przyczem $L = L_a + L_s$, $n = n_a + n_s$, w założeniu, że cała cewka L jest dość ściśle nawinięta.

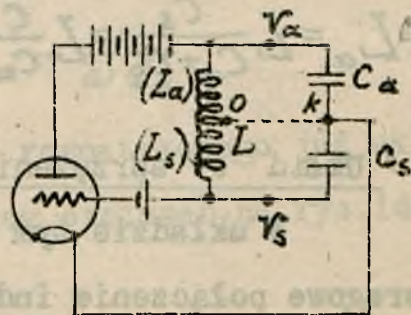
Dla uniezależnienia poszczególnych regulacji r , S_{znr} i ω stosuje się w układzie Hartley'a odgałęzienia według rys.11.

Układ o sprzężeniu zwrotnem potencjometrycznym pojemnościowym

Jest to t.zw. układ Collpitts'a /rys.12 /, w którym



Rys. 11.



Rys. 12.

podział napięcia między siatkę a anodę oraz odwracanie jego fazy odbywa się nie - jak u Hartley'a - na indukcyjności, lecz na pojemności.

Na cewce L można zawsze znaleźć taki punkt O , mający taki sam potencjał co punkt K . Podzieli on cewkę na dwie części L_α i L_s takie, aby

$$\frac{\frac{1}{\omega C_\alpha}}{\frac{1}{\omega C_s}} = \frac{\omega L_\alpha}{\omega L_s} \quad /45/$$

skąd

$$\frac{L_\alpha}{L_s} = \frac{C_s}{C_\alpha} \quad /46/$$

W ten sposób układ sprowadza się do rozpatrzonego układu Hartley'owskiego, w którym

$$C = \frac{C_s \cdot C_\alpha}{C_s + C_\alpha} \quad /47/$$

oraz

$$L_\alpha = L \frac{C_s}{C_\alpha + C_s} = L \frac{C}{C_\alpha}; \quad L_s = L \frac{C_\alpha}{C_\alpha + C_s} = L \frac{C}{C_s} \quad /48/$$

Układ o sprzężeniu zwrotnem pojemnościowym.

W układzie tym /rys.13/ w gałęzi $L_s C_s$ przez szeregowe połączenie indukcyjności i pojemności L_s i C_s nie będących w rezonansie z częstotliwością ukła-

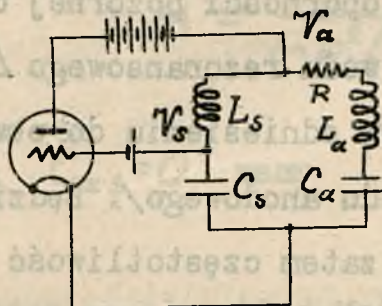
du, która jest tu

$$\omega \cong \frac{1}{\sqrt{(L_a + L_s) \frac{C_a C_s}{C_a + C_s}}} \quad /49/$$

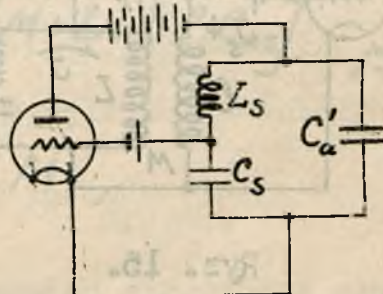
oraz spełniających warunek

$$\omega L_s - \frac{1}{\omega C_s} > 0 \quad /50/$$

uzyskuje się odwrócenie faz między V_a i V_s .



Rys.13.



Rys.14.

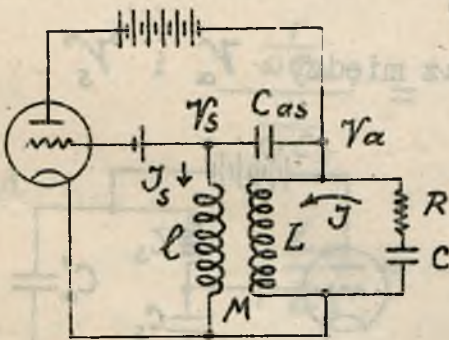
W tym wypadku gałąź $L_a R C_a$ musi mieć oporność pojemnościową, którą możemy oznaczyć

$$-\frac{1}{\omega C'_a} = \omega L_a - \frac{1}{\omega C_a} \quad /51/$$

Układ sprowadza się więc do rozpatrzonego już układu Collpitt'a o danych według oznaczeń na rys.14.

Układ o sprzężeniu zwrotnym
pojemnościowo - indukcyjnym.

Jest to układ Meissner'a, w którym dodatkowo działa sprzężenie pojemnościowe między obwodem anodowym a obwodem siatki /rys.15./ . Założmy że oporność pozor-



Rys. 15.

na gałęzi C_{as} , l jest duża w porównaniu do oporności pozornej obwodu rezonansowego LCR /w odniesieniu do obwodu anodowego/. Będzie zatem częstotliwość ge-

neratora określona wzorem :

$$\omega \approx \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad /52/$$

Układamy równania dla obliczenia S_{zwr} takiego generatora :

$$V_a = J_s j(\omega l - \frac{1}{\omega C_{as}}) - J j \omega M \quad /53/$$

$$V_s = J_s j \omega l - J j \omega M \quad /54/$$

Pozatem mamy

$$V_a = -J_a r; J = \frac{V_a}{j \omega L}; r = \frac{L}{RC}; \quad /55/$$

z zależności /53/ /54/ /55/ określimy

$$S_{zwr} = \frac{I_{\alpha}}{V_S} = \frac{RC}{L} \cdot \frac{1}{\left(\frac{M}{L} - \frac{1 + \frac{R}{L}}{1 - \omega^2 C_{as} \cdot l}\right)} \quad /56/$$

albo

$$S_{zwr} = \frac{R \cdot C}{M'} \quad /57/$$

gdzie

$$M' = \frac{1}{1 - \omega^2 \cdot l \cdot C_{as}} \cdot [M + L \cdot \omega^2 \cdot l \cdot C_{as}] \quad /58/$$

Dla $C_{as} = 0$ mamy $M' = M$,

a więc zwykły układ Meissnerowski, dający sprzężenie zwrotne przy odpowiednim znaku M .

Dla $M = 0$ mamy

$$M' = L \cdot \frac{\omega^2 \cdot l \cdot C_{as}}{1 - \omega^2 \cdot l \cdot C_{as}} \quad /59/$$

Aby S_{zwr} było dodatnie, musi być

$$\omega^2 \cdot l \cdot C_{as} < 1, \quad /60/$$

a zatem powinno być

$$\omega \cdot l < \frac{1}{\omega C_{as}},$$

czyli gałąź C_{as}, l posiadać powinna przewagę oporności pojemnościowej.

Ponieważ C_{as} jest zawsze dodatnie, przeto przy spełnionym warunku /60/ pojemność ta zawsze daje sprzężenie zwrotne. Natomiast sprzężenie indukcyjne może być dodatnie, zero lub ujemne, a przeto daje ono albo sprzężenie albo odsprzężenie, równoważąc w tym drugim wypadku działanie sprzęgające C_{as} . Istotnie, czyniąc $M < 0$, możemy uczynić również $M = 0$ pomimo, iż $C_{as} \neq 0$.

Natomiast przeciwnie, gdy warunek /60/ nie jest spełniony, a więc gdy

$$\omega^2 l \cdot C_{as} > 1, \quad /61/$$

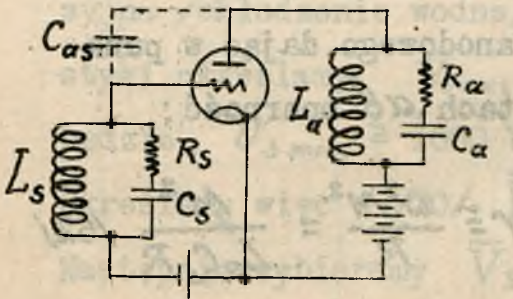
wówczas sprzężenie pojemnościowe przeciwdziała sprzężeniu indukcyjnemu.

W ten sposób sprzężenie indukcyjne może tu współdziałać albo przeciwdziałać sprzężeniu pojemnościowemu i odwrotnie.

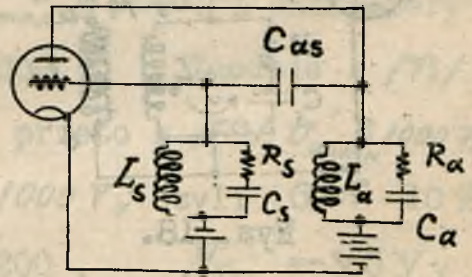
Pod pojemnością C_{as} w powyższych rozważaniach należy rozumieć wszystkie pojemności występujące między anodą i siatką, a więc również pojemność wewnętrzną lampy "anoda-siatka". Tak więc ta pojemność daje sprzężenie zwrotne, nazywane sprzężeniem zwrotnem przez pojemność wewnętrzną lampy, albo wprost sprzężeniem „przez lampę”.

Układ o sprzężeniu przez lampę.

Typowym układem sprzężenia zwrotnego przez wewnętrzną pojemność lampy jest układ t.zw. Kühn-Huth'a /rys.16 /, posiadający obwody nastrojone w anodzie i w siatce.



Rys.16.

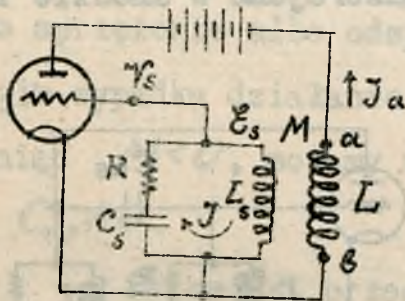


Rys.17.

Przekształcając schemat rys.16 do układu przedstawionego na rys.17, zauważymy, że mamy tu dwa obwody, sprzężone pojemnościowo. Tego rodzaju układ pod względem generacyjnym sprowadzić można do układu Hartley'a pod warunkiem, że obwody $L_s C_s R_s$ i $L_a C_a R_a$ będą miały oporność pozorną indukcyjnościową, a więc, że są nastrojone na częstotliwość nieco wyższą od tej, jaka się ustali w generatorze. Wówczas otrzymamy układ równoważny jak na rys.10.

Układ o sprzężeniu zwrotnym indukcyjnym
z obwodem rezonansowym w siatce.

Jest to układ spotykany w radjoodbiornikach /rys.18/



Rys. 18.

Obwód RC_sL_s może być przeniesiony do obwodu anodowego, dając w punktach ab oporność:

$$r = \frac{\omega^2 M^2}{R} = \frac{M^2}{L_s C_s R} \quad /62/$$

dla $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_s C_s}}$

Mamy dalej równania:

$$\mathcal{E}_s = -j\omega M J_a; \quad J_s = \frac{\mathcal{E}_s}{R}; \quad V_s = -J_s j\omega C_s;$$

skąd

$$S_{zwr} = \frac{RC_s}{M} \quad /63/$$

Warunek samowzbudzenia drgań brzmi tu:

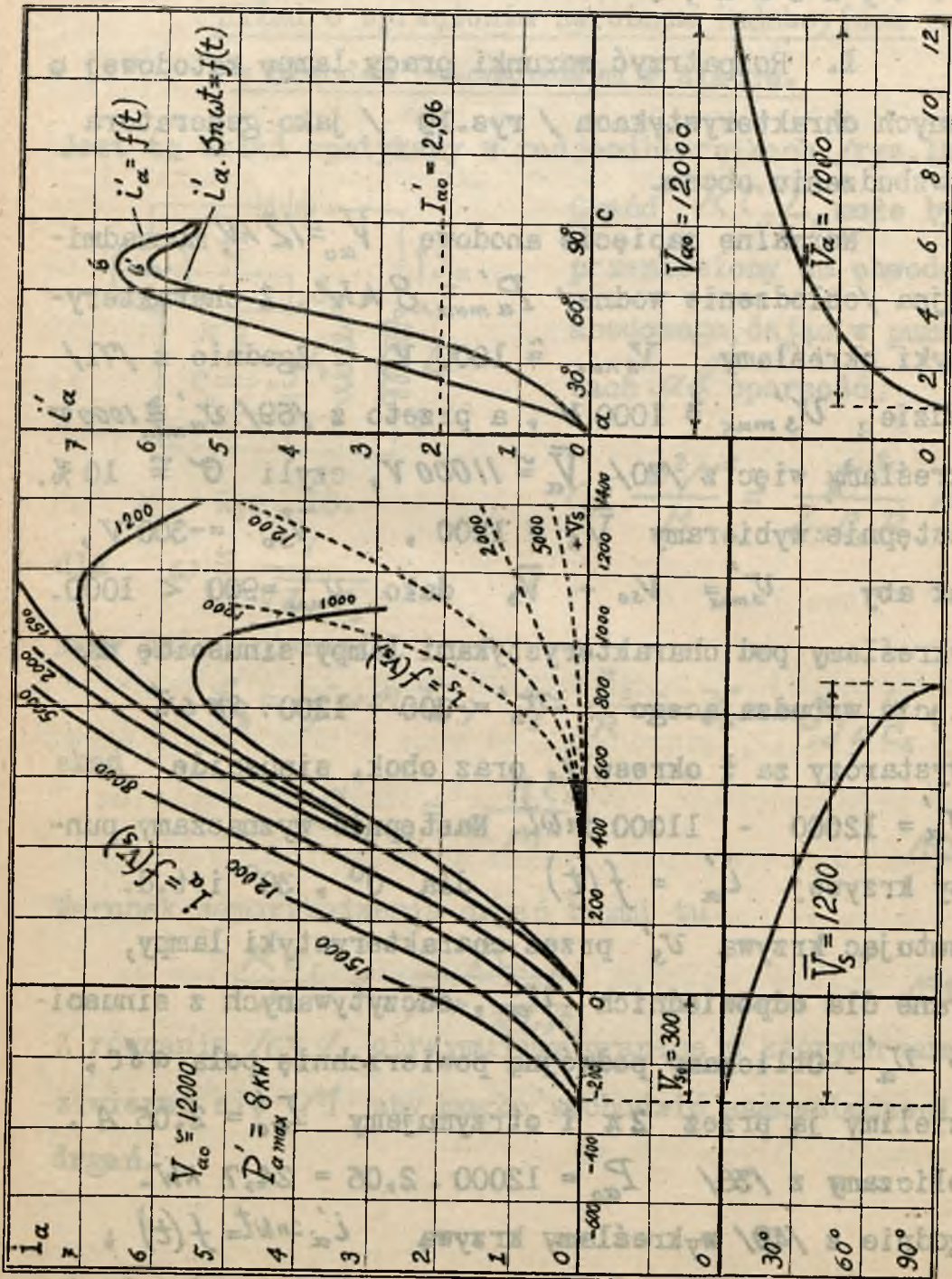
$$\frac{RC_s}{M} < \frac{K}{\rho + \frac{M^2}{RL_s C_s}} \quad /64/$$

Z równania /63/ otrzymujemy granice, w których musi zawierać się M , aby mogło zachodzić samowzbudzenie drgań.

Przykłady.

1. Rozpatrzyc warunki pracy lampy katodowej o danych charakterystykach / rys.19 / jako generatora o wzbudzeniu obcem.

Normalne napięcie anodowe $V_{ao} = 12 kV$, moc admissyjna /chłodzenie wodne/ $P_{a\max}' = 8 kW$. Z charakterystyki określamy $V_{s\max} \approx 1000 V$. Zgodnie z /71/ będzie, $v_{s\max}' \approx 1000 V$, a przeto z /69/ $v_{\alpha\min}' \approx 1000 V$. Określamy więc z /70/ $\bar{V}_{\alpha} \approx 11000 V$, czyli $\sigma \approx 10\%$. Następnie wybieramy $\bar{V}_s = 1200$, $V_{s0} = -300 V$, tak aby $v_{s\max}' = V_{s0} + \bar{V}_s$ dało $v_{s\max}' = 900 < 1000$. Wykreślamy pod charakterystykami lampy sinusoidę napięcia wzбудzającego $v_s' = -300 + 1200 \cdot \sin \omega t$ /wystarczy za $\frac{1}{4}$ okresu /, oraz obok, sinusoidę $v_{\alpha}' = 12000 - 11000 \cdot \sin \omega t$. Następnie wyznaczamy punkty krzywej $i_{\alpha}' = f(t)$ dla 0° , 30° i t.d. rzutując krzywą v_s' przez charakterystyki lampy, brane dla odpowiednich v_{α}' , odczytywanych z sinusoidy v_{α}' . Obliczamy podwójną powierzchnię pola abc , dzielimy ją przez 2π i otrzymujemy $I_{\alpha 0}' = 2,06 A$. Obliczamy z /36/ $P_{ao} = 12000 \cdot 2,06 = 24,7 kW$. Zgodnie z /49/ wykreślamy krzywą $i_{\alpha}' \sin \omega t = f(t)$; po obliczeniu jej podwójnej powierzchni i podzielenia



Rys. 19.

T A B L I C A I

Alternatywa		1	2	3	4	5
Ampl. nap. wzbudz.	\bar{V}_s	1200	1500	2000	3000	3000
Pocz.pot. siatki	V_{s0}	- 300	-500	-1000	-2000	-2000
Max.chwil.pot.siatki	U'_{smax}	900	1000	1000	1000	1000
Ampl. nap. anod.	\bar{V}_a	11000	10000	10000	10800	10000
Min.chwil.pot.anody	U'_{amin}	1000	2000	2000	1200	2000
Prąd anod.dla U'_{amin}	I'_{amin}	5,5	9	9	7	9
Sred.pr.anod.	I'_{a0}	2,06	2,03	1,78	1,43	1,48
Ampl.skl.zm.pr.anod.	\bar{I}_a	3,3	3,9	3,6	2,7	2,7
Moc doprowadzana	P_{a0}	24,7	24	21,4	17,2	17,8
Moc pr. zmien.	P	18,2	19,5	18	14,6	13,5
Moc tracona	P'_{a0}	6,5	4,5	3,4	2,6	4,3
Sprawność	η	74	81	84	85	77
Oporność odbior.energ.	r	3,3	2,6	2,8	4,0	3,7
Opor.najkorzystniejsza	r_{opt}	4,3	2,7	2,7	3,4	2,7
Spółcz.niewyk.nap.	G	8,5	17	17	10	17

przez π otrzymujemy $\bar{I}_\alpha = 3,31 \text{ A}$ /podstawowa prądu zmiennego/. Moc $P_r = \frac{1}{2} \cdot 3,31 \cdot 11000 = 18,2 \text{ kW}$.
 Moc tracona w anodzie $P'_\alpha = 24,7 - 18,2 = 6,5 \text{ kW}$
 $< 8 \text{ kW}$. Sprawność:

$$\eta = 18,2 : 24,7 = 0,74.$$

Oporność pozorną obwodu drgań: $\gamma = \frac{11000}{3,31} = 3,3 \text{ k}\Omega$

Oporność najkorzystniejsza wg. /67/ $\gamma_{opt} = \frac{2 \cdot 12000}{5,5} = 4,35 \text{ k}\Omega$,

bowiem dla $V_{smax}' = 900 \text{ V}$ i $V_{amin}' = 1000 \text{ V}$ $i_{anas} = 5,5 \text{ A}$

Dalej wg /51/ obliczamy $\bar{I}_{\alpha 2} = 1,52$, $\bar{I}_{\alpha 3} \approx 0$,
 $\bar{I}_{\alpha 4} = 0,54$, $\bar{I}_{\alpha 5} = 0,35 \text{ A}$.

Korzystając z charakterystyk prądu siatki określamy

wg /53/ $\bar{I}_{s0} = 0,14 \text{ A}$, wg /54/ $\bar{I}_s = 0,27 \text{ A}$.

Moc wzbudzenia /55/: $P_s = \frac{1}{2} \cdot 0,27 \cdot 1200 \approx 160 \text{ W}$.

Moc tracona w siatce /56/: $P'_s = 160 - 300 \cdot 0,14 = 118 \text{ W}$.

Dla wykazania wpływu wyboru \bar{V}_s , \bar{V}_α i \bar{V}_{s0} na warunki pracy generacyjnej zostały przeliczone inne alternatywy tego przykładu, podane w tabelicy I.

Widzimy, iż zwiększanie \bar{V}_s /kolumny 2,3/ przy jednoczesnym zwiększaniu ujemnego \bar{V}_{s0} , powoduje wzrost sprawności η przy niewielkiem zmniejszeniu mocy użytecznej P . Większy wpływ na zmniejszenie mocy P wywiera wzrost wklęsnięcia, występujący przy zmniejsze-

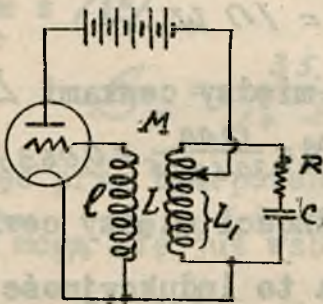
niu $v'_{\alpha \min}$. /kolumna 4 / .Jeśli chodzi o możliwie korzystne warunki pracy generatora - można za takie uważać warunki kolumny 3 , gdzie przy dobrej sprawności moc P jest dość duża. Niewątpliwie jednak harmoniczne będą tu silniejsze, niż w przypadku warunków kolumny 1.

2. Zaprojektować zasadnicze wymiary elektryczne generatora lampowego o wzbudzeniu własnym w układzie /rys. 20 / indukcyjnego sprzężenia zwrotnego z lampą z poprzedniego przykładu, pracującą w warunkach określonych w kolumnie 1.

Dane układu : $f = 10^5 \text{ c}$, $C = 3000 \mu\text{F}$, $R = 40 \Omega$.

Oporność obwodu rezonansowego dla tych warunków pracy ma wynosić

$$r = \frac{\bar{V}_a}{\bar{I}_a} = \frac{11000}{3,31} = 3,3 \text{ k}\Omega$$



Rys. 20.

Ze wzoru /7/ znajdujemy $L_1 = 0,6 \text{ mH}$, podczas gdy całą indukcyjność obwodu rezonansowego obliczymy

jako

$$L = \frac{1}{(2\pi f)^2 C} = \frac{1}{(2 \cdot \pi \cdot 10^5)^2 \frac{3000}{10^{12}}} = 0,83 \cdot 10^{-3} \text{ H}$$

Natężenie prądu w obwodzie rezonansowym zgodnie z /22/ będzie

$$\bar{I} = \frac{11000}{63 \cdot 10^5 \cdot 0,6 \cdot 10^{-3}} \approx 30 \text{ A.}$$

Moc tego prądu wydzielona w $R = 40 \Omega$

$$P = \frac{1}{2} \cdot 30^2 \cdot 40 \approx 18 \text{ kW}$$

Natężenie i moc harmonicznych w oporze R obliczymy, wiedząc, iż rozdzielają się one na obie gałęzie według zależności $1:n^2$. Zatem dla $n = 2$ prąd w gałęzi pojemności / a więc i oporu R / będzie $\frac{4}{3} \cdot 1,52 = 1,22 \text{ A}$

czemu odpowiada moc $P_2 = 60 \text{ W}$.

Podobnie, dla $n = 4$, otrzymamy prąd:

$$\frac{16}{17} \cdot 0,54 \approx 0,5 \text{ A, \quad więc } P_4 = 10 \text{ W.}$$

Wielkość indukcyjności wzajemnej między cewkami L i ℓ obliczymy ze wzoru /21/ jako $M = \frac{1200}{30,63 \cdot 10^5} = 0,063 \text{ mH}$.

Przy współczynniku sprzężenia między cewkami wynoszącym $k = 0,3$, odpowiada to indukcyjności cewki $\ell = 0,06 \text{ mH}$.

Ażby warunek samowzbudzenia drgań był tu spełniony, winno być

$$S'_{ZNF} = \frac{CR}{M} \cdot \frac{L}{L_1} = \frac{3000 \cdot 40}{10^{12} \cdot 0,063 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{0,83 \cdot 10^{-3}}{0,6 \cdot 10^{-3}} = 2,65 \cdot 10^{-3}$$

większe od nachylenia charakterystyki roboczej w początkowym punkcie pracy.

Dla $V_{s0} = -300 V$ i $V_{a0} = 12000 V$ mamy $S_{\alpha} = 0$, a zatem drgania w tym punkcie pracy nie wzbudzą się.

Dla wzbudzenia drgań należy zmniejszyć początkowy ujemny potencjał siatki do wartości takiej, aby odpowiadało mu

$$S_r > 2,65 \cdot 10^{-3}$$

Dla $V_{s0} = -150 V$ i $V_{a0} = 12000 V$ otrzymujemy z charakterystyki $S_{\alpha} \cong 3,5 \cdot 10^{-3} \frac{1}{V}$; ponieważ współczynnik amplifikacji lampy jest $K_{\alpha} = 40 \frac{1}{V}$, przeto oporność wewn. lampy $\rho_{\alpha} = \frac{K_{\alpha}}{S_{\alpha}} \cong 13 k\Omega$

Zatem z /15/

$$S_r = \frac{3,5 \cdot 10^{-3}}{1 + \frac{3,3}{13}} = 2,8 \cdot 10^{-3} > 2,65 \cdot 10^{-3},$$

a więc przy tym potencjale początkowym siatki drgania mogą się już wzbudzić.

3. Obliczyć wpływ oporności wewnętrznej lampy generacyjnej na częstotliwość wytwarzanych prądów w układzie Hartley'a /rys. 10 / o danych: $L = 1 mH$, $C = 900 \mu F$, $R = 100 \Omega$, z lampą o stałych $K = 9 \frac{1}{V}$, $\rho = 10 k\Omega$. Układ pracuje w warunkach granicznych samowzbudzenia się drgań.

Ze wzoru /37/ obliczamy

$$\frac{L_s \cdot L_a}{L_a + L_s} = \frac{10^{-9} \cdot 10^4 \cdot 10^2 - L_a}{1 + 9}$$

Pozatem mamy $L_s + L_a = 1 \text{ mH} = L$

Znajdujemy stąd $L_a = 0,1 \cdot 10^{-3}$, $L_s = 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ H}$.

Stosując wzór /38/ otrzymujemy

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{10^{-9} \cdot 10^{-3}}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\frac{10^2}{10^4}}{1 + 0,111}} \cong 1004500.$$

Wpływ zmian wewnętrznej oporności lampy wyrazimy wzorem

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \cong -\frac{1}{2} \frac{R}{\rho} \frac{1}{1 + \frac{L_a}{L_s}} \cdot \frac{d\rho}{\rho}$$

otrzymanym przez zróżniczkowanie wzoru /38/ i wprowadzenie uproszczenia $\omega \cong \omega_0$.

Podstawiając liczbowe wartości otrzymamy

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \cong -0,5 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{d\rho}{\rho},$$

a więc np. wzrost oporu ρ o 10% daje zmniejszenie się ω o 0,05%.

ZASTOSOWANIE GENERATORÓW LAMPOWYCH W RADJOTECHNICE.

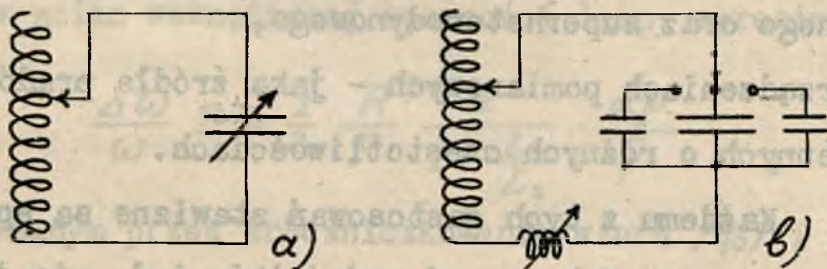
Generatory lampowe znajdują zastosowanie w radjotechnice :

1. w urządzeniach nadawczych do celów radjokomunikacji, czyli w t.zw. nadajnikach,
2. w urządzeniach odbiorczych-jako t.zw. generatory heterodynowe /heterodyny/ dla odbioru interferencyjnego oraz superheterodynowego,
3. w urządzeniach pomiarowych - jako źródła prądów zmiennych o różnych częstotliwościach.

Każdemu z tych zastosowań stawiane są specjalne wymagania. Tak np. od nadajników żąda się dużej sprawności, przy stosunkowo niewielkim zakresie częstotliwości prądów wytwarzanych /wyjątek stanowią nadajniki o specjalnem przeznaczeniu, np. dla celów wojskowych /. Od heterodyn zato wymaga się dużego zakresu częstotliwości, sprawność natomiast nie odgrywa roli. W generatorach pomiarowych dąży się do otrzymania przebiegów możliwie czysto sinusoidalnych. Od wszystkich jednak wymaga się bardzo dużej stałości częstotliwości i niezależności od wpływów zewnętrznych.

Regulacja generatorów.

Zmiana ω . W generatorach o wzbudzeniu własnym zmianę częstotliwości wytwarzanych prądów uzyskuje się przez zmianę stałych obwodu rezonansowego L i C . W generatorach o niewielkiej mocy, zazwyczaj C jest zmienna w sposób ciągły, L - skokami, /rys.1a/ w większych - C bywa zmienna skokami, zaś L /warjo-metr/ - w sposób ciągły /rys.1 b /.



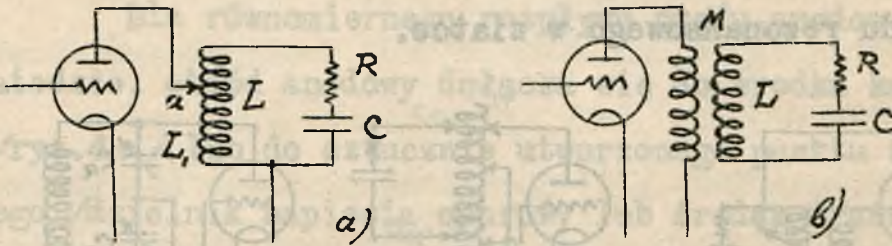
Hys. 1

Zmiana r_{opt} . Nie zawsze najkorzystniejsza oporność lampy generacyjnej określona wzorem /67.Y.a/ jest równa oporności obwodu rezonansowego

$$r = \frac{L}{RC}$$

W tych razach, w celu dopasowania obwodu rezonansowego do lampy, stosuje się zmienne sprzężenie obwodu rezonansowego z obwodem anodowym : bezpośrednio /rys.2a/

lub indukcyjne / rys. 2 b /.



Rys. 2

W pierwszym wypadku oporność ta wynosi

$$r_{opt} = \frac{\omega^2 L_1^2}{R} \quad \frac{2 \text{ Vani}}{I_{am}} \quad \text{N}$$

i reguluje się zaczepem „a” na zwojnicy ; w drugim przypadku jest ona

$$r_{opt} = \frac{\omega^2 M^2}{R} \quad \text{N}$$

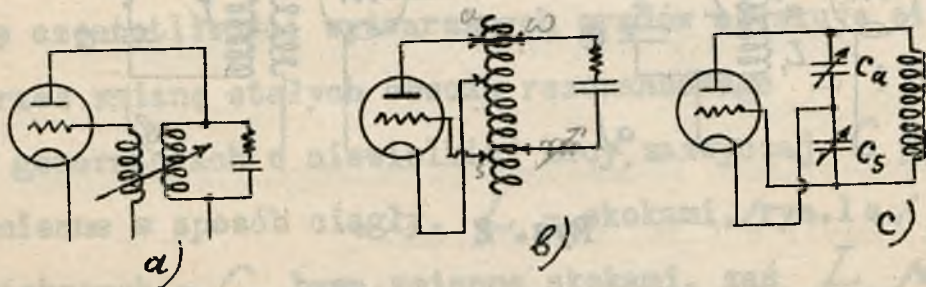
(przy zawsze spełnionym warunku :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \text{)}$$

Regulacje te pozwalają na każdorazowe dopasowywanie obwodu przy zmianie ω lub R .

Z m i a n a \bar{V}_S . Regulacja napięcia wzbudzającego osiąga się przez zmianę sprzężenia zwrotnego ; w układzie Meissner'a przy pomocy M /rys.3a /, w układzie Hartley'a / rys. 3b / – zaczepem sprzężenia siatki,

w układzie Collpittsa - zmianą pojemności C_s /rys.3c/,
w układzie Kühn-Hutha - nieznacznym przestrajaniem
obwodu rezonansowego w siatce.



Rys. 3.

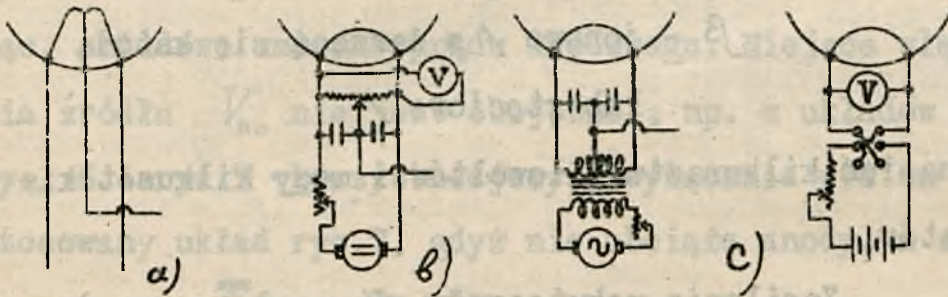
Zasilanie generatorów.

Zasilanie katod generatorów.

Stosuje się tu prąd stały lub zmienny niskiego napięcia /do kilkudziesięciu woltów/. Jako źródła przy mniejszych mocach spotykamy akumulatory, przy większych prądnicę prądu stałego oraz transformatory, zasilane prądem 50 okr. lub czasem o wyższej częstotliwości /300, 500 okr./-. Przy stosowaniu prądu zmiennego należy się liczyć z możliwością występowania pewnej modulacji prądów wielkiej częstotliwości - częstotliwością prądu żarzenia, oddziałującego na przebiegi elektronowe w lampie generacyjnej. Z tych względów, w przypadkach, gdzie chodzi o doskonałą czystość fali

nośnej - stosuje się zasilanie prądem stałym.

Dla równomiernego rozplywu prądu anodowego w katodzie, obwód anodowy dołącza się do środka katody /rys.4a/ lub do sztucznie utworzonego punktu środkowego /dzielnik napięcia oporowy lub środek transformatora /rys. 4 b i c /. Źródło zarzenia bocznikuje się pojemnościami ze względu na prądy w.c.z.



Rys. 4.

Przy zasilaniu prądem stałym stosuje się okresowe /co kilka dni / przełączanie kierunku prądu zarzenia w katodzie w celu równomiernego zużywania się obu końców katody.

Zarzenie uskutecznia się z reguły przy stałym napięciu V_K , kontrolowanym przy pomocy woltmierzera włączonego na zaciski katody.

Z a s i l a n i e o b w o d u a n o d o w e g o .

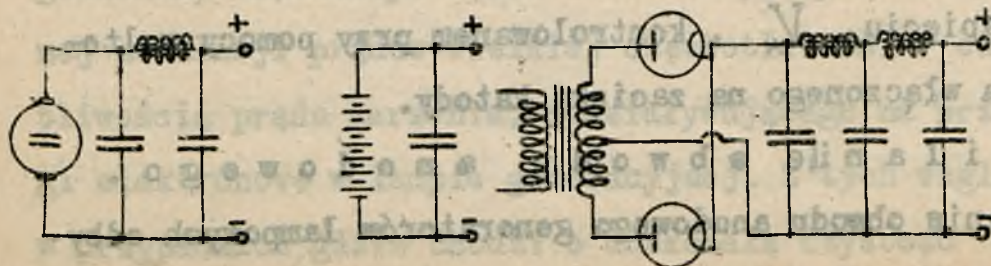
Zasilanie obwodu anodowego generatorów lampowych odbywa się wyłącznie napięciem stałym /w specjalnych bardzo

rzadkich przypadkach - napięciem zmiennym /. Za źródła napięcia anodowego służą :

- a. baterje ogniow lub akumulatorów /małe moce:dla celów odbiorczych/,
- b. prądnicie prądu stałego wysokiego napięcia /budowane ostatnio do napięć 10 kW do mocy kilkudziesięciu kilowatów,
- c. prostowniki : α - elektronowe/kenotronowe/,
 β - jonowe / z żarzącą się katodą
lub rtęciowe /

do napięć kilkunastu kilowoltów i mocy kilkuset kilowatów.

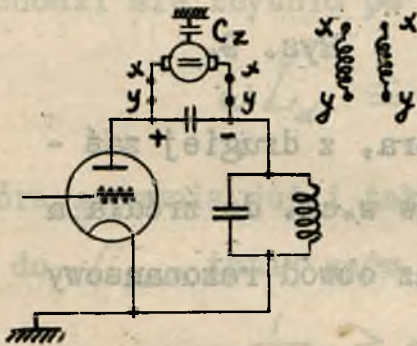
Zasilanie skutecznia się poprzez urządzenie wyrównawcze /filtrowe/w celu usunięcia tętnień bądź to pochodzących z kolektora /prądnic/, bądź to z prostownika. Niezależnie od tego, wyjście źródła napięcia bocznikuje się zawsze kondensatorem o dużej pojemności w celu niedopuszczania do niego prądów w.c.z. z generatora / rys.5 /.



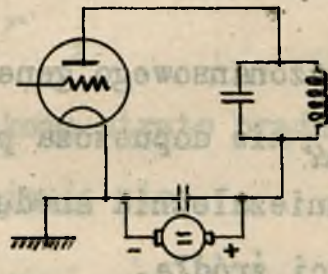
Rys. 5.

Pod względem sposobu włączania źródła napięcia do obwodu anodowego rozróżniamy zasilanie szeregowe i równoległe.

Zasilanie szeregowe. - Przy tym sposobie zasilania źródło napięcia anodowego V_{a0} włącza się w szereg z lampą i obwodem rezonansowym /jak to miało miejsce we wszystkich powyższych schematach teoretycznych/ a więc przez źródło przepływają, zasadniczo biorąc, składowe zmienne prądu anodowego. Miejsce włączenia źródła V_{a0} nie jest obojętne ; np. z układów rys. 6 i rys.7 korzystniejszy i wyłącznie winien być stosowany układ rys.7, gdyż nie obciąża anody, a za-



Rys. 6.



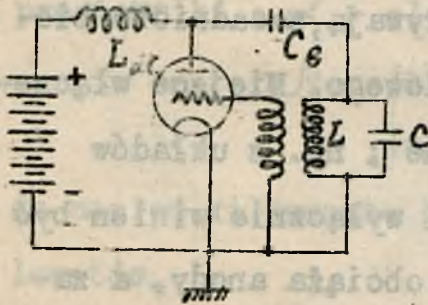
Rys. 7.

tem obwodu rezonansowego, pojemnością C_z źródła względem ziemi. Wadą jego jest to, iż obwód rezonansowy jest tu pod stałym wysokim napięciem źródła w stosunku do katody, zazwyczaj uziemianej.

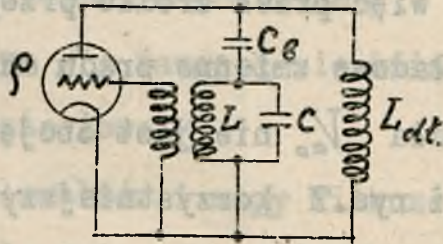
Pewnym środkiem zaradczym na działanie zwie-

rające pojemności C_z /rys.6 / jest zastosowanie dławików w.cz. w punktach x, y ; na dławikach tych występuje spadek napięcia w.cz. Jest to już właściwie przejście do zasilania równoległego.

Zasilanie równoległe. - Usuwa ono /rys.8/ wady zasilania szeregowego, bowiem - z jednej strony - kondensator blokujący C_e oddziela wysokie napięcie



Rys. 8.



Rys. 9.

od obwodu rezonansowego generatora, z drugiej zaś - dławik L_{dt} nie dopuszcza prądów w.cz. do źródła, a tem samem uniezależnia anodę oraz obwód rezonansowy od pojemności źródła.

W ten sposób rozdziela się całkowicie przebiegi prądów stałych od prądów zmiennych.

Układ zasilania równoległego sprowadza się - jeśli chodzi o prądy zmienne - do układu jak na rys.9. Aby wprowadzenie C_e i L_{dt} nie zmieniło własności elektrycznych układu, winno być :

$$\frac{1}{\omega C_e} \ll r \quad /3/$$

$$\omega L_{dt} \gg r \quad /4/$$

jeżeli przez r oznaczamy oporność równoważną obwodu rezonansowego.

Przy obliczaniu L_{dt} i C_e należy z jednej strony jaknajdalej uwzględnić nierówności /3/ i /4/, z drugiej jednak trzeba się liczyć z możliwościami praktycznymi. Co się tyczy L_{dt} , wchodzi tu pojemność własna dławika. Ze względów praktycznych przeto nie wychodzi się zbyt po za zależność

$$\omega L_{dt} \cong 4 \cdot r \quad , \quad /5/$$

która zapewnia już i tak znikomą stratę prądu w.cz..

Co do C_e , tutaj znów przyjmuje się

$$\frac{1}{\omega C_e} \cong 0,1 \cdot r \quad /6/$$

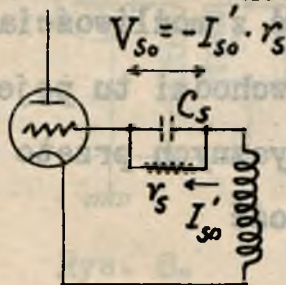
jeszcze biorąc często pod uwagę wpływ^{tej} pojemności przy generatorach modulowanych.

Z a s i l a n i e o b w o d u s i a t k i. Dla udzielenia siatce początkowego potencjału ujemnego stosuje się :

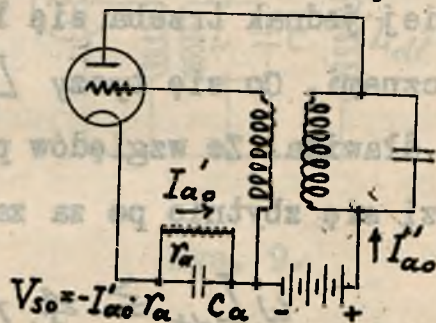
1. suche baterje - w generatorach niewielkiej mocy

lub czasem w generatorach większej mocy dla celów radjofonicznych, x/

- 2.- prądnice prądu stałego z dobrym urządzeniem wyrównawczem,
- 3.- prostowniki kenotronowe lub jonowe również z doskonałymi filtrami,
- 4.- urządzenia, wytwarzające samoczynnie ujemne napięcie na siatce jako spadek napięcia prądu siatki /rys.10/ lub anodowego /rys.11/ na pewnym oporze.



Rys.10.



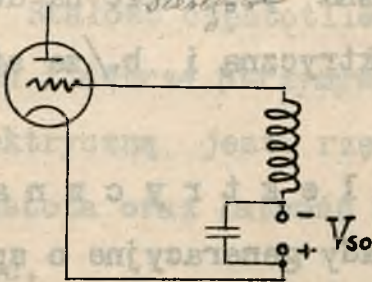
Rys.11.

Kondensatory C_s wzgl. C_a powinny mieć dostatecznie duże pojemności dla uniknięcia spadku napięć prądów w.cz. na oporach r_s , wzgl. r_a , oraz wahań V_{s0} .

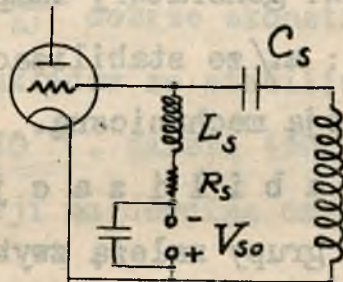
Pod względem sposobu dołączania źródła stałego napięcia siatki rozróżniamy-podobnie jak przy zasilaniu anody - zasilanie szeregowe / rys. 12 / i równoległe / rys.13 /. W tym ostatnim przypadku stosuje

x/ akumulatorów - ze względu na brak prądów wyładowawczych naogół się tu nie stosuje.

się dławiki i kondensatory dla oddzielenia prądów stałych i w.c.z. Częstotkość, dla uczynienia obwodu dławika aperiodycznym, włącza się z nim w szereg opór R_s .



Rys.12



Rys.13

Jako zasadę należy przyjmować, iż do obwodu siatki źródło napięcia stałego włącza się od strony katody, aby, nie będąc pod potencjałem zmiennym w.c.z., nie obciążało pojemnościowo siatki.

Również winno tu być

$$\frac{1}{\omega C_s} \ll \rho_s, \quad \omega L_s \gg \rho_s.$$

Przy wyborze wartości liczbowych pojemności C_s oraz indukcyjności L_s można się tu kierować danymi jak dla obwodu anodowego.

Stabilizacja częstotliwości.

Pod względem utrzymywania /stabilizacji/ stałości częstotliwości w dzisiejszym stanie radio-techniki generatory lampowe można podzielić na dwie grupy : a./ze stabilizacją elektryczną i b./ze stabilizacją mechaniczną.

a./S t a b i l i z a c j a e l e k t r y c z n a.

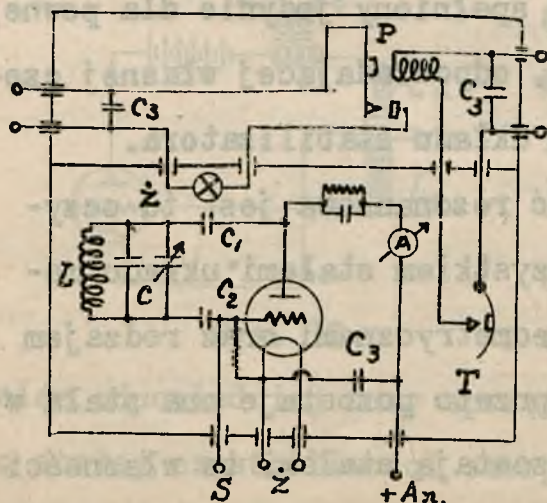
Do tej grupy należą zwykle układy generacyjne o sprzężeniu zwrotnem oraz układy dynatronowe. Tutaj częstotliwość wytwarzanych prądów określona jest przede wszystkim przez L i C układu, a następnie, w pewnym stopniu, przez jego R oraz ρ lampy, co właśnie jest przyczyną wpływu warunków pracy układu na częstotliwość/patrz V.6./ . Również zmiany wymiarów geometrycznych L i C na skutek zmian temperatury wpływają na częstotliwość. Pewną stabilizację osiąga się tu przez : wybór odpowiednio wystudjowanego - pod względem elektrycznym - układu, a następnie, przez utrzymywanie stałych warunków pracy, jakimi są stateczność konstrukcji, napięcie źródeł energii, temperatura, wewnętrzne wpływy elektryczne i t.d., stosowanie niezależnych baterji o dużej pojemności, termostatów, ekranowanie, neutralizacja sprzężeń zewnętrznych i t.d.,

Pociąga to za sobą konieczność ograniczania mocy takiego generatora do części wata, a co zatem idzie, konieczność stosowania wielokrotnego wzmocnienia potrzebnego dla uzyskania żądanej mocy.

Stałość częstotliwości $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ dobrze skonstruowanych i dobrze utrzymywanych układów ze stabilizacją elektryczną, jest rzędu 10^{-4} . Zaletą ich jest prostota oraz łatwość regulacji na dowolną częstotliwość.

Przykład generatora ze stabilizacją elektryczną mamy na rys.14.

Układ generacyjny jest tu typu Hartley'a z bardzo słabo sprzężonym obwodem rezonansowym $L C$ /za pośrednictwem małych pojemności C_1, C_2 / z



Rys. 14.

anodą i siatką. Układ zmontowany jest w termostacie dobrze ekranowanym elektrycznie i termicznie. Podtrzymywanie stałej temperatury osiąga się przy pomocy grzejnika oraz regulatora - termometru T /działającego

na zasadzie nierównomiernej rozszerzalności dwóch metali /, który za pośrednictwem przekaźnika P włącza lub wyłącza prąd grzejnika, zależnie od tego, czy temperatura opadnie poniżej lub też przekroczy tę temperaturę, ^{na} jaka jest wyregulowany termostat.

Napięcie zmienne o stałej częstotliwości czerpie się z zacisku S .

b./S t a b i l i z a c j a m e c h a n i c z n a.

Działanie stabilizatorów mechanicznych opiera się na wykorzystaniu własności rezonansu mechanicznego jakiegos układu materjalnego, który jest pobudzany do drgań mechanicznych przy pomocy lampy katodowej.

Stabilizator tego rodzaju można rozpatrywać również jako generator lampowy, w którym warunek samopodtrzymywania drgań jest spełniony jedynie dla pewnej określonej częstotliwości, odpowiadającej własnej częstotliwości mechanicznego układu stabilizatora.

Ta częstotliwość rezonansowa jest tu oczywiście określona przedewszystkiem stałemi układu mechanicznego : wymiarami geometrycznymi oraz rodzajem materiału tego układu, a przeto pozostaje ona stała w takim stopniu, w jakim pozostają stałemi te własności układu / wpływ temperatury, ciśnienia powietrza itd./.

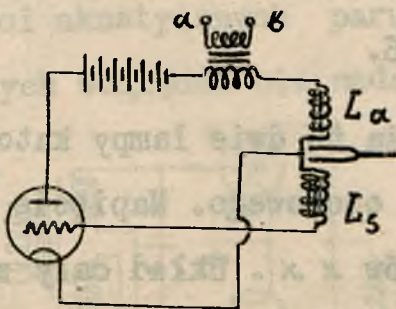
Jedynie pewien tylko wpływ dodatkowy wywie-

rają tu dane elektryczne schematu lampowego, jak to: stałe lampy, napięcia źródeł i t.d.

Zazwyczaj urządzenia stabilizacyjne, od których wymaga się b.wysokiej stałości, umieszcza się w termostatach, zapewniających stałą temperaturę całego układu. Również cały układ zasilający utrzymuje się w warunkach niezmiennych pracy / stałość napięcia źródeł/.

Do stabilizatorów mechanicznych należą: stabilizator 1. kamertonowy, 2. kwarcowy i 3. magnetostrykcyjny.

1. Stabilizator kamertonowy. - Układem drgającym jest tu kamerton, pobudzany do drgań elektrycznie przy pomocy lampy katodowej /rys.15/. Umieszczony w polu ma-



Rys. 15

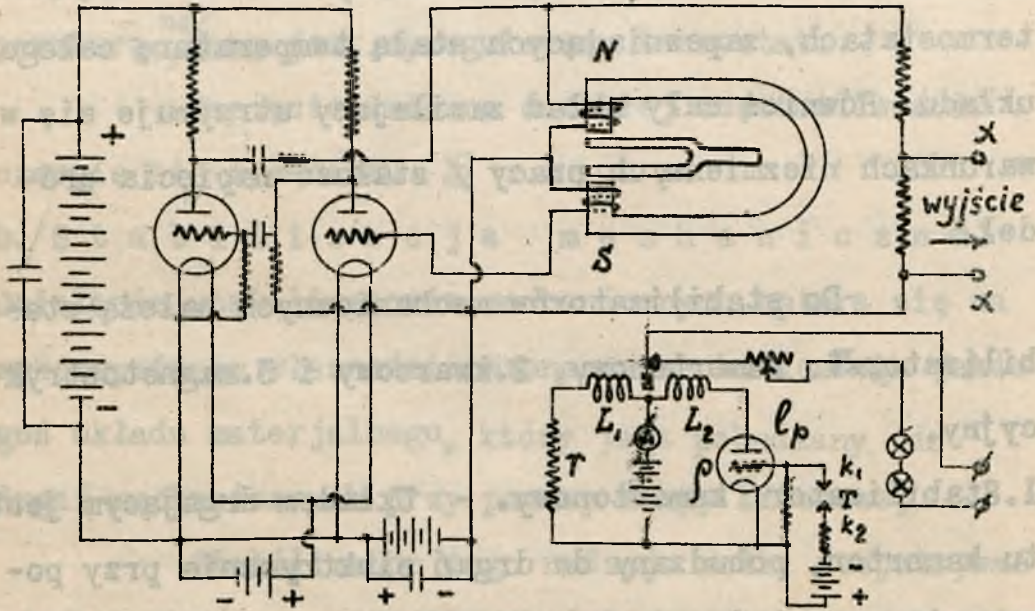
gnetycznym, wytwarzanym przez cewki L_α i L_β , umożliwia on podczas swych drgań przeniesienie energii z obwodu anodowego do obwodu siatki z zachowa-

niem odpowiedniej fazy sprzężenia zwrotnego. SEM-ną o stałej częstotliwości czerpie się z uzwojenia $\alpha\beta$ i doprowadza się do obwodu siatki lampy amplifikacyjnej.

Dla uniknięcia wpływów, o których była wyżej

mowa, stosuje się układy bardziej złożone.

Tak np. rys.16 przedstawia schemat stabilizatora kamertonowego z termostatem, stosowany do stabilizacji nadajników radjokomunikacyjnych.

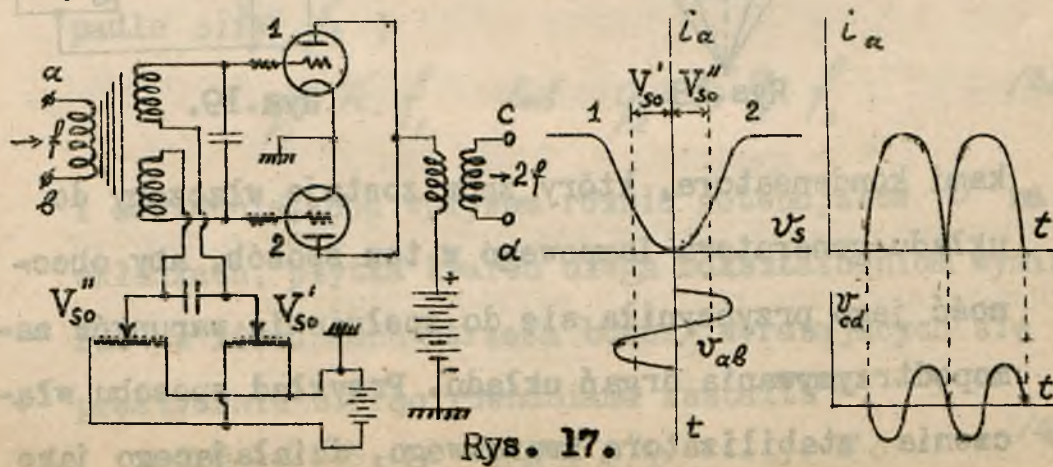


Rys.16.

Dla podtrzymywania drgań służą tu dwie lampy katodowe w układzie amplifikatora oporowego. Napięcie zmienne czerpie się z zacisków $x x$. Układ cały znajduje się w szafce termostatowej, w której temperaturę utrzymuje się na stałej wysokości przy pomocy samoczynnego urządzenia. Do tego celu służy regulator temperatury T , t.j. rodzaj termometru, w którym, przy przekroczeniu pewnej temperatury, następuje zwarcie

kontaktów k_1 i k_2 . Wówczas siatka lampy przekaźnikowej L_p otrzymując ujemny potencjał, narusza równowagę mostka L_1, L_2, ρ, r , przez co następuje przesunięcie się kotwicy przekaźnika w lewo. Powoduje to otwarcie obwodu żarówek utrzymujących temperaturę ok. $40^\circ C$ / na tak długo, aż temperatura nie spadnie poniżej tej, jaka daje znów rozwarcie kontaktów k_1 i k_2 . W ten sposób temperatura przy niewielkich skokach może być utrzymywana z dokładnością do $0,1^\circ C$; stałość częstotliwości kamertonu w tych warunkach może wynosić $\frac{1}{100\ 000}$

Częstotliwość stosowanych stabilizatorów kamertonowych zawierać się może w granicach częstotliwości akustycznych paruset do kilku tysięcy cykli. Z tych względów nie nadaje się ona bezpośrednio dla



Rys. 17.

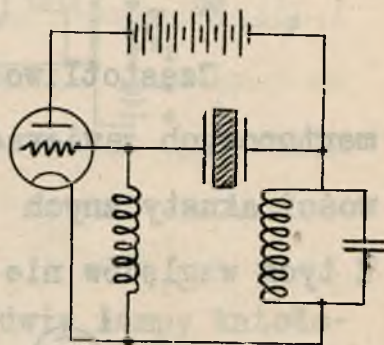
celów nadawczych w radjokomunikacji i wymaga wielokrotnego, dość skomplikowanego, powielania / wielokrotne podwajanie przy pomocy układów lampowych - rys.17- lub przez wykorzystywanie wyższych harmonicznych przy pomocy multiwibratora /.

2. S t a b i l i z a t o r k w a r c o w y .

Układem drgającym mechanicznie jest tu płytką lub pręt równoległoboczny /względnie pręt cylindryczny, krążek lub pierścień / wycięty odpowiednio w stosunku do osi /optycznej i elektrycznych/ kryształu kwarcu. /rys.18 /. Płytką tą umieszczona jest między okład-



Rys.18.



Rys.19.

kami kondensatora, który znów zostaje włączony do układu generatora lampowego w ten sposób, aby obecność jego przyczyniła się do spełnienia warunków samopodtrzymywania drgań układu. Przykład sposobu włączenia stabilizatora kwarcowego, działającego jako

pojemność sprzęgająca zwrotnie, przedstawiony jest na rys.19. W takich warunkach największe natężenie drgań elektrycznych w układzie, albo wogóle możliwość powstawania i podtrzymywania się drgań występuje wówczas, gdy częstotliwość ich jest bardzo bliska do częstotliwości drgań własnych płytki kwarcowej.

Z j a w i s k o p i e z o e l e k t r y c z n e.

Działanie tego stabilizatora opiera się na znanym zjawisku piezoelektrycznym kwarcu, wyrażającym się istnieniem wzajemności proporcjonalnej między ilością i znakiem ładunków elektrycznych na odpowiednich powierzchniach płytki kwarcu a amplitudą i znakiem odkształcenia elastycznego. Tak np. ładunek wytwarzany na powierzchniach prostopadłych do osi optycznej /rys.18/ jest proporcjonalny do siły f_1 działającej w kierunku tej osi lub działającej do tej osi prostopadle siły f_2 ;

$$q_1 = k' \cdot f_1 \quad \text{lub} \quad q_2 \cong k' \cdot \frac{\alpha}{\beta} \cdot f_2 \quad 13/$$

i odwrotnie, pod wpływem różnic potencjałów v na okładkach, płytka kwarcu ulega odkształceniom wymiarów /w kierunkach trzech boków/, wyrażających się praktycznie biorąc równaniami kształtu :

$$\Delta \alpha \cong -k'' \cdot \frac{\alpha}{\beta} \cdot v; \quad \Delta \beta \cong k'' \cdot v; \quad \Delta C \cong 0 \quad 14/$$

Wrazie więc przyłożenia do okładek napięcia zmiennego odkształcenia te postępują w ślad za tem napięciem, pobudzając płytkę do drgań, ogólnie biorąc, wymuszonych. Amplituda ich osiąga największą swą wartość dla częstotliwości napięcia, odpowiadającej rezonansowi elastycznemu płytce odpowiednio drgającej. Jeżeli płytka drga, kurcząc się i wydłużając w kierunku osi elektrycznej /wymiar b /, wydłużając się i kurcząc jednocześnie w kierunku prostopadłym do osi optycznej i elektrycznej /wymiar a /, wówczas długość fali elastycznej w płytce będzie :

$$\lambda'_q = 2.b, \quad \lambda''_q = 2.a \quad /5/$$

Przy szybkości rozchodzenia się zaburzeń w kwarcu określonej wzorem

$$u_q = \sqrt{\frac{E}{d}} \approx 0,55 \cdot 10^6 \text{ cm/sek} \quad /6/$$

/gdzie E = moduł sprężystości kwarcu $\approx 8.10^{11}$ cgs
 d = gęstość $\approx 2,65$ cgs /

otrzymamy związek między wymiarem b /cm/ a częstotliwością własną kwarcu, w postaci równania :

$$f'_k = \frac{u_q}{\lambda'_q} \approx \frac{0,275 \cdot 10^6}{b} \quad (c)$$

wzgl.

$$f''_k = \frac{u_q}{\lambda''_q} = \frac{0,275 \cdot 10^6}{a} \quad (c) \quad /7/$$

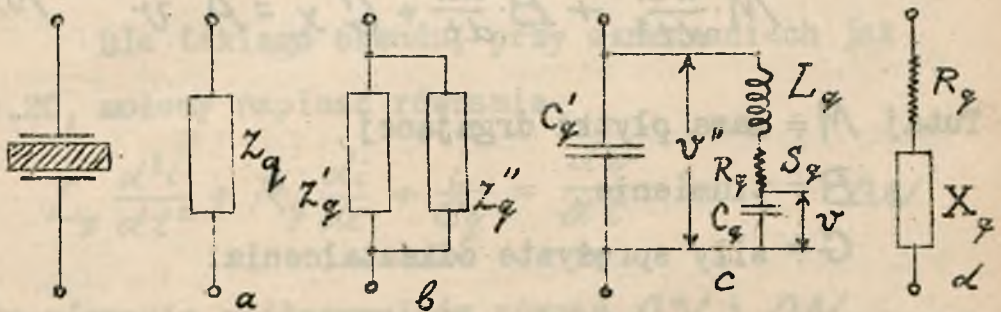
W przybliżeniu można więc uważać, iż :

1 mm grubości / wymiar b / względnie

1 mm długości / wymiar a / płytki

kwarcu odpowiada 110 m. długości fali elektromagnetycznej prądów.

Obwód elektrycznie równoważny. - Kondensator kwarcowy może być rozpatrywany jako pewna oporność Z_q / rys. 20 a /. Gdyby płytka kwarcu



Rys. 20.

nie wykazywała własności piezoelektrycznych, a więc zachowywała się jak zwykły dielektryk, oporność Z_q wyrażałaby się wzorem

$$Z_q = Z'_q = -j \cdot \frac{1}{\omega C'_q} \quad 181$$

jeśli przez C'_q oznaczylibyśmy pojemność tego kondensatora kwarcowego.

Jednak ze względu na drgania płytki oraz efekt wzajemności piezoelektrycznej, ładunki zjawia-

jące się na powierzchni płytki oddziaływać będą na pozorną oporność Z'_q , co można będzie wyrazić dołączeniem pewnej oporności pozornej Z''_q /rys.20 b/.

Istotnie, jeśli założymy, że płytka kwarcowa drga pod wpływem siły odkształcającej f , pochodzącej od przyłożonego do Z_q napięcia v , takiej, że $f = A' \cdot v$, wówczas równanie ruchu drgającej płytki wyrazi się wzorem

$$M \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + B \cdot \frac{dx}{dt} + G \cdot x = A' \cdot v \quad /19/$$

Tutaj $M \doteq$ masa płytki drgającej,

$B \doteq$ tłumienie,

$G \doteq$ siły sprężyste odkształcenia.

Jak wspomniano, efekt piezoelektryczny kondensatora kwarcowego wyraża się opornością Z''_q . Zjawiając się podczas odkształcenia x ładunek q jest proporcjonalny do x :

$$q = A'' \cdot x \quad /10/$$

Zatem

$$\frac{dq}{dt} = A'' \frac{dx}{dt} = i; \quad \frac{1}{A''} \cdot \frac{di}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}; \quad /11/$$

Podstawiając do /9/, otrzymamy

$$\frac{M}{A''} \cdot \frac{di}{dt} + \frac{B}{A''} i + G \frac{q}{A''} = A' \cdot v \quad /12/$$

albo $/A' \cdot A'' = A /$

$$\frac{M}{A} \cdot \frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{B}{A} \cdot \frac{di}{dt} + \frac{G}{A} \cdot i = \frac{dv}{dt} \quad /13/$$

Ostatnie równanie ma postać typowego równania drgań obwodu L C R.

Dla takiego obwodu, przy oznaczeniach jak na rys.20, możemy napisać równanie

$$L_g \frac{d^2 i}{dt^2} + R_g \frac{di}{dt} + \frac{i}{C_g} = \frac{dv}{dt} \quad /14/$$

Przez porównanie współczynników równań /13/ i /14/ otrzymujemy

$$L_g = \frac{M}{A}; \quad R_g = \frac{B}{A}; \quad C_g = \frac{A}{G} \quad /15/$$

Poza tem pojemność C'_g możemy określić jako zwykłą pojemność kondensatora płaskiego o danych wymiarach $a \times c \times b$ i stałej dielektrycznej ϵ :

$$C'_g = \frac{\epsilon \cdot a \cdot c}{4 \cdot \pi \cdot b} \quad /16/$$

Spółczynniki wchodzące do równania /15/ określa się na zasadzie wymiarów geometrycznych oraz własności fizycznych /jak: gęstość, lepkość wewn., spółcz. elastyczności, spółczynnik piezoelektryczny Curie/ płytki kwarcowej.

Tłumienie drgań płytki, ze względu na własności mechaniczne kwarcu /mała lepkość/ jest b.małe, a przeto zjawiska rezonansu są tu bardzo wyddatne, co wyraża się b.ostrym przebiegiem krzywej rezonansu. W odniesieniu do obwodu elektrycznego równoważnego otrzymamy tu również obwód o b.małym tłumieniu.

Istotnie, dla pewnej płytki kwarcowej drgającej w kierunku swej grubości $b = 0,1 \text{ cm}$, wartości elektryczne elementów obwodu równoważnego są: $L_q = 6 \text{ H}$, $C_q = 0,014 \text{ } \mu\text{F}$, $C'_q = 1,7 \text{ } \mu\text{F}$, $S_q = 1350 \text{ } \Omega$. Częstotliwość rezonansowa $f_q = 3 \cdot 10^5 \text{ c}$. Tłumienie /dekrement logar. / $\approx 10^{-4}$.

Dla zrealizowania przebiegu Z_q w otoczeniu rezonansu wyrazimy część urojoną X_q oporności $Z_q = R_q + j \cdot X_q$ za pomocą L_q , C_q i C'_q (pomijając oporność S_q)
Otrzymamy

$$X_q \approx \frac{1}{\omega C'_q} \cdot \frac{1 - L_q C_q \omega^2}{\left[\left(1 + \frac{C'_q}{C_q} \right) - L_q C_q \omega^2 \right]}$$

Dyskusja tego wyrażenia pokazuje, iż w otoczeniu rezonansu X_q zmienia znak, t. zn., że dla ω zawartego w granicach

$$\frac{1}{\sqrt{L_q C_q}} < \omega < \frac{1}{\sqrt{L_q C_q}} \sqrt{1 + \frac{C_q}{C_q'}} \quad /18/$$

X_q jest dodatnie /oporność indukcyjnościowa/, podczas gdy dla ω poza temi granicami X_q jest ujemne /oporność pojemnościowa/.

Częstotliwość, której odpowiada

$$\omega_q = \frac{1}{\sqrt{L_q C_q}}, \quad /19/$$

będziemy nazywać częstotliwością rezonansową kwarcu.

Dla $\omega = \omega_q$ staje się $X_q = 0$.

Co się tyczy oporności rzeczywistej R_q' , wyrazić ją można wzorem/nieco przybliżonym/

$$R_q \cong S_q \frac{C_q^2}{C_q'} \cdot \frac{1}{\left[\left(1 + \frac{C_q}{C_q'} \right) - L_q C_q \omega^2 \right]^2} \quad /20/$$

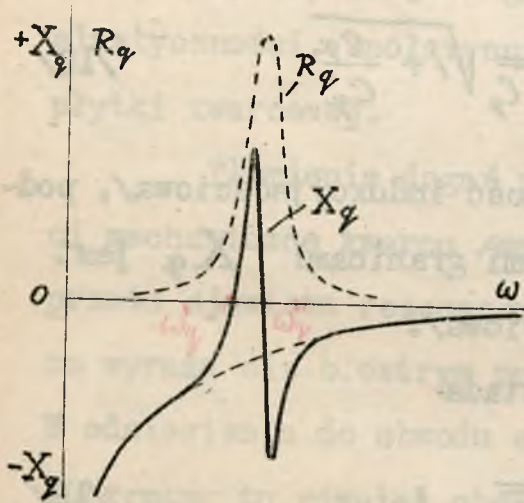
Charakter przebiegu wykresów

$$X_q = f(\omega); \quad R_q = f(\omega)$$

przedstawiony jest na rys.21. Widać stąd, iż w oto-

czeniu rezonansu znikomo małym zmianom ω odpowiadają duże zmiany X_q i R_q .

Zakres częstotliwości, w którym ma to miejsce jest niez-



Rys.21.

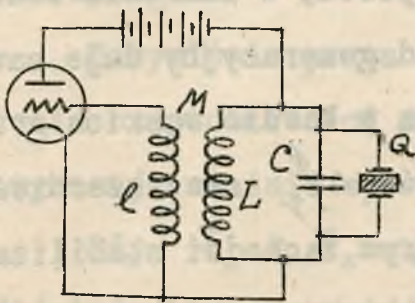
miernie wąski, gdyż zazwyczaj $C'_q \gg C_q$ oraz ν jest bardzo małe.

Te dwie okoliczności: wrażliwość X_q i R_q na zmiany ω , oraz wąskość tego zakresu, są podstawą stabilizacyjnego działania kwarcu.

Sam zaś mechanizm tego działania zależy od sposobu włączenia kwarcu do układu generacyjnego.

K w a r c w o b w o d z i e r e z o n a n s o w y m. - W przypadku, gdy kwarc jest dołączony równolegle do pojemności obwodu rezonansowego, określającego swymi stałymi częstotliwość wytwarzanych prądów /rys.22 /, działanie stabilizujące polega na następującym: założmy, że pojemność C obwodu drgań zmniejszamy tak, iż częstotliwość generatora, rosnąc, zbliża się ku częstotliwości rezonansowej kwarcu f_q . Dopóki f znacznie różni się od f_q , kwarc nie bierze

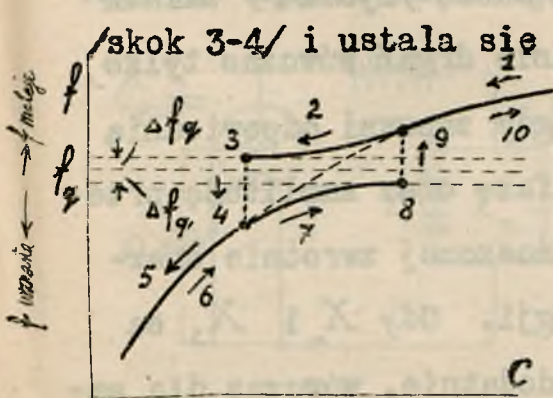
udziału w przebiegach elektrycznych /działa tylko



Rys.22.

jako C_{φ}' /. Z chwilą zbliżenia się do jego rezonansu, kwarc zaczy na drgać, bezwzględna wartość ujemnej oporności urojonej X_{φ} maleje,

a więc odpowiadająca jej pojemność /dynamiczna/ rośnie /a nawet zmienia znak - reakcja indukcyjna /,przeciwstawiając się zmniejszaniu pojemności wypadkowej układu generacyjnego na skutek czego częstotliwość w tym zakresie pomimo zmiany C prawie że nie ulega zmianie, jak to wskazuje wykres rys.23. Przy dalszym zmniejszaniu C następuje zerwanie^{X/} działania stabilizacyjnego



Rys.23.

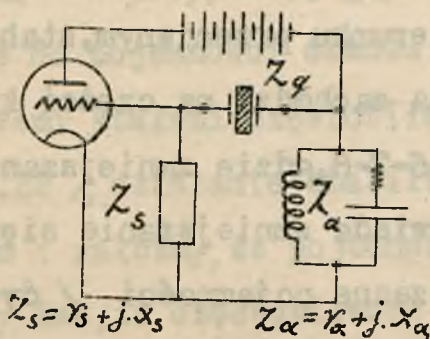
/skok 3-4/ i ustala się f takie, jakie odpowiada danej pojemności C. Przy zmianie C w kierunku przeciwnym, stabilizacja zachodzi na części krzywej 6-7-8, gdzie zmniejszaniu f odpowiada zmniejszanie się jednocześnie pojemności / dy-

X/ Zerwanie to spowodowane jest wzrostem jednoczesnym oporności R_{φ} w miarę zbliżania się punktu rezonansu.

namicznej/ kwarcu. W ten sposób, w zakresie stabilizacji /2-3 lub 7-8 / układ generacyjny daje zawsze jakąś częstotliwość zawartą w bardzo wąskich granicach $f_g \pm \Delta f_g$. Wielkość Δf_g oraz szerokość zakresu 2-3 wzgl. 7-8, w którym zachodzi stabilizacja, zależą od zastosowanej płytki kwarcowej oraz od schematu /rodzaj, dane elektryczne i t.d./.

Przy zachowaniu specjalnych warunków możliwe jest osiągnięcie stabilizacji do 10^{-6} . W urządzeniach technicznych bez żadnych trudności daje się uzyskać stabilizację 10^{-4} .

Kwarc jako oporność sprzęgająca zwrotnie. W przypadku, gdy kwarc włączony jest między siatkę a anodę /rys.24 / układu generacyjnego, da podtrzymywanie drgań wówczas tylko,



Rys.24.

gdy zapewni odpowiednią fazę oraz amplitudę przenoszonej zwrotnie energii. Gdy X_α i X_s są dodatnie, wówczas, dla samopodtrzymywania drgań musi być X_g ujemne,

a więc C_{α_s} lampy wraz z pojemnością dynamiczną kwar-

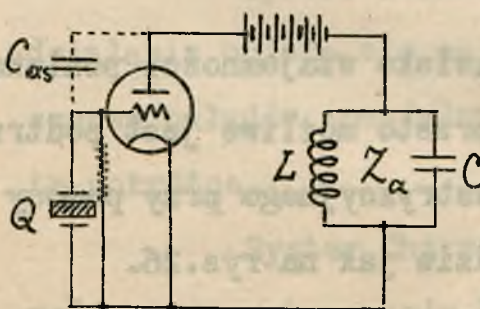
cu winna być większa od pojemności potrzebnej dla sprzężenia zwrotnego.

Oczywiście praca kwarcu musi się tu odbywać w zakresie częstotliwości mniejszych od ω_g , gdzie kwarc wykazuje właśnie oporność pojemnościową.

Gdy Z_α i Z_s są ujemne, wówczas musi być X_g dodatnie, t. zn. kwarc winien wykazywać oporność indukcyjnościową taką, aby przewyciężyła ona odsprężające w tym wypadku działanie pojemności C_{as} i C'_g .

Tutaj oczywiście praca kwarcu odbywa się w zakresie częstotliwości nie większych od ω_g , gdzie kwarc wykazuje oporność indukcyjnościową.

Kwarc jako oporność obwodu siatki. - Tutaj /rys.25 / działanie kwarcu polega na wykorzystaniu jego oporności indukcyjności-



Rys.25.

wej /dla ω nieco większych od ω_g / w układzie ze sprzężeniem zwrotnym pojemnościowym /np. przez pojemność C_{as} lampy /, tylko bowiem gdy

X_g jest dodatnie /braz X_α dodatnie/ w układzie tym będą mogły utrzy-

mać się drgania.

Ścisłe określenie warunków pracy, jakie się ustalają w generatorze lampowym przy stabilizacji kwarcowej może być uskutecznione przy pomocy ogólnej teorii podanej w V.b. , przez wprowadzenie do odpowiedniego układu oporności kwarcu Z_q .

Stabilizator magnetostrykcyjny.

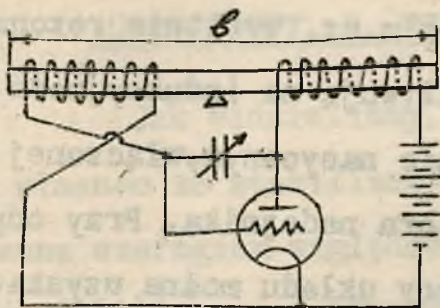
Tutaj układem drgającym elastycznie jest pręt z materiału o własnościach magnetostrykcyjnych /np. żelazo węgliste, nikiel, lub najczęściej kombinacja obu tych metali/. Zjawisko magnetostrykcji polega na zmianie wymiarów /kurczenie się/ pręta pod wpływem magnesowania lub odwrotnie, na zmianie jego stamu magnetycznego pod wpływem zmiany wymiarów /skurczenia się/ pręta.

Mamy więc tu zjawisko wzajemności poniekąd podobne jak dla kwarcu, a przeto możliwe jest podtrzymywanie drgań pręta magnetostrykcyjnego przy pomocy lampy katodowej np. w układzie jak na rys.26.

Dla stopu t.zw. "stoic metal" /stop żelaza z niklem/ między długością pręta l /w cm/ a jego częstotliwością własną istnieje związek :

$$f \approx \frac{208000}{l}$$

Dla zmniejszenia wpływu temperatury na f stosuje



Rys.26.

zmniejszony do $2 \cdot 10^{-5}$ na 1°C .

Zakres częstotliwości, na które budowane są stabilizatory magnetostrykcyjne, zawiera się w granicach od kilku tysięcy do kilkuset tysięcy C .

Jak dotychczas, stabilizatory magnetostrykcyjne szerszego zastosowania nie znalazły.

Układy specjalne.

Oprócz układów stabilizacyjnych, których działanie opiera się na opisanych zasadach, istnieje szereg układów specjalnych. Zasadę niektórych podamy to pokrótce.

System Chireix'a, stosowany dla fal krótkich, polega na zastosowaniu b.stałej heterodyny, która interferując z częstotliwością F generatora nadajnika daje dudnienia o częstotliwości f /akustycznej/ tak długo stałej, jak długo częstotliwość F nie ulega

się zazwyczaj pręty złożone z dwóch metali o współczynnikach temperaturowych różnych znaków. W ten sposób współczynnik temperaturowy może być

zmianie. Prądy o tej częstotliwości f odpowiednio wzmacnione przez amplifikator m.cz. wybitnie rezonansowy, po wyprostowaniu oddziałują na indukcyjność cewki ze rdzeniem magnetycznie nasyconym, włączonej do rezonansowego obwodu generatora nadajnika. Przy odpowiednio dobranym punkcie pracy układu można uzyskać to, iż zmiana F' , powodująca zmianę f daje znowu zmianę stanu magnetycznego cewki taką, iż częstotliwość F' wraca do swej właściwej wartości.

Fewną analogję do systemu Chireix'a stanowi system japoński, stosujący zamiast cewki nasycanej kondensator, o pojemności zmienianej mechanicznie przez urządzenie kierowane prądem otrzymanym z dudnień częstotliwości nadajnika i stałej częstotliwości heterodyny.

Prąd ten, wzmacniany przez amplifikator z odpowiednim filtrem, działa na przekaźnik urządzenia poruszającego kondensator.

Generatory o wzbudzeniu obcym.

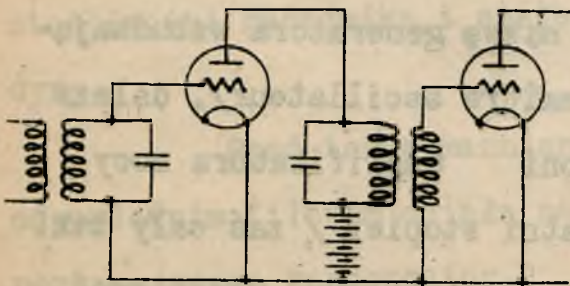
Jak widzieliśmy, moc generatorów o wzbudzeniu własnym ze stabilizacją częstotliwości jest ograniczona szeregiem względów natury elektrycznej /zdolność stabilizacyjna kwarcu, kamertonu / oraz konstrukcyjnej /małe wymiary termostatu i obwodów, niewielka moc odosobnionych źródeł zasilających - dla łatwości ekranowania/. Z tego względu, dla uzyskania większych mocy prądów w.c.z. dla celów radjokomunikacji, zachodzi konieczność stosowania wzmocnienia przy pomocy pewnej ilości członów amplifikacyjnych.

W takim urządzeniu z amplifikacją generator o wzbudzeniu własnym nosi nazwę generatora wzbudzającego /independent drive, maître oscillateur/, dalsze człony wzmacniające - stopnie amplifikatora mocy /1-szy, 2-gi i t.d. - ostatni stopień /, zaś cały taki zespół - generatora o wzbudzeniu obcym. Częstokroć pierwszy stopień amplifikatora mocy nazywany bywa separatorem, izolatorem lub sprzegaczem, ze względu na swą szczególnie ważną rolę, oddzielającą generator wzbudzający od dalszych stopni wzmacniacza.

Zasadniczym warunkiem prawidłowego działania generatora o wzbudzeniu obcym jest nieoddziaływanie

zwrotne dalszych stopni amplifikatora na generator wzbudzający, a przede wszystkim nieoddziaływanie każdego następnego stopnia na poprzedni. W przeciwnym bowiem razie może to grozić samowzbudzeniem się drgań o częstotliwości różnej od tej, jaką powinien zapewniać generator wzbudzający.

Ta obawa samowzbudzenia się drgań w wielostopniowym amplifikatorze mocy jest tembardziej uzasadniona, bowiem każdy człon tego amplifikatora, będącego z reguły typu rezonansowego, wykazuje właściwości układu generacyjnego / sprzężenie przez lampę / ze strojonymi obwodami siatki i anody / Kuhn - Huth /, jak to wskazuje rys.27.

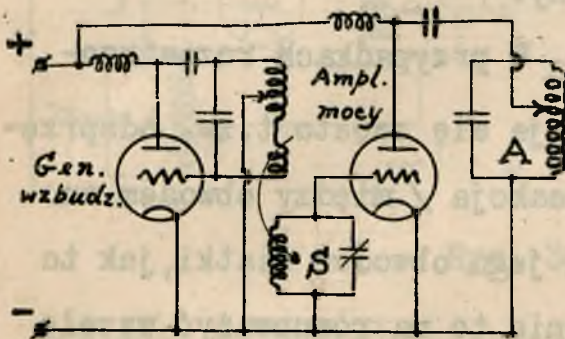


Rys.27.

Sprzężenia zwrotne występują tu tem łatwiej, im więcej jest stopni amplifikacji oraz im wyższa jest częstotliwość.

Usunięcie oddziaływania zwrotnego. - Dla usunięcia, względnie zmniejszenia tego oddziaływania wstecznego stosuje się szereg środków, które poniżej rozpatrzemy.

1. Duża moc generatora wzbudzającego. - Wrazie, gdy jest to możliwe, stosuje się generator wzbudzający o niezbyt małej, stanowiącej do kilkudziesięciu procent, mocy ostatniego / i jedyne w tych przypadkach / stopnia amplifikatora mocy / rys.28 /. Ponadto sprzężenie



Rys.28.

generatora wzbudzającego z obwodem siatki S amplifikatora mocy jest bardzo słabe, zaś sam ten obwód bywa znacznie rozstrojony w stosunku do obwodu rezonansowego anody A

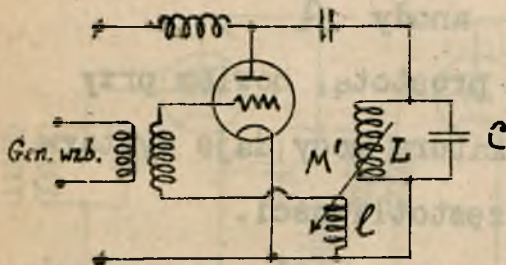
Układ taki odznacza się dużą prostotą, bowiem przy jednym tylko stopniu amplifikatora mocy daje wystarczającą częstokroć stałość częstotliwości.

2. Sprzęgacz, izolator, separator. - Dla zapewnienia niezależności pracy generatora wzbudzającego usuwa się lub zmniejsza bezpośrednie oddziaływanie pierwszego stopnia amplifikatora na ten generator przez dobranie specjalnych warunków pracy jego lampy katodowej, która czerpie napięcie z generatora wzbudzającego / stosowanie ujemnego potencjału początkowego

siatki, mała pojemność "anoda-siatka" np. lampa ekranowana, odpowiednia oporność w jej obwodzie anodowym dla zmniejszenia oddziaływania na oporność wejściową tej lampy i t.d. /.

Pod względem energetycznym stopień ten jest stosunkowo mało wykorzystany.

3. Odsprężenie indukcyjne. W przypadkach rozpatrzonych powyżej pod p.1 stosuje się często t.zw. odsprężenie indukcyjne M' /antyreakcja / między obwodem anodowym amplifikatora mocy a jego obwodem siatki, jak to wskazuje rys.29. Odsprężenie to ma równoważyć wszelkie



Rys. 29.

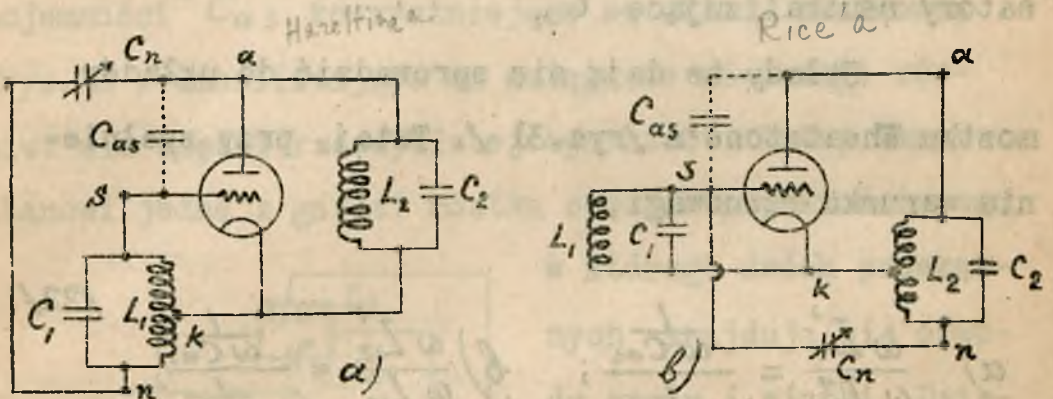
kie sprzężenia indukcyjne nazewnątrz lampy między obwodami amplifikatora mocy i generatora wzbudzającego/rozproszenia wewek/ oraz sprzę-

żenie przez lampę.

Całość jest tak wyregulowana, aby przy niedziałającym generatorze wzbudzającym układ nie wzbudzał się.

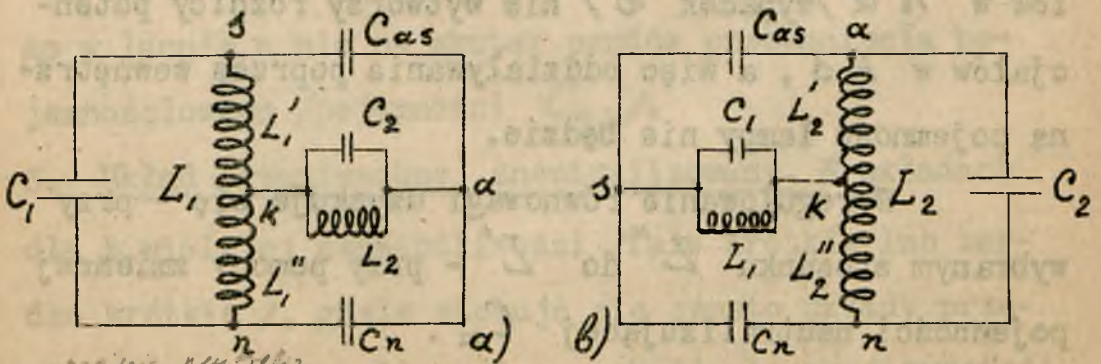
4. Odsprężenie pojemnościowe - neutralizacja. Jednym ze sposobów usuwania niepożądanych sprzężeń zwrotnych w amplifikatorze mocy jest przeciwdziałanie najważniej-

szej przyczynie tych sprzężeń - pojemności "anoda-siatka" C_{as} . Osiąga się to przez t.zw. neutralizację /rys.30 /, polegającą na tym, że do danego punktu obwodu rezonansowego, do którego przedostają się zmienne



Rys. 30.

napięcia za pośrednictwem pojemności C_{as} , doprowadza się inną drogą, specjalną, napięcie o takiej samej amplitudzie, lecz o fazie przeciwnej, w ten sposób, by wypadkowy efekt był równy zeru.



Rys. 31.

Dwa typowe układy neutralizacji przedstawione na

*zmiana kierunku połączeń
w f. ca. nie wyrobny układ
potencjał. z punkt. n.s*

*2 obwody anody
dla siatki*

rys.30 ; jeden /a/ , czerpiący napięcie neutralizujące z obwodu siatki dla anody, drugi /b/ , czerpiący to napięcie z obwodu anody dla siatki poprzez kondensatory neutralizujące C_n .

Układy te dają się sprowadzić do układów mostku Wheatstone'a /rys.31 / . Tutaj, przy spełnieniu warunku równowagi,

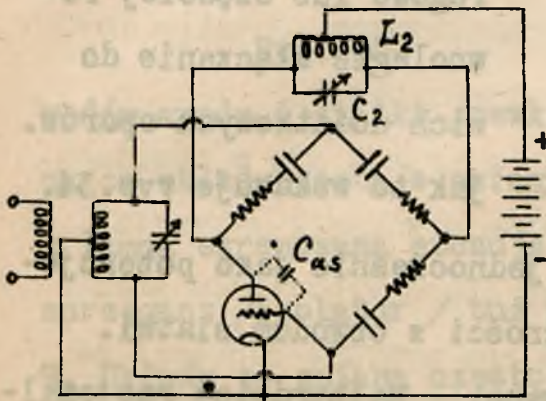
$$a) \frac{\omega L_1'}{\omega L_1''} = \frac{\frac{1}{\omega C_{as}}}{\frac{1}{\omega C_n}}; \quad b) \frac{\omega L_2'}{\omega L_2''} = \frac{\frac{1}{\omega C_{as}}}{\frac{1}{\omega C_n}} \quad /22/$$

zmienna różnica potencjałów występująca w punktach k, a obwodu $L_2 C_2$ /wypadek a / nie wytworzy żadnej różnicy potencjałów w n, s ; podobnie, różnica potencjałów w n, a /wypadek b / nie wytworzy różnicy potencjałów w k, s , a więc oddziaływania poprzez wewnętrzną pojemność lampy nie będzie.

Wyregulowanie równowagi uzyskuje się - przy wybranym stosunku L'' do L' - przy pomocy zmiennej pojemności neutralizującej C_n .

5. Układ mostkowy. Układy neutralizowane, omówione w p.4 , pozwalają na uzyskanie zupełnej równowagi jedynie tylko wtedy, gdy wzory / 22 / mogą być ściśle

zastosowane, a więc gdy ma się do czynienia jedynie z opornościami urojonymi. W przypadku obecności oporności rzeczywistych, /oporności omowe / np. strat w pojemności C_{as} , korzystniejsze są układy mostkowe, /rys.32 / umożliwiające na osiąganie równowagi również dla części rzeczywistej oporności. Tutaj lampa stanowi jedną z gałęzi mostka oporowo-pojemnościowego,



Rys. 32.

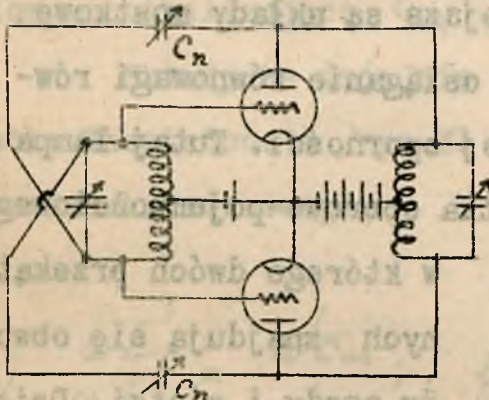
w którego dwóch przekątnych znajdują się obwody anody i siatki. Dzięki zrównoważeniu układu, przebiegi w obwodzie $L_2 C_2$ zachodzą jedynie na skutek działania prądów przewodzenia elektronowego w lampie, a nie na skutek prądów przesunięcia pojemnościowego /pojemności C_{as} /.

go w lampie, a nie na skutek prądów przesunięcia pojemnościowego /pojemności C_{as} /.

6. Układ przeciwsobny zneutralizowany. W układach dla b.wielkiej częstotliwości /fale krótkie lub bardzo krótkie /, gdzie stosuje się często układy przeciwsobne / push-pull / dla uzyskania lepszej symetrii obwodów ze względu na pojemności do otoczenia, neutralizację można skutecznie w sposób również symetrycz-

ny, wskazany na rys.33.

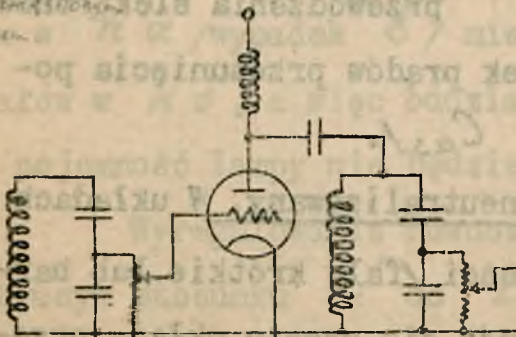
7. Układy ze zwiększonym tłumieniem. Skutki sprzężeń zwrotnych w amplifikatorach mocy można usunąć lub



Rys. 33.

Częstokroć opory te służą jednocześnie jako potencjometry dla regulacji sprzężności z obwodem siatki.

8. Układy z lampą ekranowaną. - Najbardziej racjonal-



Rys. 34.

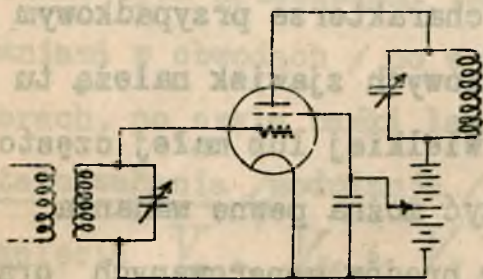
osłabić, zwiększając tłumienie niektórych obwodów rezonansowych. Uskutecznia się to przez szeregowo lub częściej równoległe włączanie do nich dodatkowych oporów, jak to wskazuje rys.34.

nym rozwiązaniem zagadnienia usuwania niepożądanego sprzężenia przez lampę jest usunięcie przyczyn tego sprzężenia - pojemności C_{cs} ; jak wiadomo, osiąga się to w lam-

pach ekranowanych przez zastosowanie między anodą a siatką kierującą siatki osłonowej, której potencjał

dla prądów zmiennych jest równym rezu / rys.35 /.

W takich warunkach wahania potencjału anody nie mogą



Rys. 35.

przenosić się poprzez pojemność $C_{a,3} \approx 0$ do obwodu siatki ; jeżeli przytem wszystkie inne sprzężenia nazewnątrz lampy zostały usunięte przez ekranowanie wzajemne ob-

wodów anody i siatki /cewki astatyczne /, prawidłowa praca układu zostaje osiągnięta. Tego rodzaju człon z lampą ekranowaną stosuje się przede wszystkim jako sprzęgacz /izolator / tuż po generatorze wzbudzającym.

9. Układy ze zmianą częstotliwości. Jednym ze sposobów uniknięcia wpływu następných stopni na poprzednie jest zmiana częstotliwości przy przechodzeniu z jednego stopnia ^{do} /drugiego. Jest to zazwyczaj powielanie, a więc najczęściej podwajanie lub potrajanie częstotliwości, uskuteczniiane na drodze uwydatniania drugiej lub trzeciej harmonicznej prądu anodowego lampy, pracującej przy dużym ujemnym początkowym potencjale siatki. W tych warunkach, ponieważ obwody rezonansowe w anodzie i siatce są nastrojone na zupełnie różne częstotliwości, obawa sprzężeń zerotnych nie zachodzi.

Niepożądane zjawiska w generatorach lampowych.

W generatorach lampowych występują często-
kroć niepożądane zjawiska o charakterze przypadkowym
lub nawet stałym. Do przypadkowych zjawisk należą tu
drgania pasożytnicze bardzo wielkiej lub małej często-
tliwości. Do stałych zaliczyć można pewne wahania
częstotliwości lub amplitudy prądów generowanych oraz
prądy o częstotliwościach harmonicznym. Ponadto mo-
że występować t.zw.zjawisko przeciągania.

Drgania pasożytnicze b.w.cz. zjawiają się w obwodach
generatorów o własnym wzbudzeniu w razie „zerwania“
się drgań właściwych lub, przy obcym wzbudzaniu, w razie
wyłączenia wzbudzenia. Dają one wysokie napięcie na
siatce, co powoduje grzanie się lampy oraz trzaski
w dławikach. Usuwa się je przez załączenie między ka-
todę i siatkę niewielkich pojemności oraz, tuż przy
siatce, szeregowo do obwodu siatki - małego oporu
/rys. 36 / , który ogranicza natężenie tych prądów
pasożytniczych b.wielkiej częstotliwości.

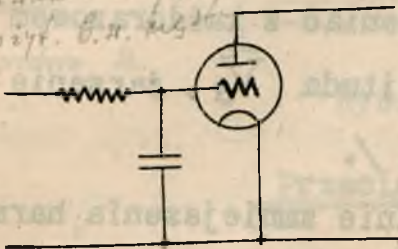
Drgania pasożytnicze małej częstotliwości występują
rzadziej, dając słyszalny ton. Ułatwia się ich pow-
stawanie w przypadkach, gdy dławiki, przez które zasi-
la się obwody /szczególniej siatki / mają za małe

tłumienie /dawać w szereg opory /.

Przypadkowe wahania amplitudy prądu generowanego wywołane bywa przeskokami iskrowymi lub cichymi wyładowaniami w obwodach / po szkieletach cewek, w kondensatorach, po szkle bańki lampy i t.p. /.

Stale wahania /modulacja / powstają przy tętnieniu napięcia V_{a0} , V_{s0} i V_K , np. przy żarzeniu prądem

z prądnicy /kolektor/ lub przy niedostatecznym wyfiltrowaniu składowych zmiennych z napięć zasilających.



Rys. 36.

Wahania częstotliwości spo-

wodowane są w pierwszym rzędzie wahaniami napięć zasilających / wahaniami wolnymi / lub w razie nieracjonalnego schematu - periodycznie zmienną pojemnością twornika względem statora prądnicy wysokiego napięcia anodowego / wahaniami szybkimi /.

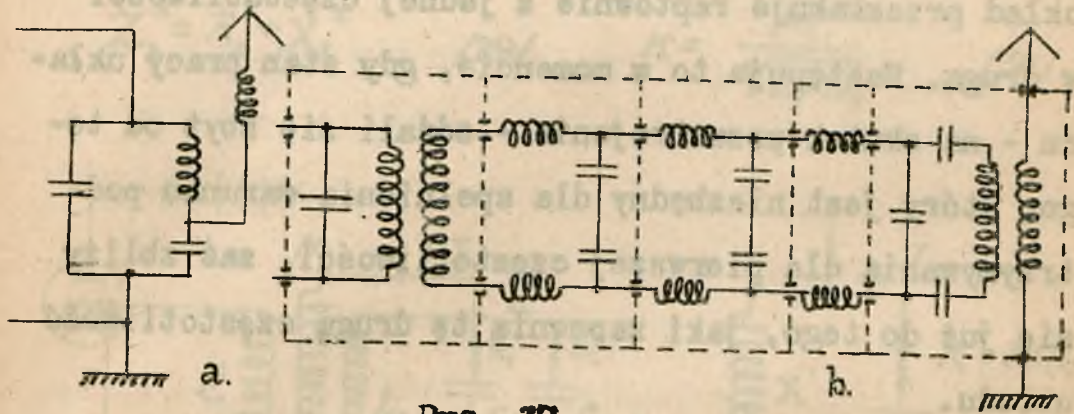
H a r m o n i c z n e. - Przyczyną powodującą występowanie harmonicznych w generatorach lampowych jest nieprostoliniowość charakterystyk lampy, szczególnie przy dużym ujemnym potencjale początkowym siatki, gdy chodzi o dobrą sprawność urządzenia. W razie, gdy w

harmoniczne obfituje obwód rezonansowy ostatniego stopnia amplifikatora mocy, przedostają się one do obwodu anteny, powodując promieniowanie fal niepożądanych. Stopień występowania harmonicznych w antenie zależy od szeregu czynników : zawartości ich w ostatnim członie amplifikatora mocy, rodzaju sprzężenia obwodu anteny, rodzaju tego obwodu i t.p.. Zawartość ich w amplifikatorze zależy w dużym stopniu od warunków pracy lampy i może się zmieniać z każdorazowym przestrajaniem aparatury /amplituda \bar{V}_S , zarżenie lampy, faza V_α i V_S i t.d. /.

Dla usunięcia, względnie zmniejszenia, harmonicznych stosuje się szereg środków zaradczych, a mianowicie :

1. Sprzężenie pojemnościowe obwodu anteny uskutecz-
niane od strony gałęzi indukcyjności obwodu rezo-
nansowego /rys. 37-a/.
2. Układy przeciwsobne /push-pull /.
3. Cewki obwodów rezonansowych wykonane w postaci
astatycznej dla uniknięcia bezpośredniego pro-
mieniowania przez nich harmonicznych.
4. Ekranowanie obwodów oraz całej aparatury.
5. Filtry między obwodem lampy a anteną /obwód po-

średni, filtr wielostopniowy lub linja zasilająca -
 "-feeder" / rys.37-*l*.



Rys. 37.

Przeciąganie.

W przypadkach, gdy układ oporności, określający częstotliwość generatora o wzbudzeniu własnym nie jest prostym układem rezonansowym złożonym z L, C i R , lecz jest utworzony przez większą ilość obwodów /np. obwo-
 dy filtrowe /, może występować przy przestrajaniu któregoś z obwodów zjawisko zwane "przeciąganiem". Zja-
 wisko to uwidacznia się nieciągłością w przebiegu krzy-
 wej prądów oraz częstotliwości w zależności od opornoś-
 ci zmienianej w sposób ciągły przy przestrajaniu
 układu. Przyczyna zjawiska leży w tem, że w takich
 układach złożonych może istnieć więcej niż jedna czę-
 stotliwość rezonansowa, a więc więcej niż jedna war-
 tość określająca częstotliwość drgań układu. Ponieważ

warunek samopodtrzymywania drgań może być spełniony tylko dla jednej z nich, przeto, przy przestrojaniu, układ przeskakuje raptownie z jednej częstotliwości w drugą. Następuje to w momencie, gdy stan pracy układu - na skutek przestrojenia - oddali się zbyt od tego, który jest niezbędny dla spełnienia warunku podtrzymywania dla pierwszej częstotliwości, zaś zbliży się już do tego, jaki zapewnia tę drugą częstotliwość układu.

Ze skokiem f następuje, naogół biorąc zawsze, skok natężeń prądu w obwodach ze względu na związaną z tem zmianę oporności obwodów.

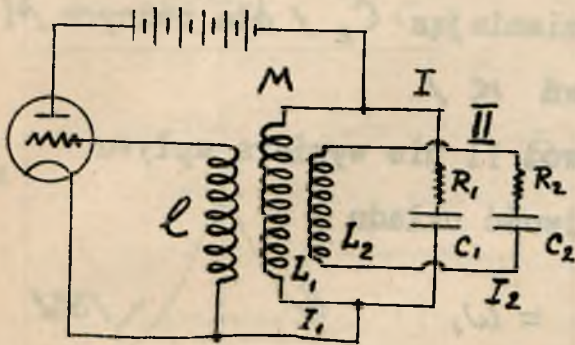
Typowym układem najczęściej spotykanym, w którym występuje zjawisko przeciągania, jest generator o wzbudzeniu własnym z obwodem pośrednim, t.j. z dwoma obwodami sprzężonymi /rys.38 /. Jak wiadomo układ taki, przez przeniesienie oporności wtórnych do obwodu pierwotnego, może być sprowadzony do układu prostszego /rys 39 /, gdzie :

$$R' = R_1 + R_2' \quad /23/ \qquad X' = X_1 - X_2' \quad /24/$$

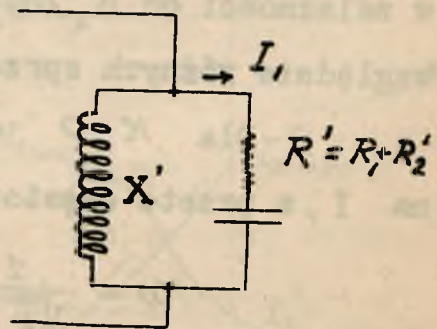
$$R_2' = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 \quad /25/ \qquad X_2' = -\frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2 \quad /26/$$

$$X_1 = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \quad /27/ \quad X_2 = \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \quad /28/$$

$$Z_2^2 = R_2^2 + X_2^2 \quad /29/ \quad K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad /30/$$



Rys. 38.



Rys. 39.

Częstotliwość drgań własnych tego układu określa się w pierwszym przybliżeniu z warunku

$$X' = 0 \quad /31/$$

Rozwiązanie równania /24/ względem ω pozwoli obliczyć tę częstotliwość.

Jak wiadomo ^{x/} równanie /31/ daje na ω albo jedno, albo trzy rozwiązania rzeczywiste w zależności od sprzężności K obu obwodów oraz tłumienia obwodu II.

x/

Miarodajnym jest tu t.zw. współczynnik sprzężności

krytycznej $K_{kr} = \frac{\nu_2}{\pi}$ /32/ $\nu_2 = \frac{\pi R_2}{\omega L_2}$ /33/

ν_2 - dekrement log. tłumienia obwodu II.

Oddziaływanie obwodu II na I możemy tu dyskutować w zależności od X_2 /np. zmieniając C_2 / dla różnych M /względnie różnych sprzężeń K /

Dla $K=0$ obwód II nie wywiera wpływu na I, a przeto częstotliwość układu

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \omega_1 \quad /34/$$

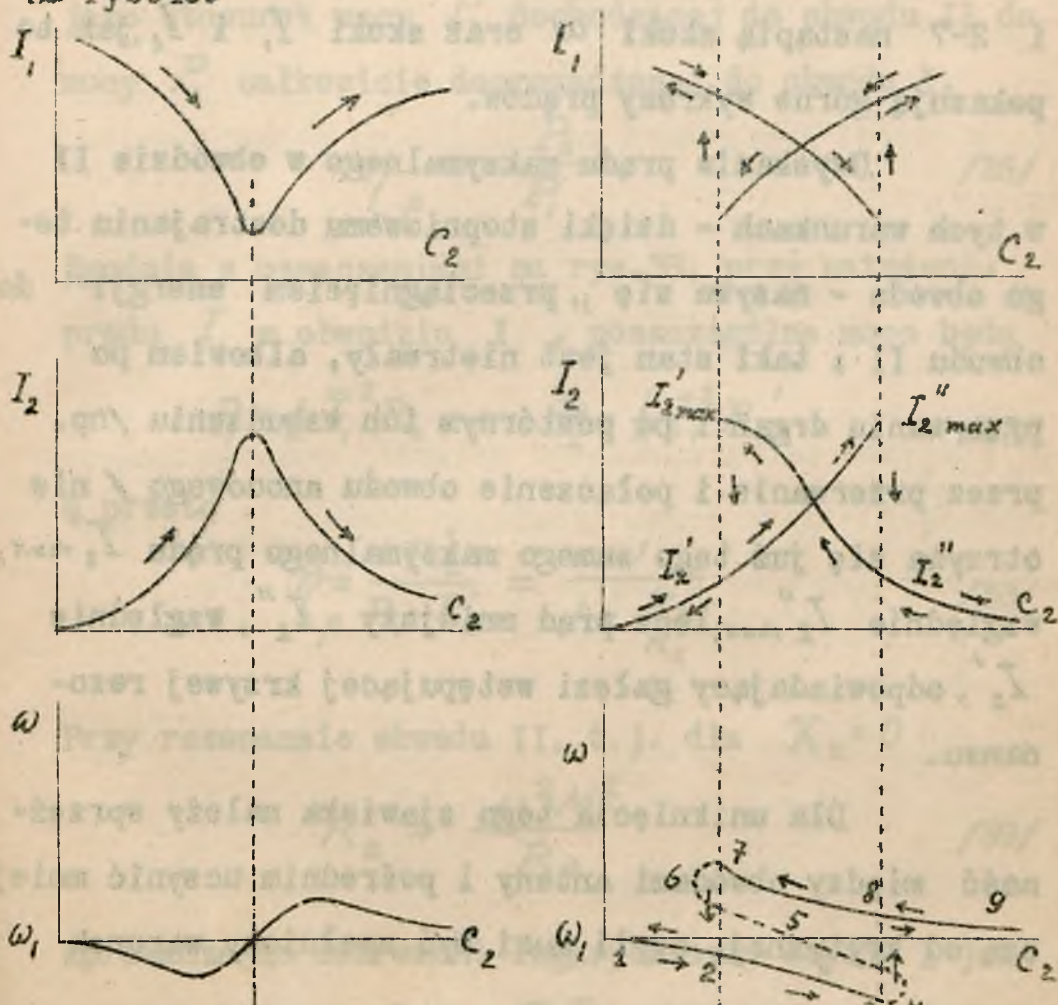
jest określona tylko przez stałe obwodu I. Oczywiście prąd $I_2 = 0$.

Dla $K \neq 0$ oddziaływanie obwodu II wyraża się wzrostem R_1 o R_2' oraz zmianą X_1 o X_2' /dodatnie lub ujemne, zależnie od nastrojenia obwodu wyrażonego przez $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ /. Towarzyszy temu zjawienie się prądu I_2 przy zmniejszeniu się prądu I_1 . Jednocześnie zjawienie się X_2' wywiera wpływ na ω układu, zgodnie z równaniem /31/ .

Rozróżniamy przytem dwa przypadki :

1. Gdy $K < K_{kr}$ równanie /31/ ma, jak wiadomo, jedno tylko rozwiązanie rzeczywiste, zaś zmiana C_2 od $C_2 = 0$ do $C_2 = \infty$ daje przebieg prądów I_1 i I_2

oraz częstotliwości ω układu w sposób wskazany na rys.40.



Rys. 40

Rys. 41.

2. Gdy $K > K_{kr}$, równanie /31/ ma albo jedno albo trzy rozwiązania, jak to przedstawia wykres 1-2-3-4-5-6-7-8 na rys.41.

Ponieważ w generatorze może się utrzymać jedna tylko częstotliwość, przeto, zależnie od kierun-

ku zmiany C_2 , zależność $\omega = f(C_2)$ będzie się wyrażać linją 1-2-3-8-9 albo 9-8-7-2-1, przyczem w 3-8 i 2-7 nastąpią skoki ω oraz skoki I_1 i I_2 , jak to pokazują górne wykresy prądów.

Uzyskanie prądu maksymalnego w obwodzie II w tych warunkach - dzięki stopniowemu dostrajaniu tego obwodu - nazywa się „przecignięciem energii“ do obwodu II ; taki stan jest nietrwały, albowiem po przerwaniu drgań i po powtórnyim ich wzbudzeniu /np. przez przerwanie i połączenie obwodu anodowego / nie otrzyma się już tego samego maksymalnego prądu $I_2'_{max}$, względnie $I_2''_{max}$, lecz prąd mniejszy I_2'' , względnie I_2' , odpowiadający gałęzi wstępującej krzywej rezonansu.

Dla uniknięcia tego zjawiska należy sprzężność między obwodami anteny i pośrednim uczynić mniejszą od krytycznej, czyli musi być spełniony warunek

$$K < K_{kr}, \text{ t.j. } \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} < \frac{R_2}{\omega L_2} \quad /35/$$

Zjawisko przeciągania nie występuje w generatorach o obcem wzbudzaniu, gdyż tutaj częstotliwość jest niezależna od stałych obwodów rezonansowych.

Sprawność obwodu pośredniego - Sprawność obwodu pośredniego I określimy jako stosunek mocy P_2 dochodzącej do obwodu II do mocy P_1 całkowicie doprowadzonej do obwodu I.

$$\eta_p = \frac{P_2}{P_1} \quad /36/$$

Zgodnie z oznaczeniami na rys.33, przy natężeniu prądu I_1 w obwodzie I, poszczególne moce będą

$$P_1 = \frac{1}{2} \cdot \bar{I}_1^2 \cdot R_1' \quad P_2 = \frac{1}{2} \cdot \bar{I}_1^2 \cdot R_2' \quad /37/$$

a przeto

$$\eta_p = \frac{R_2'}{R_1 + R_2'} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2'}} \quad /38/$$

Przy rezonansie obwodu II, t.j. dla $X_2 = 0$

$$R_2' = \frac{\omega^2 M^2}{R_2} \quad /39/$$

Wprowadzając dekrement logarytmiczny obwodu I jako

$$\nu_1 = \frac{\pi R_1}{\omega L_1} \quad /40/$$

oraz z /30/

$$K^2 = \frac{M^2}{L_1 L_2} \quad /41/$$

przedstawimy /38/ w postaci :

$$\eta_p = \frac{1}{1 + \frac{v_1^2 v_2^2}{\pi^2 K^2}} \quad /142/$$

Dla wartości krytycznej ze względu na przeciąganie będzie

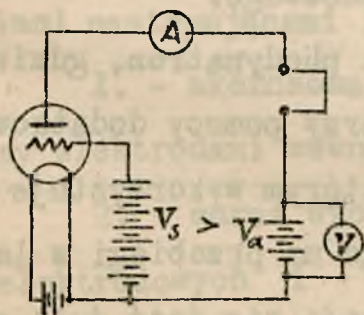
$$\eta_p = \frac{1}{1 + \frac{v_1}{v_2}} \quad /143/$$

Aby otrzymać dobrą sprawność układu z obwodem pośrednim należy - przy danym tłumieniu obwodu II - stosować obwód pośredni o możliwie małym tłumieniu.

GENERATORY SPECJALNE.

Generatory dynatronowe.

Działanie generatorów dynatronowych, albo wprost dynatronów, opiera się na ujemnej wewnętrznej oporności lampy trójelektrodowej, pracującej przy wysokich dodatnich potencjałach początkowych siatki, a niskich anody /rys. 1/. Wykorzystuje się zjawisko wtórnej emisji elektronów, które nie mogą powrócić do anody wobec wyższego potencjału siatki. W ten sposób, przy odpowiednio dobranych warunkach można uzyskać to, iż przy powiększaniu napięcia anodowego prąd anodowy będzie malał, gdyż zwiększenie napięcia zwiększy wtórną emisję, która, dając prąd odwrotny, bardziej

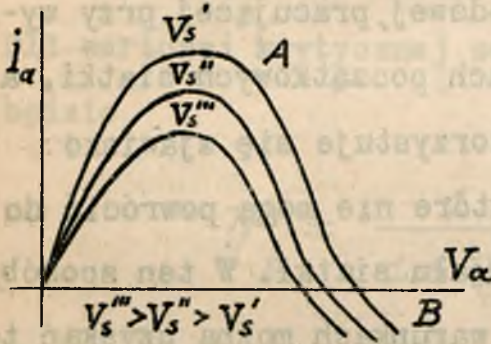


Rys. 1.

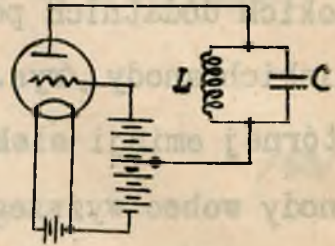
zmniejszy prąd anodowy, niż go zwiększyło podniesienie napięcia anodowego. W wyniku tego zależność prądu anodowego i_a od napięcia anodowego V_a wyraża się linią przedstawioną na rys. 2, gdzie w części AB oporność obwodu anodowego jest

$$\rho_a = \frac{\partial V_a}{\partial i_a} < 0$$

Oczywiście, w takich warunkach w jakimś obwodzie rezonansowym LC włączonym do obwodu anodowego /rys. 3 / powstaną drgania, jeśli tylko ujemna opor-



Rys. 2.



Rys. 3.

ność dynatronu będzie dostateczną dla skompensowania dodatniej oporności obwodu rezonansowego.

Odmianą dynatronu jest pliodynatron, gdzie własności układu reguluje się przy pomocy dodatkowej siatki, oraz magnodynatron, w którym wykorzystuje się działanie pola magnetycznego na przebiegi w lampie. Układy dynatronowe odznaczają się dość dużą stałością wytwarzanej częstotliwości.

GENERATORY PRĄDÓW B. WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI.

Dotychczas nie czyniliśmy żadnych zastrzeżeń co do częstotliwości wytwarzanych przez generator prądów zmiennych, a więc zakładaliśmy, że rozważania odnoszą się - tak pod względem obliczeń, jak i schematów - do wszelkich częstotliwości. Istotnie, doświadczenie potwierdza ich stosowalność dla bardzo szerokiego zakresu częstotliwości - od części cykła do kilkunastu milionów cykli. Z chwilą jednak gdy przejdziemy do jeszcze wyższych częstotliwości - kilkunastu milionów cykli - / poniżej kilkunastu metrów długości fali / występują komplikacje, spowodowane okolicznościami następującymi :

1. - skończoną szybkością ruchu elektronów między elektrodami wewnątrz lampy
 2. - coraz wybitniejszą rolą pojemności między elektrodowych i
 3. - zmniejszeniem się stosunku długości fali do geometrycznych wymiarów układu generacyjnego.
- Co do 1.- łatwo przeliczymy ze wzoru /8 i 15 I.b./, iż przy napięciu anodowym np. $V_a = 300V$, szybkość maksymalna elektronów w lampie jest $u \approx 10^9 \frac{cm}{sek}$.
Przy odległości "anoda-katoda" 2,5 cm., czas potrzeb-

ny na przebycie tej odległości będzie $0,5 \cdot 10^{-9}$ sek.. Oczywiście w tych warunkach przy częstotliwości 10^{-9} c. odpowiadać to będzie 180-cio stopniowemu odwróceniu fazy przebiegów, co musiałoby być odpowiednio uwzględnione tak co do strony ilościowej jak i schematowej układów generacyjnych.

Co do 2. - Przy niezbyt wielkich częstotliwościach pojemność obwodu rezonansowego była duża w stosunku do pojemności między-elektrodowych, które, o ile wpływały tu, to tylko na warunek samopodtrzymywania drgań.

Przy zmniejszaniu L i C /ze wzrostem częstotliwości /rola pojemności między-elektrodowych staje się dominującą, tak, iż zmieniają one całkowicie wygląd obwodu rezonansowego, stając się same głównymi jego pojemnościami.

Co do 3. - Obwód rezonansowy przestaje być obwodem o stałych skupionych : należy się liczyć ze zjawieniem się węzłów i brzuśców napięć i prądów, co pociąga za sobą częstokroć nieprzewidziany rozkład potencjałów na elektrodach lamp, wymagający stosowania specjalnych środków zaradczych jak dławiki, układy symetryczne i t.d.

Z powyższych względów układy generacyjne

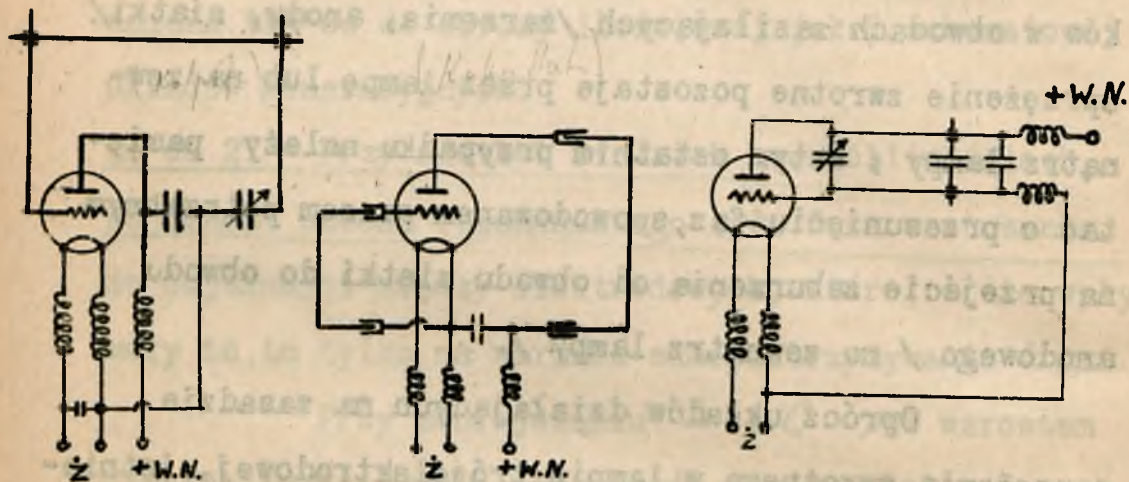
dla częstotliwości b. wielkich noszą przeważnie charakter sobie właściwy : częstokroć obwód rezonansowy - jako wydatny element układu - znika, zastąpiony przez prosty przewodnik lub pętlę, dochodzi szereg dławików w obwodach zasilających /zarzenia, anody, siatki/. Sprzężenie zwrotne pozostaje przez lampę lub na zewnątrz lampy ; w tym ostatnim przypadku należy pamiętać o przesunięciu faz, spowodowanem czasem potrzebnym na przejście zaburzenia od obwodu siatki do obwodu anodowego / na zewnątrz lampy /.

Oprócz układów działających na zasadzie sprzężenia zwrotnego w lampie trójelektrodowej, istnieją układy specjalne, wykorzystujące oscylacje elektronów między elektrodami pod wpływem pól hamujących / np. układ Barkhausen-Kurz'a /.

Cechą charakterystyczną tych wszystkich układów jest wzrost trudności uzyskania większych mocy w miarę tego jak dochodzi się do coraz to wyższych częstotliwości.

Zmodyfikowane układy o sprzężeniu bezpośrednim.

/Southworth, rys. 4, Scheibe, rys. 5, Townsend i Morell, rys. 6 /. Są to układy typu Hartley'a lub Colpitts'a dostosowane do częstotliwości b.wielkich.



Rys. 4.

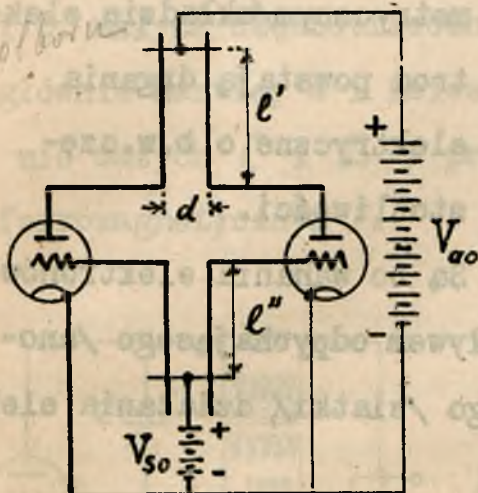
Rys. 5.

Rys. 6.

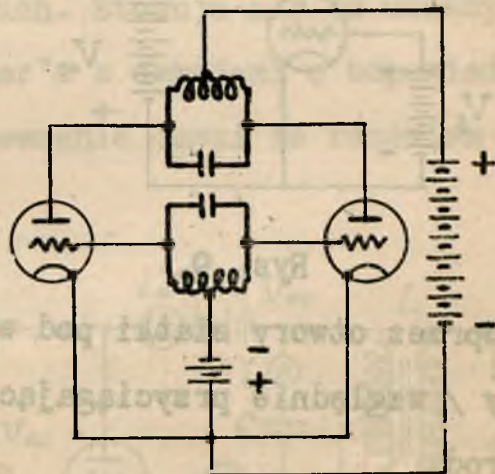
Obwód rezonansowy utworzony jest tu przez przewody połączeniowe i wewnętrzne pojemności lampy lub też przez układ Lecherowski.

W ten sposób można wykorzystać przesunięcia fazowe napięć, istniejące wzdłuż przewodów obwodu w celu uzyskania przesunięcia fazowego między napięciem anody i siatki generatora, potrzebnego dla podtrzymywania drgań.

Układy symetryczne. - / Mesny , Holborn /. Są to układy typu przeciwsobnego / push - pull /, jak to przedstawiają rys.7 i 8.



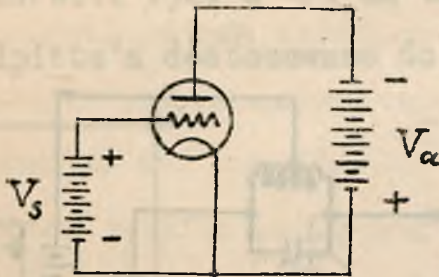
Rys. 7.



Rys. 8.

Sprężenie zwrotne uskutecznia się tu bądź indukcyjnie, bądź też przez lampę. Zaletą układów symetrycznych jest to, iż przy zachowaniu rzeczywiście dobrej symetrii, w obwodzie baterji anodowej i siatki prądu zmienne o częstotliwości wytwarzanej nie płyną. W układzie Holborna /rys. 7. / obwód rezonansowy zastąpiony jest przez układ drutu Lecher'a . Np. dla uzyskania fali $\lambda \approx 5 \text{ m}$, wymiary drutów są : $l' = 65 \text{ cm}$, $l'' = 20 \text{ cm}$, $d = 5 \text{ cm}$, $V_{a0} = 540 \text{ V}$, $V_{s0} = + 20 \text{ V}$. Układ Mesny /rys. 8. / jest odpowiednikiem układu Kühn-Huth'a z jedną lampą.

Układ Barkhausen-Kurz'a. - Przy dodatnim wysokim potencjale na siatce i ujemnym na anodzie /rys. 9 /,



Rys. 9.

w lampie trójelektrodowej o cylindrycznym /symetrycznym/ układzie elektrod powstają drgania elektryczne o b.w. częstotliwości.

Są to wahania elektronów poprzez otwory siatki pod wpływem odpychającego /anody /, względnie przyciągającego /siatki/, działania elektrod.

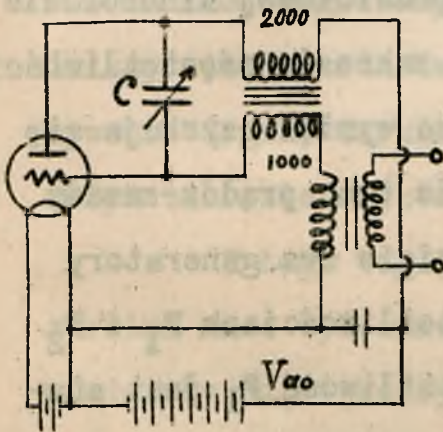
Częstotliwość ich nie zależy od danych obwodu, lecz tylko od napięć i wymiarów elektrod, a mianowicie

$$\lambda_{cm} = \frac{2000}{\sqrt{V_s}} \cdot \frac{r_\alpha V_s - r_s V_\alpha}{V_s - V_\alpha},$$

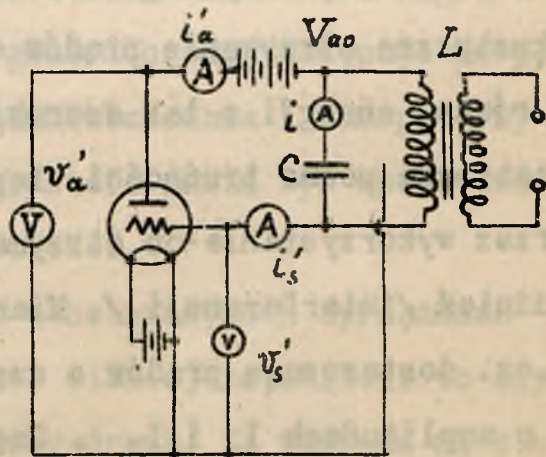
gdzie V_s i V_α są potencjałami elektrod, zaś r_s i r_α promieniami ich cylindrów.

GENERATORY PRĄDÓW MAŁEJ I B. MAŁEJ CZĘSTOTLIWOŚCI.

Daleko prościej przedstawia się zagadnienie wytwarzania prądów zmiennych o średnich, małych i b. małych częstotliwościach. Stosuje się tu układy głównie Hartley'a i Meissner'a z obwodami o odpowiednio dużych C i L / przeważnie cewki ze rdzeniem ferromagnetycznym /.



Rys. 10.



Rys. 11.

Układ na rys. 10 służy do wytwarzania częstotliwości akustycznych, których częstotliwość reguluje się zmienną pojemnością C o max. pojemności ok. 5000 cm. Transformator tr_1 o przekładni 2000/1000 zw, tr_2 - obniżający dla czerpania energii np. do celów pomiarowych.

Jeśli chodzi o drgania bardzo wolne, przy

których naprzykład można odczytywać na przyrządach chwilowe wartości napięć i prądów / okres rzędu paru sekund / nadaje się układ jak na rys.11 , gdzie C jest pojemnością rzędu kilkudziesięciu μF , L -uzwojeniem transformatora o indukcyjności rzędu tysiąca henrów.

GENERATORY DUDNIENIOWE.

W opisanych generatorach na częstotliwości akustyczne otrzymanie prądów o prawidłowej sinusoidzie i równej energii o tak szerokim zakresie częstotliwości nastrocza pewne trudności. Lepsze wyniki uzyskuje się przez wykorzystanie -do otrzymania tych prądów- zasady dudnień /interferencji /. Mianowicie dwa generatory w.cz. dostarczają prądów o częstotliwościach F_1 i F_2 i o amplitudach I_1 i I_2 . Częstotliwość F_1 jest stała , zaś F_2 może być zmieniana w niewielkim zakresie, tak, aby dudnienia $F_2 - F_1 = f$ dały zakres częstotliwości słyszalnej. Jeżeli przytem amplituda I_2 jest mała w stosunku do I_1 , wówczas, po detekcji interferujących ze sobą prądów, otrzymuje się prąd tętniący, którego składowa zmienna jest prawidłową sinusoidą.

GENERATORY HETERODYNOWE.

Dla odbioru sygnałów metodą interferencyjną stosuje się generatory bardzo małej mocy zwane heterodynami. Tutaj sprawność urządzenia odgrywa rolę podrzędną, natomiast w pierwszym rzędzie dąży się do osiągnięcia szerokiego zakresu częstotliwości wytwarzanych drgań oraz stałości ich energji w całym tym zakresie.

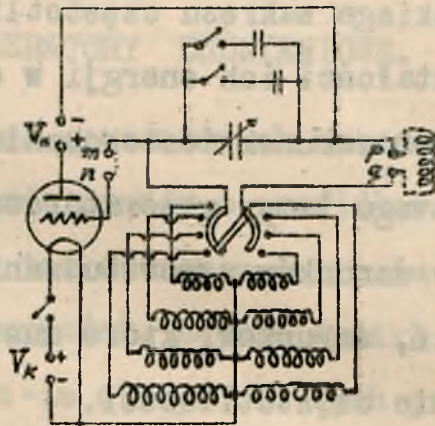
Zatem warunek dostosowania obwodu drgań do obwodu anodowego lampy generatorowej ustępuje na plan dalszy wobec warunków samowzbudzania i samopodtrzymywania drgań, warunków, które muszą być spełnione w całym zakresie częstotliwości.

Z tego względu w heterodynach sprzężność zwrotna musi być znacznie silniejsza, aniżeli to odpowiadałoby największej mocy drgań. Ze względu na stałość energji najdogodniejszy jest układ generacyjny ze sprzężeniem potencjometrycznem indukcyjnem, pozwalającym na otrzymywanie drgań o częstotliwości zawartej w bardzo szerokich granicach przez zmianę jedynie pojemności kondensatora C przy niezmiennych wartościach samoindukcji L_1 i L_2 /rys. 12 /.

Jako lampy generacyjne stosuje się zazwyczaj lampy typu odbiorczego, ponieważ potrzebna tu energja

jest znikomo mała.

Sprężność generatora heterodynowego z odbiornikiem radjotelegraficznym reguluje się przy pomocy warjometru sprzężenia dla dobrania właściwej amplitudy nakładanych drgań.



Rys. 12.

Dla dokładnego dobierania częstotliwości nakładanych drgań, generator heterodynowy zaopatruje się w kondensator o subtelnej regulacji.

GENERATORY NIELAMPOWE.

Przed wynalezieniem lampy katodowej wytwarzanie prądów wielkiej częstotliwości w radjotechnice odbywało się na innych zasadach. Jedne z nich są już dziś zupełnie zarzucone /wyładowanie iskrowe/, inne mniej lub więcej wychodzą z użycia /generatory łukowe /.

Generatory nielampowe można podzielić następująco :

generatory iskrowe,

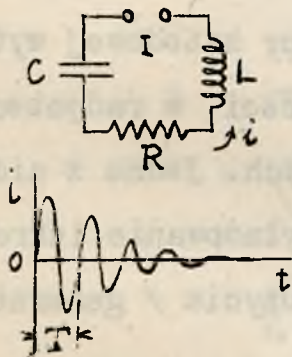
generatory łukowe oraz

generatory maszynowe, czyli alternatory wielkiej częstotliwości.

Generatory iskrowe wytwarzają prądy o amplitudzie wykładniczo malejącej, czyli tak zwane prądy tłumione.

GENERATORY ISKROWE.

Historycznie najwcześniejszym systemem wytwarzania prądów w.cz. był system iskrowy, który polega na drganiach elektryczności w obwodzie, składającym się z L , C , / i R /, a pobudzany przez oscylacyjne wyładowania iskrowe / rys. 1/. Otrzymany w



w ten sposób prąd zmienny jest prądem o malejącej amplitudzie / gasnącym /; częstotliwość jego określona jest znany wzorem Thomson'a

Rys. 1.

$$f = \frac{1}{T} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad /1/$$

$$\delta = \frac{R}{2L} T \quad /2/$$

Tłumienie drgań dzięki dużej oporności przerwy iskrowej jest stosunkowo znaczne.

Ilość ciągów oscylacji w ciągu sekundy zależy od ilości ładowań kondensatora C do odpowiedniego napięcia, dającego przeskok w iskierniku.

W celu zwiększenia tej ilości - przy niedopuszczeniu jednak do powstania łuku w iskierniku -

zastosowane zostały iskierniki talerzowe /rys.2/, w których, dzięki dużym powierzchniom elektrod iskiernika oraz małej ich odległości, dejonizacja powietrza następowała szybko po każdym ciągu wyładowań. Iskiernik talerzowy pozwalał na otrzymanie kilkuset ciągów



Rys. 2.



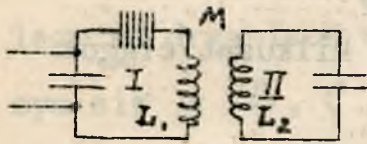
Rys. 3.

na sekundę, a więc na ładowanie kondensatora napięciem zmiennem o częstotliwości słyszalnej /system iskier dźwięczących - Wien'a /.

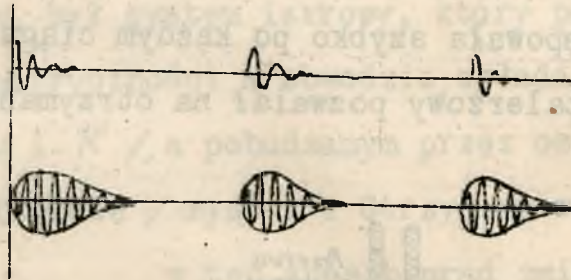
Podobne wyniki uzyskać można przy pomocy t.zw. iskiernika rotacyjnego / rys.3/ , w którym dejonizacja i gaszenie iskry zachodzi dzięki temu, iż po każdym ciągu drgań bierze udział coraz to inna elektroda iskiernika wirującego synchronicznie z częstotliwością ładowania kondensatora obwodu drgań.

Zmniejszenie tłumienia drgań, wytwarzanych przy pomocy iskierników gaszących, daje się osiągnąć

przez zastosowanie dodatkowego obwodu / rys. 4 / pobudzanego bodźczo przez obwód z iskiernikiem /rys.5 /



Rys. 4.



Rys. 5.

Pomimo, iż mamy tu dwa obwody dość silnie sprzężone, a więc układ, który powinien posiadać dwie częstotliwości sprzężenia

$$f_1 = f_0 \cdot \sqrt{1+\kappa} \quad ; \quad f_2 = f_0 \cdot \sqrt{1-\kappa}$$

/gdzie κ - współczynnik sprzężności /, to jednak dzięki doskonałemu gaszeniu iskiernika, obwód I przerywa się po każdym ciągu drgań, a przeto energia nie może powracać z obwodu II do obwodu I.

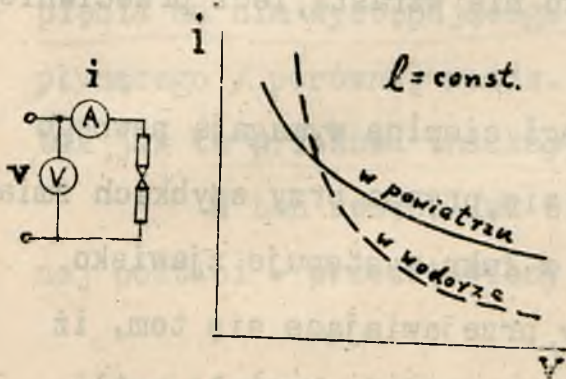
Generatory iskrowe budowane były dla bardzo szerokiego zakresu częstotliwości oraz na moce od kilkudziesięciu watów aż do kilkudziesięciu kilowatów.

GENERATORY ŁUKOWE.

Charakterystyki łuku.

Doświadczenie pokazuje, iż charakterystyka statyczna łuku elektrycznego, t.j. zależność napięcia V od prądu i / stałego / w łuku przy stałej jego

długości l , czyli krzywa



$$V = f(i) \quad \Lambda /$$

posiada przebieg tak zwany "spadający" jak to wskazuje rys. 1.

Rys. 1.

Jak wiadomo, Ayrton empirycznie określiła kształt funkcji $\Lambda /$ - dla niezbyt małych wartości V i dla wolno zmienianych V i i - jako :

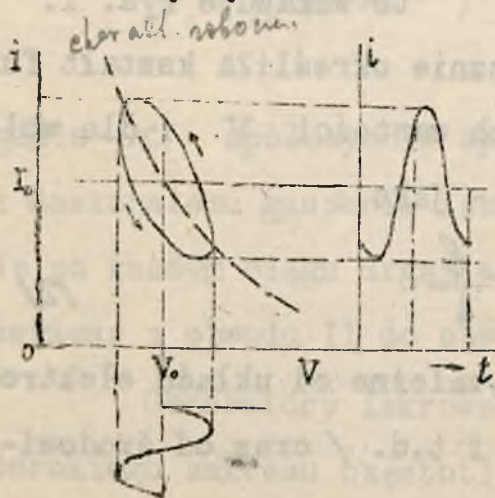
$$V = \alpha + \frac{\beta}{i} \quad \Lambda /$$

Tutaj α i β są to stałe, zależne od układu elektrod / wymiary, odległość, rodzaj i t.d. / oraz od środowiska, w którym pali się łuk.

Ten spadający kształt charakterystyki, t.zn. okoliczność, iż zwiększaniu i odpowiada zmniejsze-

nie się V , zawdzięcza łuk przebiegom jonowym, zachodzącym w słupie gorących gazów oraz stanowi cieplnemu elektrod /szczególniej ujemnej - katody /. Mianowicie, ze zwiększeniem i jonizacja gazów wzmagą się tak szybko, a oporność łuku maleje tak wybitnie, że spadek napięcia na łuku, równy napięciu przyłożonemu V , nie tylko nie wzrasta, lecz przeciwnie, maleje.

Ponieważ przebiegi cieplne wymagają pewnego czasu do swego ustalenia się, przeto, przy szybkich zmianach stanu elektrycznego w łuku, występuje zjawisko pewnego rodzaju histerezy, przejawiające się tem, iż charakterystyka robocza łuku posiada kształt pętli,



t. zn. iż przy szybkiej zmianie prądu około jakiejś stałej początkowej wartości I_0 , zmiany napięcia na łuku V zachodzą według linii zamkniętej jak na rys. 2, przyczem linja ta opisywana jest przez punkt

Rys. 2. pracy w kierunku odwrotnym do ruchu wskazówek zegara.

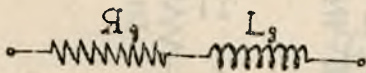
Właściwość pierwsza - charakterystyka spada-

jąca-oznacza, iż nachylenie tej charakterystyki łuku jest ujemne, a zatem oporność łuku jest również ujemna

$$\left(\frac{dV}{di}\right)_{I_0, V_0} = R < 0 \quad /3/$$

Natomiast właściwość druga - pętla histeretyczna-pokazuje, iż łuk posiada własności przesuwania fazy napięcia na nim występującego względem prądu przeniemywanego / porównaj rozdz. I.c.40 / i to mianowicie tak, jak tu przesuwana indukcyjność $X'/$.

W ten sposób łuk elektryczny może być w ogólnej postaci - przedstawiony jako układ oporności według rys. 3.



Oporności te są funkcją szeregu czynników, jak to warunków w jakich pali się

Rys. 3. łuk, wyboru punktu pracy, częstotliwości przebiegów i t.d.

Szczególniej wybitny wpływ wywiera tu częstotliwość, a mianowicie z jej wzrostem główna oś elipsy histeretycznej obraca się od położenia stycznego do charakterystyki statycznej dla $f=0$ przez

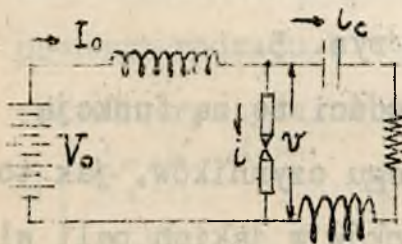
$x/$

Uzasadnienie teoretyczne - patrz M. Pożaryski, Teoria prądów szybkozmennych, Warszawa, 1931, Komisja Wyd. Bratn. Pomocy Stud. Polit. Warsz., str. 28.

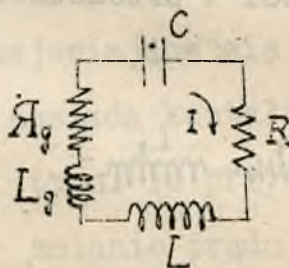
położenie równoległe do osi i , aż do położenia równoległego do osi V , co oznacza, iż ze wzrostem φ nachylenie roboczej charakterystyki schodzi od wartości ujemnej do zera a następnie staje się dodatnie.

Generacyjne działanie łuku.

Zdolność generacyjnego działania łuku wynika z jego oporności ujemnej, która może kompensować oporność / dodatnią / dołączonego odpowiednio do łuku obwodu rezonansowego LCR / rys. 4 /.



Rys. 4.



Rys. 5.

Zastępując łuk przez jego oporność równoważną

$$R_g + j\omega L_g \quad /4/$$

/dla danej pulsacji ω /, możemy układ rys. 4 sprowadzić do układu jak na rys. 5.

W stanie ustalonym przebiegów równanie spadków napięć i SEM-nych dla tego obwodu jest :

$$J \cdot \left\{ (R + R_g) + j[\omega(L + L_g) - \frac{1}{\omega C}] \right\} = 0 \quad /5/$$

Drgania elektryczne w obwodzie $J \neq 0$ / otrzymamy, gdy będzie

$$R + R_g = 0 \quad /6/$$

$$\omega(L + L_g) - \frac{1}{\omega C} = 0 \quad /7/$$

Warunek /6/ określa niezbędną do tego wartość oporności ujemnej łuku,

$$R_g = -R, \quad /8/$$

natomiast warunek /7/ - pulsację drgań

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{(L + L_g) \cdot C}} \quad /9/$$

W powyższych rozważaniach przyjąć musieliśmy, iż w zakresie zachodzących przebiegów oporność łuku /4/ jest stała. Ze względu na nieprostolinijny kształt charakterystyki statycznej / a przez to odchylenie się charakterystyki roboczej od prawidłowej elipsy / jest to słuszne jedynie dla niewielkich zmian V i I , a więc dla małych amplitud J . Są to t.zw. drgania I rodzaju.

Tutaj jest $\bar{I} \ll I_0$ i $\bar{V} \ll V_0$ /rys. 2 /;

prąd i napięcie łuku są sinusoidalnie tętniące i nigdy nie spadają do wartości bliskiej zera /rys. 2 /.
Częstotliwość wytwarzanych prądów określona równaniem /9/, wobec tego iż zazwyczaj

$$L_g \ll L \quad /10/$$

przybiera postać

$$\omega \approx \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad /11/$$

Odznacza się ona stosunkowo dużą stałością. Warunki sprzyjające powstawaniu drgań I-go rodzaju są : duży stosunek $\frac{L}{C}$ oraz małe R .

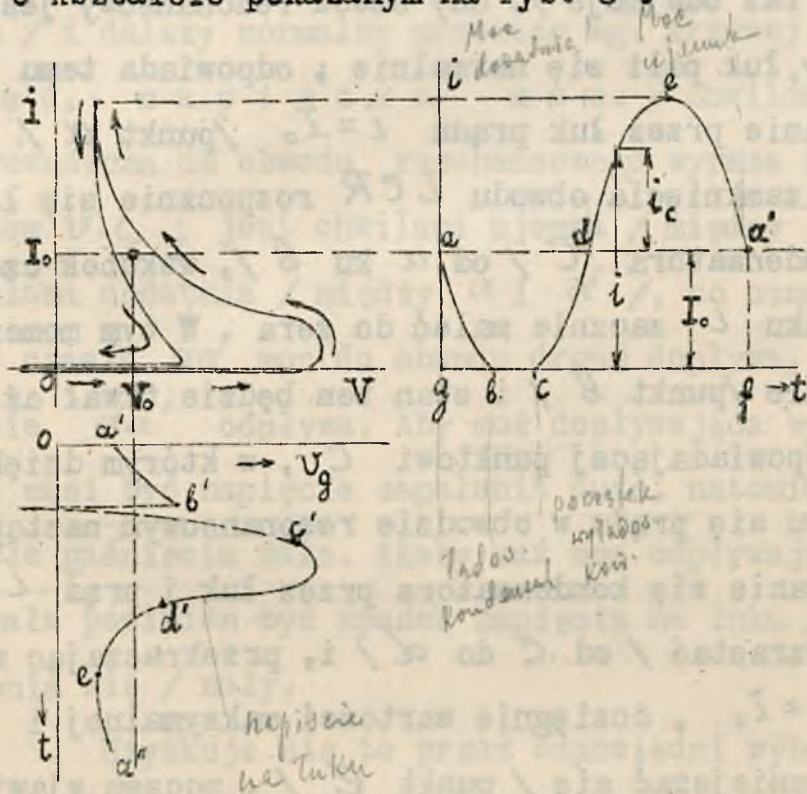
D r g a n i a II-go r o d z a j u . W radjotechnice, ze względu na sprawność układu, główną rolę odgrywają drgania t.zw. II-go rodzaju, charakteryzujące się tem, iż prąd w łuku przez pewien przeciąg czasu podczas każdego okresu spada do zera, gdyż jest tu $\bar{I} > \bar{I}_0$.

W momentach, gdy prąd staje się równy zemu, łuk gaśnie na tak długo, dopóki napięcie na łuku znów nie wzrośnie do pewnej wartości, niezbędnej dla nowego zapłonu.

Dla rozpatrzenia tego rodzaju drgań należy

znąć kształt charakterystyk łuku, począwszy od najmniejszych wartości napięcia na łuku.

Jak pokazują badania oscylograficzne przebiegów w tych warunkach, charakterystyka robocza łuku może być przedstawiona za pomocą linii pętlicowej o kształcie pokazanym na rys. 6.



Rys. 6.

Czas całkowitego przebiegu jednego okresu można tu podzielić na dwie części: na przeciąg czasu T_1 , w ciągu którego łuk pali się oraz T_2 , w którym on gaśnie. Zazwyczaj bywa tu $T_2 \ll T_1$.

Jeżeli oznaczymy prąd obwodu rezonansowego przez i_c / t.j. prąd ładowania i wyładowania kondensatora /, zaś przez I_0 prąd /stały/zasilający łuk, wówczas zauważymy, że prąd i jest sumą prądu I_0 i prądu i_c / który, jako prąd zmienny, raz się dodaje do I_0 , raz odejmuje /. Gdy obwód rezonansowy jest przerwany, łuk pali się normalnie; odpowiada temu przepływanie przez łuk prądu $i = I_0$ /punkt α /. Z chwilą zamknięcia obwodu LCR rozpocznie się ładowanie kondensatora C / od α ku β /, wskutek czego prąd w łuku i zacznie maleć do zera. W tym momencie łuk zgaśnie /punkt β / i stan ten będzie trwał aż do chwili odpowiadającej punktowi C , w którym dzięki odwróceniu się prądu w obwodzie rezonansowym nastąpi wyładowywanie się kondensatora przez łuk i prąd i zacznie wzrastać / od C do α' / i, przekraczając wartość $i = I_0$, dosięgnie wartości maksymalnej i zacznie zmniejszać się / punkt e' /, poczem zjawisko się powtarza. Przebieg prądu w kondensatorze jest dosyć zbliżony do sinusoidalnego, a jedynie w przeciągu czasu T_2 , gdy łuk gaśnie, ulega on odchyleniu. Natomiast napięcie na kondensatorze, dzięki indukcyjności L , jest prawie dokładnie sinusoidalne.

Co się tyczy napięcia U na łuku, to pod-

czas przeciągu czasu T' , gdy łuk się pali, napięcie na zasiskach łuku jest niewielkie /opor łuku mały/. Gdy prąd w łuku maleje, napięcie nieco wzrasta, aż wreszcie dla $i' = 0$, następuje zagaśnięcie łuku /punkt β' /, czemu towarzyszy spadek napięcia a następnie natychmiastowy skok /ponowne zapalenie się łuku / i dalszy normalny przebieg wg. krzywej $c'd\alpha''$.
 P r ą d, n a p i ę c i e, m ó c. - Chwilowa moc doprowadzona do obwodu rezonansowego wyraża się iloczynem $v \cdot i_c$; jest chwilami ujemna /między d i α' /, chwilami dodatnia /między α i d /, co oznacza, że w czasie αd moc do obwodu drgań dopływa, zaś w czasie $d\alpha'$ odpływa. Aby moc dopływająca była duża, musi być napięcie zapalenia duże, natomiast napięcie gaśnięcia małe. Ażeby zaś moc odpływająca była mała powinien być spadek napięcia na łuku /podczas palenia się / mały.

Uzyskuje się to przez odpowiedni wybór warunków pracy łuku, jak to : chłodzenie elektrod, wydmuchiwanie łuku przy pomocy pola magnetycznego, karburyzację środowiska i t.p.

W przypadku granicznym drgań II-go rodzaju będzie

$$I_o = \bar{I}_c$$

czyli wartość skuteczna prądu w obwodzie LCR

$$I_c = \frac{I_o}{\sqrt{2}} \quad /13/$$

Prąd płynący przez łuk, jako suma /geometryczna /prądu I_o i I_c , wyrazi się wzorem

$$I = \sqrt{I_o^2 + I_c^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} I_o = \sqrt{3} \cdot I_c \quad /14/$$

Sprawność, jako stosunek mocy w obwodzie LCR do mocy doprowadzonej, jest

$$\eta = \frac{I_c^2 R}{I_o V_o} = \frac{I_c R}{2 V_o} \quad /15/$$

Napięcie na łuku, wobec rezonansu w obwodzie, można wyrazić wzorem

$$V = I_c \cdot R \quad \text{albo} \quad \bar{V} = \bar{I}_c \cdot R \quad /16/$$

Zatem /15/ będzie :

$$\eta = \frac{\bar{V}}{2 V_o} \quad /17/$$

Ponieważ ze względu na gaśnięcie łuku i t.p. nie może być \bar{V} dużo większe od V_o , przeto

$$\eta \cong \frac{1}{2} = 50\% \quad /18/$$

Generator Poulsen'a

Pierwszy układ generacyjny Duddell'a nie nadawał się do zastosowania dla celów radjotechniki, ponieważ częstotliwość prądów, jaką układ ten pozwalał wytwarzać, nie przekraczała 15 000 okresów na sekundę /histereza łuku /.

Dopiero Waldemar Poulsen /1903 / przy pomocy szeregu specjalnych środków zdołał wytworzyć prądy o znacznie większych częstotliwościach, bo dochodzących aż do 10^6 okr/sek.

Ulepszenie Poulsen'a polegało na stworzeniu takich warunków pracy łuku, przy których do minimum zostało zmniejszone zjawisko bezwłasności procesów cieplnych i jonizacyjnych, od których zależy kształt pętli histeretycznej. Osiągnięte to zostało przez :

1. intensywne chłodzenie elektrod,
2. palenie łuku w środowisku o dużej przewodności cieplnej oraz o pewnych właściwościach chemicznych w stosunku do gazów, z których składa się słup płomienny łuku,
3. wydmuchiwanie magnetyczne łuku.

Rozpatrzmy poszczególne te środki :

Chłodzenie elektrod. - Ma ono na celu przyspieszenie wymiany ciepła między słupem płomiennym a otoczeniem,

co pozwala zmniejszyć pętlę histeretyczną łuku, a przede wszystkim zyskać na stromości charakterystyki nawet przy większych częstotliwościach. Ochładzanie obu elektrod w jednakowym stopniu jest niewskazane, gdyż może zachodzić długotrwałe gaśnięcie łuku, bowiem czynnikiem podtrzymującym łuk jest gorąca elektroda ujemna, będąca źródłem elektronów. Całe chłodzenie przeto przenosi się przede wszystkim na elektrodę dodatnią, którą sporządza się z miedzi i zaopatruje się w system odpowiednich kanałów wodnych.

W dużej mierze do dalszego ochładzania łuku, przyczynia się środowisko, w którym pali się łuk. Środowisko to o dużej przewodności cieplnej przenosi ciepło od słupa płomiennego ku ściankom kamery łukowej / również chłodzonej przy pomocy płaszcza wodnego /.

Środowisko, w którym pali się łuk. Dobór odpowiedni gazu, stanowiącego środowisko w kamerze łukowej, ma znaczny wpływ na przebieg charakterystyki statycznej łuku, a więc pośrednio na charakterystykę dynamiczną.

Podczas palenia się łuku w powietrzu jony dodatnie węgla, wydzielone przez żarzącą się elektrodę, mają dążność do łączenia się z jonami ujemnymi tlenu, a to według reakcji $2C + 2O_2 = 2CO_2$, aby wy-

tworzyć dwutlenek węgla. Reakcja ta unieruchamia pewną ilość jonów dodatnich, które są już stracone dla słupa płomiennego, przyczyniając się do zmniejszenia natężenia prądu w łuku. Natomiast, gdy środowisko otaczające jest ubogie w tlen, a więc np. utworzone jest przez wodór ^{x/}, zjawisko utleniania zostanie usunięte, zaś wolne jony będą brały udział w przenoszeniu ładunków między elektrodami, co da wzrost nachylenia charakterystyki łuku, jak to widać z rys. 1.

Najczęściej stosowanym środkiem dla wytworzenia atmosfery wodorowej jest alkohol etylowy, który zostaje wprowadzany do kamery łukowej przy pomocy kroplomierza. Padając na gorącą anodę paruje, a następnie w płomieniu łuku rozkłada się według wzoru $2C_2H_5OH = CO_2 + 6H_2 + 3C$. Wodór wypełnia kamerę, stwarzając podatne warunki pracy łuku / węgiel osadza się na ścianach kamery /.

W razie zastosowania nafty / Ameryka / reakcja rozkładu zachodzi w taki sposób $CH_3(CH_2)_8CH_3 = 11H_2 + 10C$.

x/

wodór posiada przytem stosunkowo duże przewodnictwo cieplne.

Tutaj środowisko gazowe jest czysto wodorowe.

Wreszcie szerokie zastosowanie we Francji znajduje gaz świetlny, wprowadzany do kamery pod pewnym ciśnieniem. Gaz ten rozkłada się na wodór i dwutlenek węgla w stosunku zależnym od składu mieszaniny gazu. Gaz zanieczyszcza jednak kamerę.

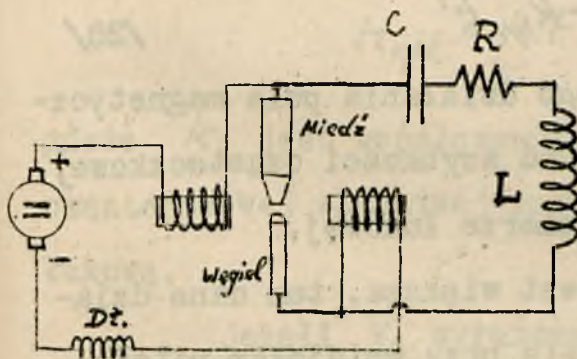
Samego wodoru do wypełniania kamery łukowej nie stosuje się, gdyż daje on w połączeniu z powietrzem mieszaninę silnie wybuchającą.

Wydmuchiwanie łuku przez pole magnetyczne. Umieszczenie łuku w stałym polu magnetycznym poprzecznym, t.j. skierowanym prostopadle do kierunku słupa płomiennego, przy jednoczesnym skombinowaniu obwodu elektrycznego elektromagnesów wytwarzających to pole z obwodem łuku, przynosi szereg korzyści. Pole to, wytwarzane przez stałą składową prądu zasilającego łuk, wpływa korzystnie na stateczność przebiegów. Wyginając bowiem słup płomienny zmienia długość łuku, a zatem i jego opór, co z drugiej strony wpływa znów na natężenie pola magnetycznego.

Następnie silne pole magnetyczne pozwala na uzyskanie przy niewielkiej odległości między elektrodami - znacznych długości łuku. Umożliwia to

łatwe zapalenie się łuku , czy to w razie rozpoczęcia pracy / pierwsze zetknięcie elektrod /, czy to podczas chwilowych zgaśnień w trakcie każdego okresu / samoczynne zapalenie się dzięki zarzuceniu się kraterowi ujemnej elektrody /. Ta ostatnia okoliczność ma zasadnicze znaczenie i wpływ na prawidłowość pracy generatora, właściwy bowiem dobór pola warunkuje moment gaśnięcia i zapalania się łuku podczas pracy w obwodzie drgań, a zatem decyduje o sprawności układu oraz o jakości wytwarzanych drgań nietłumionych.

Ponieważ zadaniem pola magnetycznego jest gaszenie łuku oraz dejonizacja, przeto najdogodniejsza



Rys. 7.

wartość H będzie zależna od tych czynników, które wywierają wpływ na stateczność łuku / ilość i szybkość jonów między elektrodami , szybkość procesów w łuku, czyli częstotliwość wytwarzanych prądów / oraz na warunki dejonizacji / szybkość cząsteczkowa gazu, wypełniającego kamerę /.

szła wartość H będzie zależna od tych czynników, które wywierają wpływ na stateczność łuku / ilość i szybkość jonów między elektrodami , szybkość procesów w łuku, czyli częstotli-

Istotnie, szybkość jonów jest proporcjonalna do pola elektrycznego między elektrodami, t.j. do stałego napięcia na łuku V_0 , zaś ilość jonów wyginanych przez pole magnetyczne jest proporcjonalne do prądu płynącego przez łuk I_0 , zatem

$$H_{opt} = k_1 V_0 I_0 \quad /19/$$

W miarę wzrostu częstotliwości F , a więc zmniejszania się okresu wytwarzania prądów, pole magnetyczne musi być coraz silniejsze, aby był zachowany ten sam stosunek między czasem gaśnięcia łuku a czasem trwania okresu: musi więc istnieć zależność

$$H_{opt} = k_2 \cdot F \quad /20/$$

Co się tyczy dejonizacyjnego działania pola magnetycznego, jest ono uzależnione od szybkości cząsteczkowej środowiska gazowego w kamerze łukowej.

Im szybkość ta jest większa, tem dane działanie dejonizujące osiąga się przy mniejszym natężeniu pola magnetycznego, i odwrotnie, przy mniejszych szybkościach pole magnetyczne musi być silniejsze. Przyjmuje się przeto, że natężenie pola jest odwrotnie proporcjonalne do szybkości cząsteczkowej u gazów słupa płomiennego.

Szybkość u , określająca energię kinetyczną gazu, jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z temperatury bezwzględnej gazu. Ta ostatnia znów w pewnym przybliżeniu może być uważana za proporcjonalną do mocy elektrycznej $I_0 V_0$, wydzielającej się w łuku, a zatem :

$$u = \frac{k}{\sqrt{V_0 I_0}} \quad /21/$$

Zestawiając równania /19/ , /20/ i /21/, otrzymamy ostateczną zależność natężenia pola magnetycznego od warunków pracy generatora w postaci

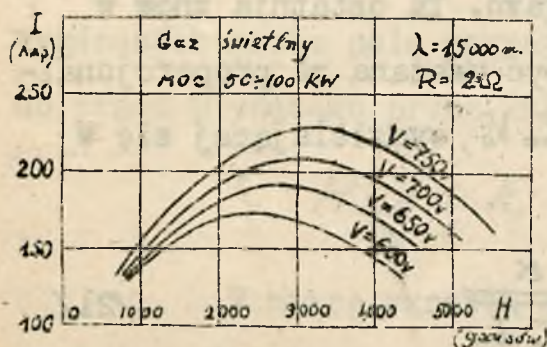
$$H_{opt} = k \cdot F \cdot \sqrt{V_0 I_0} \quad , \quad /22/$$

gdzie k jest współczynnikiem, zależnym od szybkości cząsteczkowej właściwej gazu wypełniającego kamerę łukową.

Jeżeli V_0 wyrażone w kV , I_0 w A , F w kc , otrzymuje się H_{opt} w gausach, przyjmując na k wartości następujące :

dla alkoholu etylowego	$k = 28$
dla gazu świetlnego	" = 21
dla nafty	" = 14

Zależność prądu w obwodzie LCR od natężenia pola magnetycznego H dla różnych napięć zasilających,



dla generatora o mocy ok. 100 kW, pracującego na fali $\lambda \approx 15000 \text{ m}$, przy oporności $R \approx 2 \Omega$, przedstawiona jest na wykresach rys. 8.

Rys. 8.

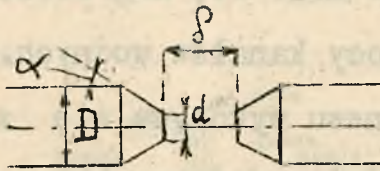
Obwód magnetyczny . - Obwód magnetyczny generatora łukowego winien być tak zaprojektowany i zbudowany, aby pozwalał na uzyskanie możliwie dużych natężeń pól w danej szczelinie przy minimum miedzi i żelaza oraz przy małych stratach mocy elektrycznej. Kształt jego oraz konstrukcja i umieszczenie w stosunku do innych części generatora, a głównie elektrod oraz samego słupa płomiennego, muszą usunąć całkowicie możliwość przerzucania się łuku na ten obwód /nabiegunki /.

Rozważania teoretyczne oraz doświadczenie praktyki ustaliły pewne wytyczne budowy obwodu magnetycznego, wyrażające się przedewszystkiem przez wielkość szczeliny δ oraz kształt nabiegunków

/ rys. 9 / . Najkorzystniejszy kąt $\alpha = 55^\circ \div 70^\circ$

zaś

$$\frac{d}{\delta} = 1,6 \div 2$$

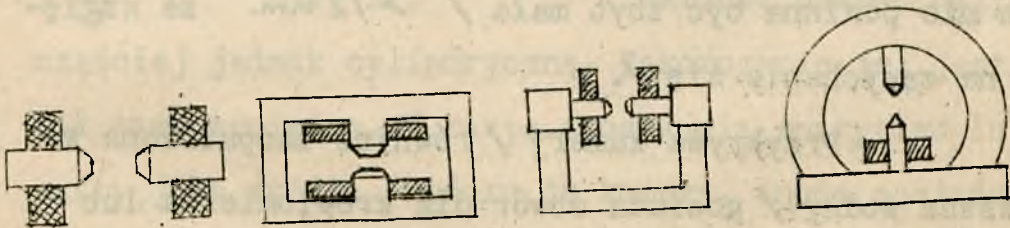


oraz

$$\frac{D}{\delta} \cong 12$$

Rys. 9.

Co do kształtu obwodu magnetycznego stosuje się w mniejszych generatorach obwody otwarte, w większych - zamknięte / rys. 10 /.



Rys. 10.

Wymiary szczeliny, zależnie od mocy generatora, zawierają się w granicach $\delta = 2 \div 8 \text{ cm}$. Natężenia pola $H = 8\ 000 \div 18\ 000$ gausów. Ciężar żelaza obwodu magnetycznego generatorów o mocy zasilającej od 50 do 2 400 kW wynosi od kilku do kilkuset ton.

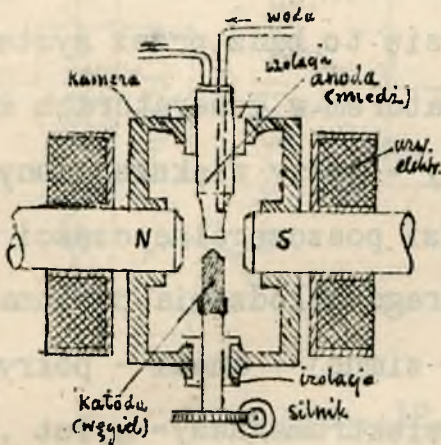
Ponieważ obwód magnetyczny przez zetknięcie z kamerą płomienną silnie może się nagrzewać, stosuje się chłodzenie przy pomocy kanałów wodnych. Często uzwojenie elektromagnesu wykonywa się z tych samych względów z rurki miedzianej, przez którą przepływa woda chłodząca.

Kamera płomienna wykonywa się z materiału o dobrej przewodności cieplnej / mosiądz, czasem glin /. Elektrody uszczelnia się przy pomocy pierścieni izolacyjnych / porcelana lub kwarc /. Kamera posiada płaszcz wodny lub kanały. W tym ostatnim przypadku średnica ich nie powinna być zbyt mała / $> 12 \text{ mm}$. ze względu na zapychanie się /.

Przykrywa kamery / również zaopatrzona w płaszcz wodny / posiada otwór dla kroplomierza lub wlot dla gazu świetlnego oraz wentyl bezpieczeństwa / przed zbyt dużym ciśnieniem gazów lub wybuchem /. Uszczelnienie kamery powinno być bardzo staranne / azbest, dokręcanie śrubami /.

Elektrody . - Katoda, w postaci dającego się wymieniać grafitowego cylindra, często wydrążonego, posiada ruch obrotowy około jego osi / $3 \div 4 \text{ obr/min}$ /, nadawany za pośrednictwem przekładni ślimakowych przez

mały silnik. Tak wydrążenie, jak i ruch obrotowy, mają na celu uzyskanie równomiernego palenia się łuku,



Rys. 11.

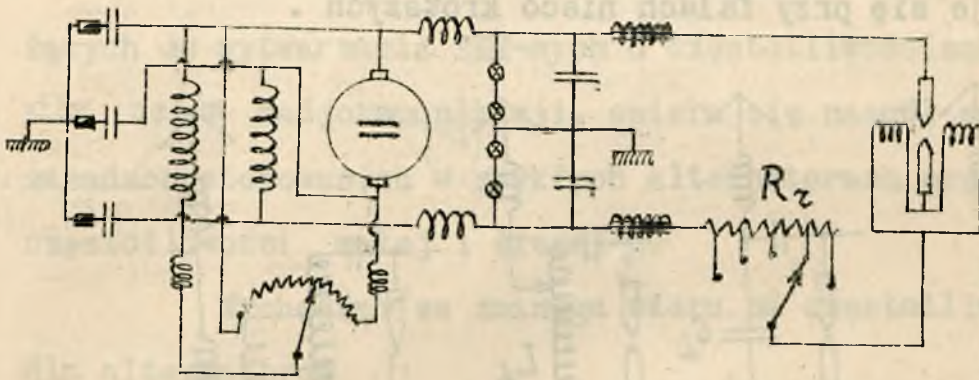
z czem wiąże się stałość wytwarzanej częstotliwości. Średnica katody wynosi od 20 do 50 mm. Anoda wykonana jest z miedzi elektroli- tycznej ; również posiadać może najroz- maitszą postać, naj- częściej jednak cylindryczną. Zakończenie jej jest tak samo wymienne. W razie stosowania spirytusu lub nafty, jako źródła wodoru, do kamery, anoda posiada wydrążenie, w które ścieka płyn / z kroplomierza / i ulega wyparowaniu. Ustawienie elektrod względem biegunów obwodu magnetycznego powinno być takie, aby oś nabiegunników nie przecinała osi elektrody, lecz przechodziła / prostopadle / nieco ponad nią.

Anoda oraz uchwyt katody węglowej chłodzone są przy pomocy płaszcza lub kanałów wodnych.

Chłodzenie generatora. Ilość ciepła wydzielanego w łuku, ze względu na stosunkowo małą sprawność generatora łukowego - jest znaczna, a przeto wymaga intensywnego doprowadzania. Odbywa się to bądź przez system żeberek, chłodzonych wentylatorem - w generatorach małej mocy, bądź przez obieg wodny - przy większej mocy. Kolejność, z jaką woda chłodzi poszczególne części generatora dla uzyskania dobrego chłodzenia, powinna być następująca: wlot wody zimnej - anoda - pokrywa kamery - kamera - katoda - elektromagnesy - wylot. Izolowanie elektryczne obiegu wodnego między elektrodami a kamerą osiąga się przez stosowanie długich węży gumowych dla zwiększenia oporności słupa wodnego.

Zabezpieczenie źródła napięcia. Jako źródło napięcia zasilającego łuk stosuje się prądnice prądu stałego bocznikowo - szeregowo o napięciach zależnie od mocy generatora - od 400 do 1 000 woltów. Zabezpiecza się je przed prądami w.c.z. przy pomocy kondensatorów, dławików oraz oporników żarówkowych / rys. 12 /. Jako dławiki służą często uzwojenia elektromagnesów łuku. Dla zabezpieczenia prądnicy przed nadmiernym prądem w chwili zapalenia łuku służy opornik rozruchowy R_r wyłączany / całkowicie lub

częściowo/po wyregulowaniu układu.

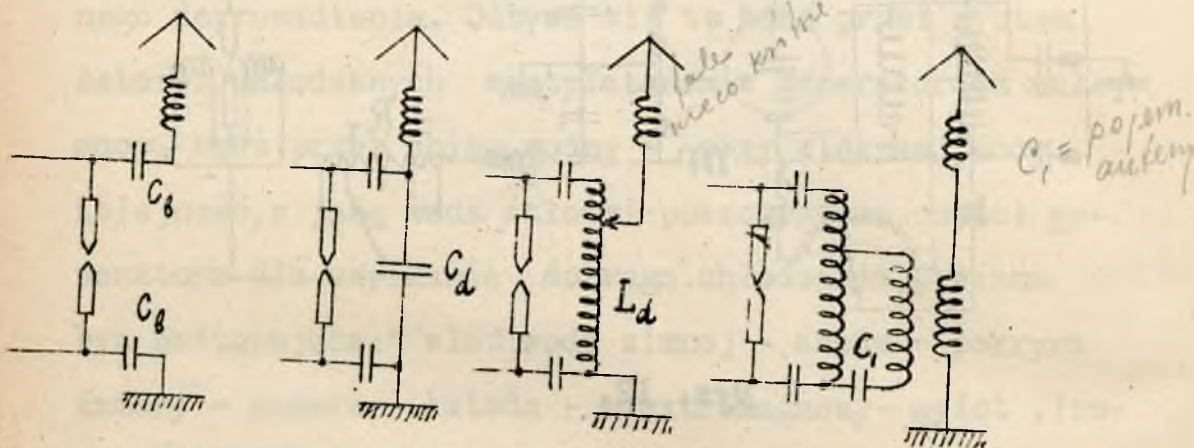


Rys. 12.

Łączenie łuku z obwodem rezonansowym . - Najprostszy sposób połączenia łuku z obwodem rezonansowym przedstawiony był na rys. 4 . W przypadku, gdy obwodem rezonansowym jest antena / rys. 13 /, zabezpiecza się sieć antenową przed stałym napięciem łuku przy pomocy kondensatorów blokowych C_b o dużej pojemności.

Pewne polepszenia pracy generatora daje się osiągnąć przez włączenie między elektrody łuku / rys. 14 / kondensatora C_d o pojemności odpowiednio dobranej / zależnie od częstotliwości roboczej oraz od pojemności obwodu rezonansowego / anteny /. Zazwyczaj $C_d = (0,5 \div 5) C$. Daje to

lepszą sprawność oraz stałość pracy łuku. Podobne zadanie może spełniać cewka L_d / rys. 15 / , którą stosuje się przy falach nieco krótszych .



Rys. 13.

Rys. 14.

Rys. 15.

Rys. 16.

Harmoniczne. - Generator łukowy wytwarza prądy obfitujące w harmoniczne oraz inne drgania, wywołane nierównomiernym paleniem się łuku. Dla usunięcia ich stosuje się układ z obwodem pośrednim oraz z indukcyjnym sprzężeniem anteny, przedstawiony na rys. 16.

Pojemność C_1 jest tu rzędu pojemności anteny. Sprzężność obwodu anteny z obwodem pośrednim daje się stosunkowo słabą.

ALTERNATORY WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI.

Budowa i działanie alternatorów w.cz., służących do wytwarzania SEM-nych o częstotliwościach dla celów radjokomunikacji, opiera się naogół na zasadach stosowanych w zwykłych alternatorach prądów częstotliwości małej i średniej.

Wychodząc ze znanego wzoru na częstotliwość dla alternatorów

$$f = \frac{p \cdot n}{60} \quad , \quad //$$

w którym f = ilości okr./sek. wytwarzanej SEM-nej,
 p = " par biegunów,
 n = " obrotów na minutę,

zauważymy, że teoretycznie biorąc, nic nie stoi na przeszkodzie w wyborze p i n dla uzyskaniażądanego f .

W praktyce nasuwają się tu jednak trudności konstrukcyjne w związku ze stratami, zachodzącymi w żelazie przy wielkich częstotliwościach.

Zwiększanie ilości par biegunów p pociąga za sobą konieczność zwiększania średnicy twornika D , ażeby podziałka biegunowa nie wypadła zbyt mała

Zwiększaniu D stoi znów na przeszkodzie wzrost obrotów n , bowiem wówczas szybkość obwodowa u wypada zbyt wielka, niepożądana ze względów wytrzymałościowych.

Oznaczając szerokość podziałki biegunowej przez t otrzymamy zależność

$$\pi \cdot D = 2 p t \quad /2/$$

przy szybkości obwodowej

$$u = \frac{\pi D n}{60} \quad /3/$$

Z /1/, /2/ i /3/ wynika związek między szybkością obwodową, częstotliwością i podziałką biegunową:

$$f = \frac{u}{2t}$$

Przyjmując dla stosowanych materiałów ^{x/}

$$u_{max} = 20\,000 \text{ cm/sek}$$

^{x/} Przy stosowanych szybkościach i średnicach tarczy rotora siły odśrodkowe, działające na jednostkę masy na obwodzie rotora, są kilkadziesiąt tysięcy razy większe od ciężaru masy tej jednostki.

otrzymamy

$$f = \frac{10\,000}{t}$$

Naprzykład dla $f = 10\,000$ c. mamy $t = 1$ cm., a więc niewielką odległość rozporządzalną dla umieszczenia dobrze izolowanego i, ewentualnie, dobrze zamocowanego przeciw siłom odśrodkowym uzwojenia.

Co się tyczy strat w żelazie przy wielkich częstotliwościach - zmniejsza się je w miarę możliwości - przez stosowanie niskich indukcji oraz bardzo cienkich blach z doskonałego żelaza o małej stratności.

Nierzadko grubość blach jest rzędu setnych części milimetra. Niemniej jednak straty są tak znaczne, iż żelazo wymaga bardzo intensywnego chłodzenia. Naprzykład dla blachy żelaznej o 4 % zawartości krzemu, przy grubości 0,03 mm, przy częstotliwości $f = 40\,000$ c., przy indukcji $B = 2\,000$ gaussów $M = 1000$ straty wynoszą 400 watów na kilogram, podczas gdy przy $f = 1000$ c. byłyby w tych samych warunkach około 12 W/kg.

Jeszcze jednym, bardzo ważnym zagadnieniem w związku z wytwarzaniem prądów wielkiej częstotliwości

ci przy pomocy alternatorów dla potrzeb radjokomunikacji jest stałość wytwarzanej częstotliwości, co do której, jak wiadomo, istnieją dziś wysokie wymagania.

Jak wynika ze wzoru /1/ stałość częstotliwości f związana jest ze stałością obrotów n zależnością

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta n}{n} \quad |4/$$

Ze względu na trudności utrzymania stałości obrotów, jako praktycznie dopuszczalną normę przyjmuje się w alternatorach

$$\frac{\Delta f}{f} \leq 0,1\%$$

Niemniej dla uzyskania takiej stałości niezbędne są specjalne urządzenia regulacyjne. Okoliczność ta jest jedną ze słabych stron maszynowych generatorów prądów wielkiej częstotliwości.

Rozpatrzmy pokrótce następujące systemy alternatorów wielkiej częstotliwości:

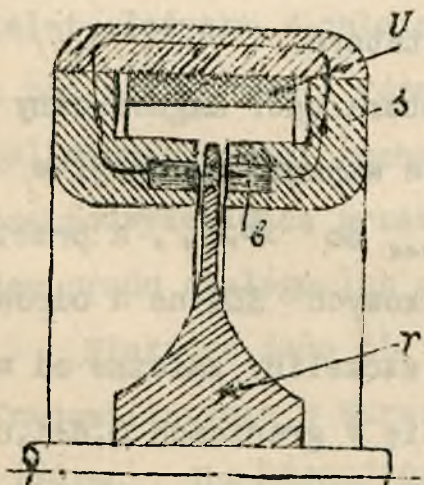
1. Alternator Alexanderson'a ,
2. " Goldschmidt'a ,
3. " Bethenod-Latour'a ,
4. " Lorenz-Schmidt'a .

Niektóre z nich, jako nie dające bezpośrednio potrzeb-

nej częstotliwości, stosowane są jedynie w połączeniu z odpowiednimi urządzeniami powielającymi częstotliwość / transformatorami częstotliwości /.

Alternator Alexanderson'a.

Alternator ten należy do typu maszyn indukcyjnych, t.j. takich, w których rotor nie posiada uzwojenia, natomiast tak uzwojenie twornikowe jak i wzбудzające znajdują się na statorku. Rola rotora polega tu na wywoływaniu wahań strumienia magnetycznego w tych częściach obwodów magnetycznych statorka, które



Rys. 1.



Rys. 2.

są objęte przez uzwojenie twornikowe.

Zasada budowy alternatora przedstawiona jest na rys.1 / przekrój wzdłuż osi/ oraz na rys.2 /uzwojenie twornikowe/.

Uzwojenie wzbudzające U , zasilane prądem stałym, wytwarza strumień magnetyczny w jarzmie statora δ / oznaczony strzałką / zamykający się przez nasady biegunowe z dzielonego żelaza \mathcal{B} , dwie szczeliny powietrzne oraz część obwodu tarcz rotora \mathcal{R} , wykonanego ze stali niklowej w postaci ciała o stałej wytrzymałości. W nasadach biegunowych \mathcal{B} umieszczone jest uzwojenie twornikowe w / rys. 2 /, rotor zaś na obwodzie swym posiada wycięcia / zapełnione materiałem niemagnetycznym - fosforowym brązem - dla uniknięcia wirów powietrznych podczas obracania się /, odpowiadające podziałce biegunowej statora.

Podczas wirowania rotora, opór magnetyczny obwodu zmienia się, co wywołuje wahania indukcji w szczelinie w granicach od B_{max} do B_{min} , a przeto indukuje w uzwojeniach twornikowych SEM-ne o odpowiedniej częstotliwości. Wymiary szczeliny, zależne od wielkości alternatora, zawierają się w granicach $0,4 \pm 1,0$ mm. Należy tu zaznaczyć, iż właśnie utrzymanie takiej szczeliny napotyka na trudności konstrukcyjne, a to dzięki występującym tam dużym siłom mechanicznym pola, dużym szybkościom rotora oraz przesunięciom podłużnym na skutek rozszerzalności cieplnej / automatyczna kompensacja, łożyska grzebieniaste /.

Uzwojenie twornikowe jest dzielone, t.zn. składa się z szeregu cewek niezależnych, których końce, w ilości kilkudziesięciu, wyprowadzone są na zewnątrz i tu dopiero łączone równolegle, jednak nie bezpośrednio, lecz za pośrednictwem transformatora powietrznego

Ma to na celu uniknięcie wysokich napięć w uzwojeniu twornikowym, któreby wymagały doskonałej izolacji, co ze względów na szczupłość miejsca jest niepożądane. W ten sposób najwyższe napięcie w tych uzwojeniach niewiele przekracza 100 woltów.

Całość alternatora / obwody magnetyczne, szkielet, łożyska / chłodzona jest systemem rur z wodą pod ciśnieniem; również pod ciśnieniem odbywa się oliwienie części ruchomych. Napęd uskutecznia się poprzez podwyższającą przekładnię / ślimakową / silnikiem prądu stałego lub zmiennego asynchronicznym.

Niektóre dane dla alternatora 200 kW /Centrala Transatlantycka w Warszawie / są następujące :

$D = 160 \text{ cm.}$, $n = 2400 \div 2700 \frac{\text{obr}}{\text{min}}$, $n = 488$ ($f \approx 16 \text{ kc}$)
 Ilość cewek twornikowych 64. SEM-na w cewce ok. 100 V, prąd ok. 30 A. SEM-na we wtórnem uzwojeniu transformatora powietrznego ok. 2 000 V, prąd /przy rezonansie/ ok. 100 A. Silnik asynchroniczny o mocy ok. 450 kW napędza alternator przez przekładnię ślimakową 1 : 3.

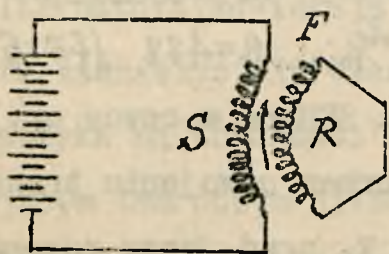
Obroty tego silnika utrzymywane są ze stałością ok. 0,05 % przy pomocy urządzenia samoczynnego.

Alternatory Alexanderson'a budowane są w różnych jednostkach, aż do mocy 200 kW/użytecznej/ i dla zakresów częstotliwości od 20 do 50 kc .

Alternator Goldschmidt'a.

Jak wiadomo, nieruchome w przestrzeni pole magnetyczne o amplitudzie \bar{H} , zmienne z częstotliwością F , może być zastąpione przez dwa pola stałe o natężeniu $\frac{1}{2} H$, wirujące z szybkościami, odpowiadającymi częstotliwościom $+F$ i $-F$.

Umieszczając w polu takim cewkę, obracającą się z szybkością odpowiadającą częstotliwości F' , łatwo zauważyć, że w niej będą się indukować SEM-ne o częstotliwościach $F'-F$ i $F'+F$. Jeżeli więc będziemy mieli alternator ze statorem S , zasilanym prądem stałym wzbudzającym / rys. 3 /, zaś rotor R



Rys. 3.

będzie się obracał z szybkością, odpowiadającą częstotliwości F' , to w rotorze tym wzbudzi się prąd o częstotliwości F' . Przy-

puśćmy na chwilę, że rotor z prądem zmiennym F stoi, zaś stator wiruje, wówczas w statorze wzbudzą się - w myśl powyższego - prądy o częstotliwościach

$$F - F = 0 \quad F + F = 2F ,$$

W dalszym ciągu prąd w statorze można rozłożyć na prądy o częstotliwości $-2F$ i $+2F$; dadzą one w rotorze

$$2F - F = F \quad i \quad 2F + F = 3F ,$$

a następnie w statorze

$$3F - F = 2F \quad 3F + F = 4F .$$

W ten sposób otrzymujemy prądy o częstotliwościach :

w statorze : $0, 2F, 4F, \dots$,

a w rotorze: $1F, 3F, \dots$.

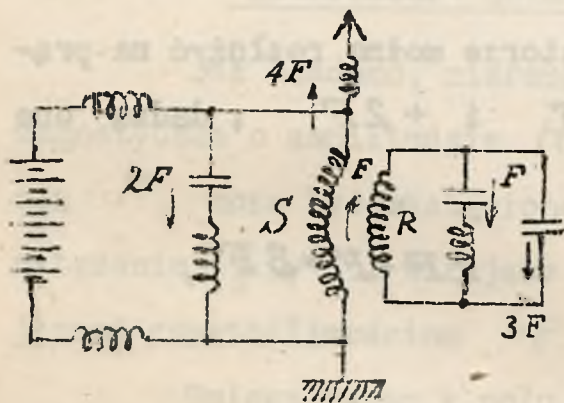
Jest to zasada alternatora Goldschmidt'a.

Dalsze zagadnienia realizacji praktycznej sprowadzają się do umożliwienia prądom o odpowiedniej częstotliwości nF osiągnięcia dużych napięć. Uskutecznią się to przez tworzenia odpowiednio nastrojonych obwodów kombinacją pojemności i indukcyjności, jak to przedstawiono na rys. 4. Układ dla wyodrębnienia

czterokrotnej częstotliwości /.

Tytułem przykładu przytoczmy kilka danych dla będących w eksploatacji alternatorów:

Alternator na radjostacji Tuckerton U.S.A., dający moc w antenie $W_A = 120 \text{ kW}$ pracuje przy $\eta = 50 \%$



falą $\lambda = 7500 \text{ m}$, otrzymaną przez czterokrotne powielenie częstotliwości $F = 10000 \text{ c.}$ / $4F = 40000 \text{ c.}$ odpowiada $\lambda = 7500 \text{ m.}$ Grubość blach żelaznych twornika $0,05 \text{ mm}$, papieru izolacyjnego ok. $0,02 \text{ mm}$

Rys. 4.

Ilość biegunów $2p = 300$. Średnica rotora $D = 90 \text{ cm}$. Szczelina 1 mm , ilość obrotów $n = 4000/\text{min}$.

Alternator w Eilvese / Niemcy / o mocy 100 kW ,

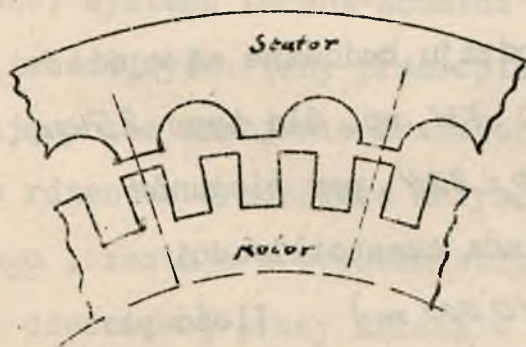
$$4F = 50000 \text{ c.} \quad \lambda = 6000 \text{ m.} \quad 2p = 400$$

$$n = 3750 \text{ obr./min}, \quad D = 125 \text{ cm.}$$

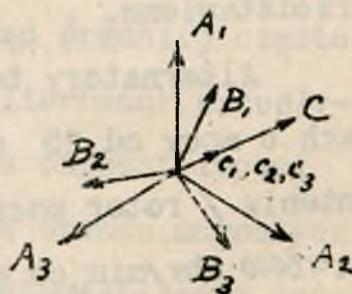
Alternator Bethenod-Latour'a.

Dla uniknięcia trudności, wynikających ze zbyt małej podziałki biegunowej przy dużej ilości biegunów, w alternatorze tym ilość biegunów na statorze/uzwojonym/

w stosunku do ilości biegunów na rotorze jest jak 2:3 /rys. 3 / : pomimo to częstotliwość wytwarzanych prądów określona jest ilością zębów na rotorze. Można tego dowieść w sposób następujący : założmy, że w jakimś obwodzie mamy n jednakowych sił elektromotorycznych, zmiennych okresowo, lecz nie sinusoidalnych, przesuniętych kolejno o ten sam kąt $\frac{2\pi}{n}$. Te siły elektromotoryczne, rozłożone na składowe sinusoidalne w/g szeregu Fouriera, wzajemnie się zniósą z wyjątkiem SEM-nych rzędu n i jego wielokrotności, jak to można zauważyć np. dla $n=3$ z wykresu wektorowego na rys. 6.



Rys. 5.



Rys. 6.

Tutaj wektory A_1 , A_2 i A_3 , przesunięte o kąt $\frac{1 \times 2\pi}{3} = 120^\circ$, obracające się z szybkością np. ω dają wypadkowy wektor $= 0$.

Drugie ich harmoniczne B_1 , B_2 i B_3 , obracają

ce się z szybkością 2ω , przesunięte o kąty $\frac{2 \cdot 2\pi}{3} = 240^\circ$

również wzajemnie się znoszą. Dopiero trzecie harmo-

niczne 3ω , przesunięte o kąt $\frac{3 \cdot 2\pi}{3} = 360^\circ$ wzajemnie

się sumują, dając wypadkową amplitudę C równą $n=$

3-krotnej amplitudzie $C_1 = C_2 = C_3$. Takie samo sumowanie będzie miało miejsce dla $6\omega, 9\omega$ i td.

Otóż, w wypadku rozkładu biegunów i zębów na statorze

i rotorze jak to wskazuje rys. 6, można taki alterna-

tor uważać jako złączony z trzech alternatorów identycz-

nych, lecz z przesunięciami o kąt $\frac{2\pi}{3} = 120^\circ$ / elektrycz-

nych / statorami, których SEM-ne wzajemnie się su-

mują, a więc zjawiska zachodzą tu tak, jak było to wy-

żej przedstawione.

Alternatory tego rodzaju budowane są w jed-
nostkach o mocy od 25 do 500 kW, np. dla typu 25kW

/ w antenie / rotor posiada $p_r = 324$ par biegunów

przy $n = 6000$ obr/min., co odpowiada częstotliwości

$f = \frac{324 \cdot 6000}{60} = 32400$ c. ($\lambda = 10000$ m). Ilość par

biegunów statora wynosi zaś tylko $p_s = \frac{2}{3} 324 = 216$.

Generator Lorenz - Schmidt'a.

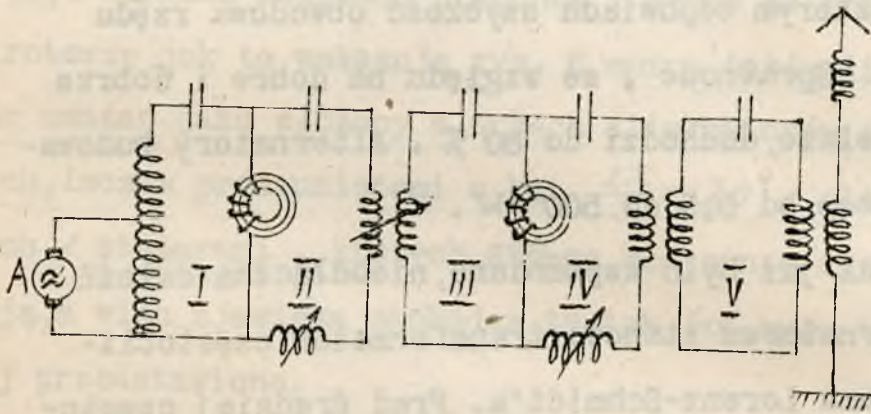
Urządzenie to składa się z alternatora systemu Lorenz-Schmidt'a oraz transformatora częstotliwości. Alternator jest typu induktorowego jednako-

biegunowy, w którym rotor posiada na swym obwodzie zęby - stator natomiast uzwojenie w odpowiednich żłobkach na dwu oddzielnych wieńcach, pomiędzy którymi nawinięte jest uzwojenie wzbudzające prądu stałego. Zakres częstotliwości tego rodzaju alternatorów zawiera się tu w granicach 5 000 - 10 000 c. przy ok. 3 000 obr/min., którym odpowiada szybkość obwodowa rzędu 100 m/sek. Sprawność, ze względu na dobre i dobrze dzielone żelazo, dochodzi do 80%. Alternatory budowane są na moce od 0,5 do 500 kW.

Jak już było wspomniane, nieodłączną całość z tym alternatorem stanowi transformator częstotliwości systemu Lorenz-Schmidt'a. Prąd średniej częstotliwości, wytwarzany przez opisany alternator, przepływając przez uzwojenie transformatora częstotliwości ze rdzeniem o możliwie małym oporze obwodu magnetycznego, zostaje w wysokim stopniu zniekształcony, dzięki częściowej pracy żelaza w zakresie nasycenia. Przy pomocy obwodu rezonansowego - z takiego prądu wydzielą się i uwydatnią harmoniczne odpowiednio wysokiego rzędu / np. kilkudziesiątą /, której odpowiada długość fali stosowana w radjokomunikacji.

Schemat urządzenia podwyższającego częstotliwość przedstawiony jest na rys. 7.

Tutaj alternator Schmidta A dostarcza prądu o częstotliwości $f_1 / \cong 8\ 000\ \text{c} /$, który zniekształca się w obwodzie I, stając się obfitym



Rys. 7.

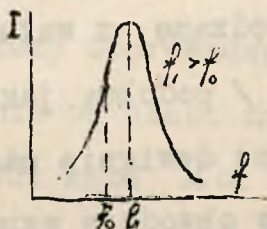
w harmoniczne .

Obwód II, nastrojony np. 11-tą harmoniczną, $f_2 / \cong 88\ \text{kc} /$ uwydatnia ją i przekazuje do obwodu III, gdzie następuje zniekształcenie tej częstotliwości 11 f ; z niej znów obwód IV uwydatnia np. 9-tą harmoniczną $f_3 / \cong 812\ \text{kc} /$. Obwód V działa tu jako obwód pośredni w celu usunięcia ewentualnych wyższych harmoniczných.

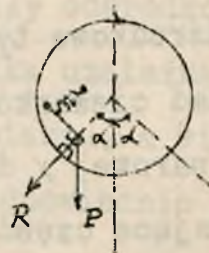
Regulatory stałości obrotów alternatorów.

Ze względu na utrzymanie stałości wytwarzanej częstotliwości zachodzi konieczność bardzo dokładnej regulacji obrotów alternatorów.

Alternator Alexanderson'a . W systemie tym wykorzystane są własności obwodu rezonansowego, nastrojonego na częstotliwość f_0 nieco większą od częstotliwości f_0 normalnej pracy alternatora / rys. 7 /.



Rys. 7.



Rys. 8.

Jeśli obwody silnika napędzającego alternator chciałyby z jakiegokolwiek powodu wzrosnąć po za częstotliwość f_0 / co wywołałoby odciążenie silnika wobec " wyjścia z rezonansu ", a więc dalszy wzrost obrotów /, wówczas przeciwdziała temu wzrost prądu w obwodzie rezonansowym.

Mianowicie prąd ten-poprzez przekaźniki-podzia-
ła natychmiast na obwód zasilający silnik w ten spo-
sób, iż zwiększy jego oporność ,a więc zmniejszy
moc doprowadzaną, co spowoduje powrót alternatora
do poprzedniej częstotliwości.

Jako opornik w obwodzie silnika stosuje się
dławiki magnetycznie nasycone ; wielkość tego nasy-
cenia uzależniona ^{jest,} właśnie od wielkości prądu w obwo-
dzie rezonansowym regulatora.

Alternator Bethenod - Latour stosuje regu-
latory odśrodkowe typu Thury, napędzane z wału sil-
nika. Układ ciężarków regulatora / podobny jak w
maszynie parowej / działa poprzez dźwignie na konta-
kty zwierające część oporników w obwodzie wzbudze-
nia silnika. Dokładność regulacji ok. 0,1 %.

Alternator Goldschmidt'a stosuje regulator
oparty na zasadzie t.zw. skoku fazy, t.j. raptow-
nej zmiany fazy między napięciami dwóch obwodów re-
zonansowych słabo sprzężonych i jednakowo nastrojo-
nych, w chwili, gdy częstotliwość odchyła się od rezo-
nansu.

Napięcia tych obwodów za pośrednictwem lamp
katodowych oraz przekaźników oddziałują na oporni-

ki w obwodzie zasilającym silnik napędowy alternatora.

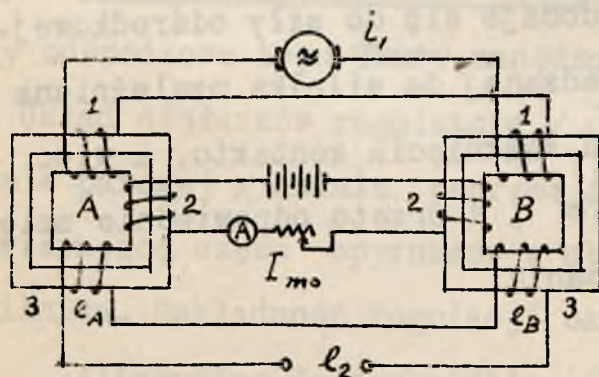
Alternator Lorenz - Schmidt'a posiada regulator odśrodkowy, osadzony na osi alternatora. W regulatorze tym wykorzystuje się współdziałania siły odśrodkowej R wraz z siłą ciężenia P / rys. 8 / dla zwierania kontaktów. Sprężyna odciągająca jest tak wyregulowana, że zamknięcie kontaktu - przy pewnej szybkości obrotowej - zachodzi w obrębie pewnego kąta 2α w dolnym położeniu ciężarka, gdyż wówczas tylko siła ciężenia dodaje się do siły odśrodkowej. Wielkość mocy doprowadzanej do silnika uzależniona jest właśnie od czasu zamknięcia kontaktu, a więc od wielkości kąta 2α , a przeto odpowiednio zmienia się wraz z szybkością.

POWIELACZE CZĘSTOTLIWOSCI

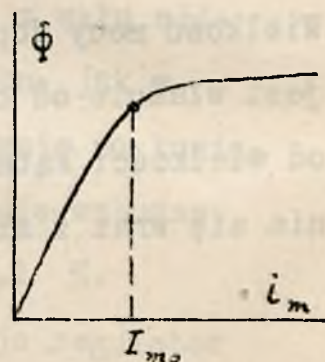
Urządzenia służące do powielania / transformowania / częstotliwości przy użyciu rdzeni magnetycznych można podzielić na urządzenia : a / z nasyceniem prądem stałym b/ bez nasycenia.

a/ Transformatory nasycone prądem stałym

Działanie takich transformatorów opiera się na urządzeniach, podanych przez Epstein'a, Jolly'ego i Vallauri'ego /rys. 1 /.



Rys. 1.

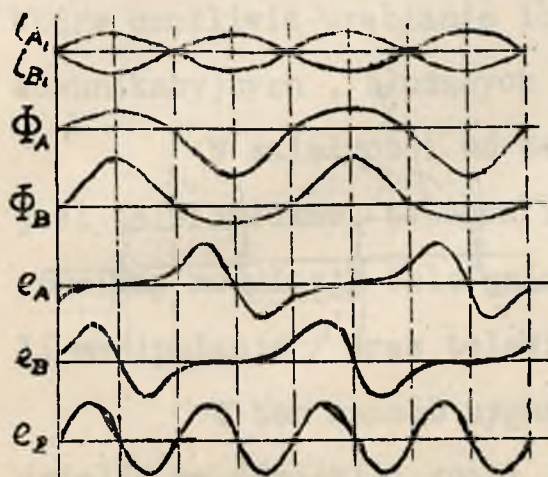


Rys. 2.

Dwa identyczne transformatory *A* i *B*, o rdzeniu z cienko dzielonego żelaza, mają po trzy uzwojenia 1, 2 i 3. Uzwojenia 1 zasilane są prądem o częstotliwości F , 2 - prądem stałym o natężeniu I_{m0} , odpowiadającym zakrzywieniu krzywej magnesowania rdzenia /rys. 2 /. W tych warunkach na zaciskach uzwojeń 3 występuje już różnica potencjałów o częstotliwości

$2F$, jak to wynika z graficznego przedstawienia prądów, strumieni i SEM-nych w poszczególnych obwodach / rys. 3 /.

Należy tu zaznaczyć, że kierunki prądów w cewkach A , i B , są odwrócone, dzięki czemu każdy z transformatorów spłaszcza inne połówki sinusoid



Rys. 3.

Przez dobór odpowiedni prądu I_{m0} oraz amplitudy I_1 , uzyskuje się e_2 o przebiegu bardzo zbliżonym do sinusoidalnego.

Na podobnej zasadzie budowane są również układy potrające częstotliwość. W ten sposób możliwa jest kombinacja wielokrotnego zwiększania częstotliwości w kilku stopniach transformacji.

Jednakowoż, z uwagi na niezbyt dobrą sprawność takich urządzeń, nieco ponad 50 % /, stosowanie wielu stopni jest mało ekonomiczne.

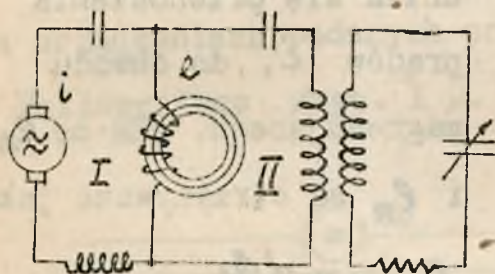
strumienia; jednocześnie unika się przenoszenia prądów I_1 do obwodu magnesującego. SEM-ne e_A i e_B są otrzymywane jako

$$e_A = -n \frac{d\Phi_A}{dt}, \text{ wzgl.}$$

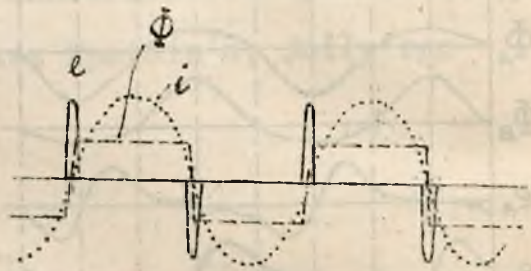
$$e_B = -n \frac{d\Phi_B}{dt}$$

b. Transformatory bez nasycenia prądem stałym.

Transformator / rodzaj dławika / posiada jedno uzwojenie nawinięte na pierścieniowym rdzeniu z b. cienkiego / 0,03 - 0,05 mm \varnothing / emaljowanego drutu żelaznego lub blachy. Całość zanurzona jest w oleju-dla dobrego chłodzenia.



Rys. 4.



Rys.5.

Jeśli natężenie prądu zmiennego w obwodzie magnesującym I / rys.4 / jest dostatecznie duże/linja kropkowana - rys.5 /wówczas żelazo się nasycy i strumień magnetyczny przebiega prostokątnie, jak to wskazuje linja kreskowana. W momentach raptownej zmiany kierunku strumienia występują b.silne bodźce napięcia szczególnie ostre wówczas, gdy w obwodzie I zachodzi zjawisko t.zw.rezonansu chwiejnego/na skutek zmiany L dławika wraz ze zmianą prądu/.Bodźce te pobudzają obwód II do wyższej częstotliwości, na którą jest on nastrojony.

MODULACJA I MANIPULACJA.

WSTĘP.

Modulacją w radjotechnice nazywamy takie oddziaływanie na fale, wysyłane przez stację nadawczą, które umożliwia urabianie ich w takt sygnałów radjokomunikacyjnych, służących do porozumiewania się.

W zależności od tego, czy porozumiewanie jest telefoniczne, telegraficzne lub obrazowe, różniamy modulację telefoniczną, telegraficzną /czyli manipulację / oraz telewizyjną.

W ten sposób sygnały przesyłane można podzielić na dźwięki i znaki, przyczem te ostatnie - pod pewnemi względami - mogą być rozpatrywane - podobnie jak dźwięki - za składające się z szeregu tonów prostych.

D z w i ę k i . - Każdy dźwięk może być rozłożony na sumę tonów prostych o różnych amplitudach i różnych częstotliwościach. Zakres tych częstotliwości zawiera się w granicach od kilkunastu C. do kilkunastu tysięcy C., przytem górna granica zależy od wrażliwości ucha. Dźwięk charakteryzuje się wysokością częstotliwości podstawowej, tymbrem czyli bar-

wą oraz natężeniem

Ocena natężenia dźwięku jest b. trudna ze względu na własności fizjologiczne ucha, którego charakterystyka czułości jest raczej logarytmiczna.

Zakres częstotliwości podstawowych różnych dźwięków jest mniej więcej następujący :

Dla instrumentów muzycznych :	fortepian	30÷3300 c.
	organy	16÷2200 c.
	kontrabas	40÷2100 c.
	pikolo	500÷4000 c.
dla śpiewu od basu do sopranu :		80÷1000 c.
dla mowy :	handlowej	200 ÷ 2500 c.
	artystycznej	100 ÷ 4000 c.

Jeżeli weźmiemy pod uwagę, że dla nadania dobrej barwy dźwiękom instrumentów/ np. fortepianu/ potrzebna jest conajmniej trzecia harmoniczna, otrzymamy zakres częstotliwości od 16 do 10000 c. W rzeczywistości jednak, ze względu na trudności odtwarzania tonów ponad 6500 c. oraz poniżej 25 c. uważa się za wystarczający zakres 25 ÷ 6500 c. W ten sposób dźwięk możemy wyrazić równaniem o ogólnej postaci

$$\alpha = \bar{A}_1 \sin \omega_1 t + \bar{A}_2 \sin \omega_2 t + \bar{A}_3 \sin \omega_3 t + \dots + \bar{A}_n \sin \omega_n t + \\ + \bar{B}_1 \cos \omega_1 t + \bar{B}_2 \cos \omega_2 t + \bar{B}_3 \cos \omega_3 t + \dots + \bar{B}_n \cos \omega_n t \quad /1/$$

gdzie $\omega_n = 2\pi(25 \div 6500)$.

Zagadnienie przesyłania dźwięków złożonych sprowadza się więc do przesyłania tonów prostych o równaniu

$$a = \bar{A} \cdot \sin \omega t$$

Dźwięk taki, jako drganie cząsteczek powietrza, działa na t.zw. czynny element urządzenia mikrofonowego, które przekształca go na prąd elektryczny / zwany prądem mikrofonowym / o podobnym kształcie

$$i_m = \bar{I}_m \cdot \sin \omega t \quad /2/$$

względnie, jeśli prąd ten ma być jednokierunkowy,

$$i_m = I_0 + \bar{I}_m \cdot \sin \omega t \quad /3/$$

Gdy oznaczymy

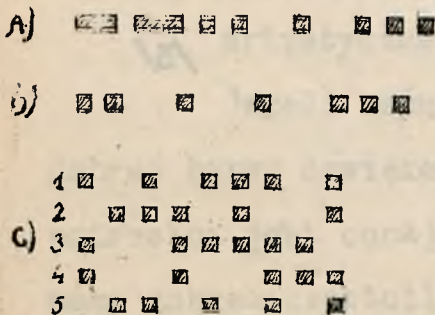
$$\frac{\bar{I}_m}{I_0} = m_m$$

równanie / 3 / możemy przepisać jako

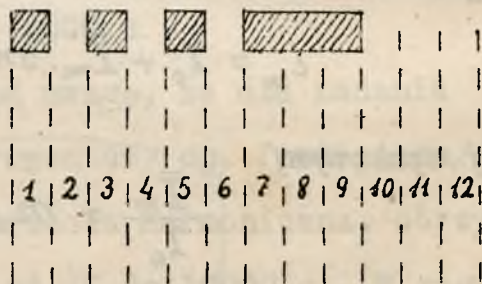
$$i_m = I_0 (1 + m_m \cdot \sin \omega t) \quad /4/$$

Z n a k i . t e l e g r a f i c z n e . - Znaki stosowane obecnie w radjotelegrafji podzielić można na trzy grupy :

1. Znaki, charakteryzujące się ilością i czasem trwania sygnału, jak np. znaki alfabetu Morse'a. Mogą być one nadawane ręcznie lub maszynowo / rys.1-a/
2. Znaki równego czasu trwania, charakteryzujące się odstępami między sygnałami, jak np. znaki aparatu Hughes'a nadawane maszynowo / rys. 1-b /
3. Znaki grupowe równego czasu trwania, charakteryzujące się układem sygnałów w grupie zazwyczaj 0-cio sygnałowej, jak np. sygnały aparatów Siemens, Baudot Western i t.d. rys. 1-c .
4. znaki inne np. dla telegrafiki, telewizji i t.đ.



Rys. 1.



Rys. 2.

Typowym znakiem alfabetu Morse'a jest litera V /rys.2/, składająca się z trzech krótkich sygnałów /kropki / i jednego dłuższego / kreski /. Czas trwania kropki 1 takt, kreski - 3 takty, odstępy między sygnałami 1 takt, odstęp między dwiema literami - trzy takty.

W ten sposób typowy znak / litera / trwa 12 taktów.

Przyjmując jedno słowo = 5 znaków + 1 odstęp równy pięciu taktom, otrzymamy

$$1 \text{ słowo} = 5 \text{ znaków} = 65 \text{ taktów}$$

Przy manipulacji ręcznej znaków Morse'a można nadac do $100 \div 120$ znaków na minutę / $20 \div 24$ słów /.

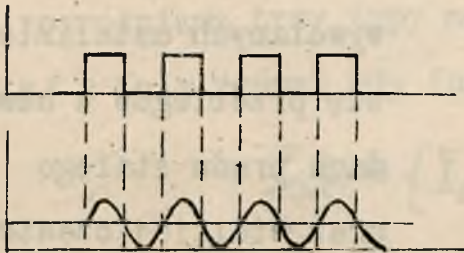
Przy manipulacji maszynowej szybkość nadawania jest znacznie wyższa i ograniczona jest jedynie własnościami elektrycznymi całej instalacji nadawczej.

Zazwyczaj rzadko przekracza się tu szybkość 500 znaków/min. / 100 słów/min /, zaś pracuje się normalnie szybkością $40 \div 80$ znaków/min.

Przyjmując górną granicę stosowaną w praktyce równą 100 sł/min ≈ 6500 taktów/min, będziemy mogli upodobnić przy nadawaniu samych kropek-prąd manipulacji do prądu tętniącego / rys. 3 / o przebiegu

prostokątnym, a więc składającego się z podstawowej sinusoidalnej o częstotliwości

$$f = \frac{6500}{2.60} \approx 50 \text{ c.}$$



Rys. 3.

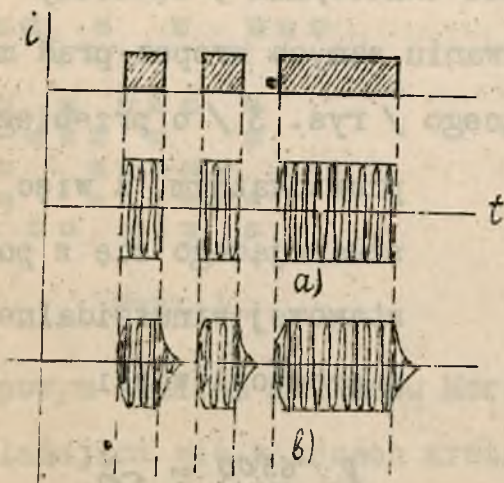
oraz szeregu harmonicznych.

Jeśli założymy, że dla uzyskania względnie dobrego kształtu krzywej wystarczy 5-ta harmoniczna, jej częstotliwość będzie

$$f_5 = 250 \text{ c.}$$

Widzimy zatem, że zagadnienie to sprowadziliśmy do modulacji radjotelefonicznej tonami prostymi.

Manipulacja jest tem doskonalsza, im obwódnie prądu w.c.z. w antenie nadawczej jest bardziej dokładnym odtworzeniem znaków nadawanych, przyczem w takcie oddzielającym sygnały znaku, prąd w antenie winien być równy zero, zaś w takcie trwania sygnałów - maksymalny - jak to dla idealnych warunków przedstawia



Rys. 4.

rys. 4-a. W warunkach rzeczywistych obwódnie ta jest zniekształcona wskutek opóźnień, wywołanych ustalaniem się przebiegów w obwodach prądu stałego oraz wielkiej częstotliwości / rys.4-b/.

Modulacja fali nośnej. Modulacja fali nośnej może się odbywać jednym z trzech sposobów, a mianowicie przez : 1.- oddziaływanie na amplitudę / modulacja amplitudy /, 2: oddziaływanie na częstotliwość / modulacja częstotliwości /, 3: oddziaływanie na fazę .

W dzisiejszym stanie radjotechniki prawie wyłącznie zastosowanie znajduje sposób pierwszy.

Modulacja amplitudy. - Amplitudę prądu w.cz.w antenie czyni się zmienną w czasie z częstotliwością dźwięku

$$i = \bar{I}_{(\omega t)} \cdot \sin \Omega t \quad m/$$

nadając funkcji $\bar{I}_{(\omega t)}$ taki kształt, aby po detekcji - jako prąd telefoniczny - odtworzyła ona prąd mikrofonowy.

W dzisiejszej praktyce radjotelefonicznej rozróżniamy trzy typy modulacji:

a/ z falą nośną, gdy funkcja $\bar{I}_{(\omega t)}$ ma kształt

$$\bar{I}_{(\omega t)} = \{ \bar{I}_0 (1 + m \cdot \sin \omega t) \} \quad /8/$$

b/ bez fali nośnej

$$\bar{I}_{(\omega t)} = \{ \bar{I}_0 \cdot m \cdot \sin \omega t \} \quad /9/$$

c/ z jedną falą boczną.

Prąd modulowany w.cz. a/ z falą nośną. Dla stosowanej najczęściej modulacji mamy

$$i = \bar{I}_0 (1 + m \sin \omega t) \sin \Omega t \quad /10/$$

m - jest to głębokość modulacji ≤ 1 . W ten sposób amplituda prądu w.cz. zawiera się w granicach

$$\bar{I}_{max} = \bar{I}_0 (1 + m) \quad i \quad \bar{I}_{min} = \bar{I}_0 (1 - m)$$

Z tych zależności możemy wyrazić głębokość modulacji

za pomocą \bar{I}_{max} , \bar{I}_{min}

i \bar{I}_0 , jako

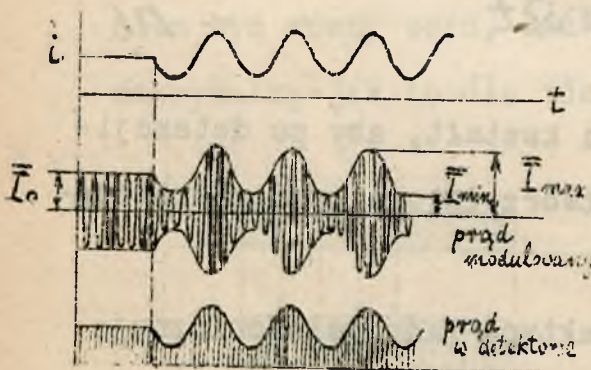
$$m = \frac{\bar{I}_{max} - \bar{I}_0}{\bar{I}_0} = \frac{\bar{I}_0 - \bar{I}_{min}}{\bar{I}_0} =$$

$$= \frac{\bar{I}_{max} - \bar{I}_{min}}{\bar{I}_{max} + \bar{I}_{min}}$$

Rozkładając wyrażenie

/10 / trygonometrycznie

nie



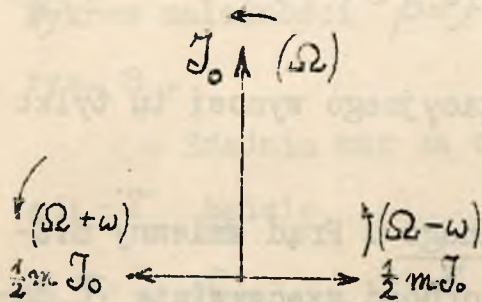
Rys. 5.

$$i = \bar{I}_0 \sin \Omega t + \frac{1}{2} m \bar{I}_0 \cos(\Omega - \omega)t - \frac{1}{2} m \bar{I}_0 \cos(\Omega + \omega)t \quad /12/$$

widzimy, że prąd modulowany tonem prostym składa się z prądu nośnego / fali nośnej / o pulsacji Ω oraz z dwóch prądów bocznych / fal bocznych / : o pulsa-

Szerokość toru $(\Omega + \omega) - (\Omega - \omega) = 2\omega = \frac{2\omega}{2\pi} = \frac{\omega}{\pi}$ cykl. VII.-.9.

ciach $\Omega - \omega$ i $\Omega + \omega$, niższej i wyższej, zatem szerokość toru radiokomunikacyjnego wynosi $\frac{\omega}{\pi}$ c.



Rys. 6.

Wykresy na rys. 5 przedstawiają chwilowe przebiegi prądu mikrofonowego, prądu modulowanego, prądu w detektorze.

Wykres wektorowy na rys. 6 podaje zależności trzech

prądów składowych prądu modulowanego.

b/ Bez fali nosnej. Gdy z równania /8/ usuniemy wyraz $\bar{I}_0 \sin \Omega t$, otrzymamy równanie prądu

$$i = [m \cdot \bar{I}_0 \sin \omega t] \cdot \sin \Omega t. \quad /13/$$

Zauważymy, iż amplituda zmienia tu znak od wartości $+m \cdot \bar{I}_0$ do $-m \cdot \bar{I}_0$. Po rozłożeniu wyrażenie /13/ przybierze postać

$$i = \frac{1}{2} m \cdot \bar{I}_0 \cdot \cos(\Omega - \omega)t - \frac{1}{2} m \bar{I}_0 \cos(\Omega + \omega)t \quad /14/$$

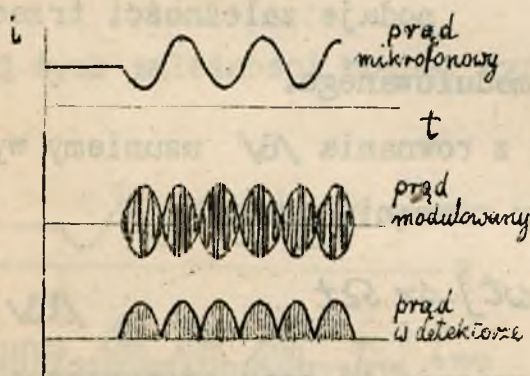
Wykresy, ilustrujące ten rodzaj modulacji, przedstawia rys. 7; ponieważ prąd zdetektowany nie odtwarza tu prądu mikrofonowego, przeto system ten wymaga uzupełniania prądu nośnego w detektorze.

c/ Z jedną falą boczną / jest równoważny ponieważ typowi a/ . Równanie prądu ma postać

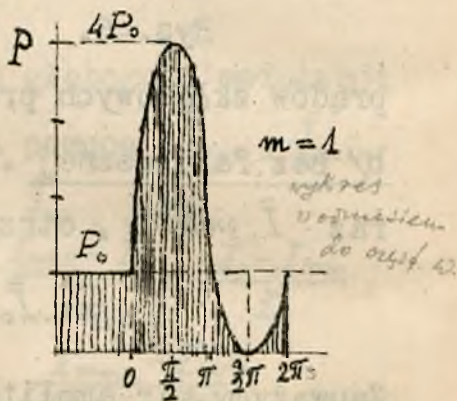
$$i = \bar{I}_0 \sin \Omega t + \frac{1}{2} m \bar{I}_0 \cos (\Omega - \omega) t \quad /15/$$

Szerokość toru radjokomunikacyjnego wynosi tu tylko $\frac{\omega}{2\pi}$ cykli.

Moc prądu modulowanego . Prąd zmienny nie-modulowany, płynąc przez oporność rzeczywistą R , da-



Rys. 7.



Rys. 8.

je moc / średnią za okres zmienności T / :

$$P_0 = \frac{1}{T} \int_0^T i^2 R \cdot dt = \frac{1}{T} \int_0^T \bar{I}_0^2 \sin^2 \Omega t \cdot R \cdot dt = \frac{1}{2} R \bar{I}_0^2 \quad /16/$$

Przy prądzie modulowanym, określonym równaniem /8/, moc ta zmienia się z częstotliwością modulacji. Chwilowa jej wartość / w odniesieniu do częstotliwości modulacji / jest :

$$p = \frac{1}{2} R [\bar{I}_0 (1 + m \sin \omega t)]^2 = \frac{1}{2} R \bar{I}_0^2 (1 + m \sin \omega t)^2 = P_0 (1 + m \sin \omega t)^2 \quad /17/$$

Wykres zależności $p = f(\omega t)$ dla $m = 1$ przedstawia rys. 8.

Średnia moc za okres częstotliwości modulacji τ będzie

$$P_m = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} p \cdot dt = P_0 \cdot \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (1 + m \sin \omega t)^2 \cdot dt = P_0 \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) \quad /18/$$

Dla $m = 1$ jest $P_m = \frac{3}{2} \cdot P_0$. Zatem przy 100 % modulacji moc prądu wzrasta o 50 %, zaś natężenie prądu rośnie w stosunku $\sqrt{\frac{3}{2}} = 1,22$, a więc o 22 %. w porównaniu z mocą prądu nośnego \bar{I}_0 .

Moc ta rozkłada się na 3 częstotliwości modulacji Ω , $\Omega + \omega$ i $\Omega - \omega$, zgodnie z /14/, o amplitudach \bar{I}_0 , $\frac{1}{2} m \bar{I}_0$ i $\frac{1}{2} m \bar{I}_0$.

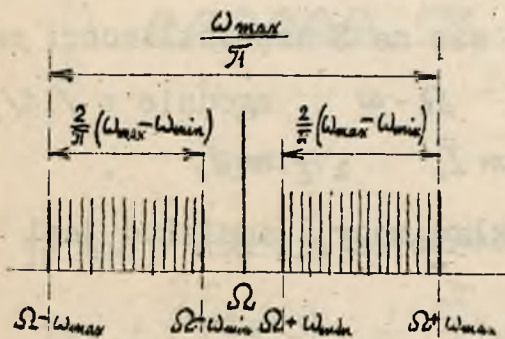
Dla $m = 1$ rozkład mocy i amplitud jest więc :

Prąd	Pulsacja	Amplituda	Moc	% mocy całkowitej
nośny	Ω	\bar{I}_0	$P_0 = \frac{1}{2} \bar{I}_0^2 R$	$\frac{2}{3} \cdot 100$
boczny wyż.	$\Omega + \omega$	$\frac{1}{2} \bar{I}_0$	$P_{+} = \frac{1}{8} \bar{I}_0^2 R$	$\frac{1}{6} \cdot 100$
boczny niż.	$\Omega - \omega$	$\frac{1}{2} \bar{I}_0$	$P_{-} = \frac{1}{8} \bar{I}_0^2 R$	$\frac{1}{6} \cdot 100$

W ten sposób, przyjmując moc całkowitą prądu modulowanego za 1, moc prądu nośnego wyniesie $\frac{2}{3}$, moc obu prądów razem $\frac{4}{3}$. Widać więc, jakie korzyści - pod względem oszczędności mocy - może dać system bez fali nośnej.

Szerokość wstęgi częstotliwości. Gdy fala nośna jest modulowana różnymi częstotliwościami $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$, zawartymi w granicach od ω_{min} do ω_{max} , wówczas fale boczne tworzą t.zw. wstęgi boczne modulacji o szerokości $\frac{1}{2\pi}(\omega_{max} - \omega_{min})$ po obu stronach fali nośnej / rys. 9 /; szerokość toru radiokomunikacyjnego, niezbędna dla przesłania tonu o pulsacji ω_{max}

jest więc $\frac{\omega_{max}}{\pi}$. Zatem korzyści pod względem oszczędności na szerokości toru - wynikające z systemu z jedną falą boczną są oczywiste.



Rys. 9.

Względna szerokość toru, wyrażająca się stosunkiem

$$\frac{2 \omega_{max}}{\Omega}$$

Względna szerokość toru

do ω_{max} przy amplitudzie π
 dla: $(\Omega + \omega_{max}) - (\Omega - \omega_{max}) = 2\omega_{max}$ $\omega_{max} = \pi \cdot f$
 z drugiej strony $\Omega = 2\pi f_c$ zależna od rodzaju tonu i prędkości.

wskazuje, iż im wyższa jest częstotliwość fali nośnej, tem procentowo węższy jest tor radjokomunikacji telefonicznej.

Mikrofony.

Mikrofony stosowane w radjotechnice można podzielić na dwie grupy: a/ o zmiennej oporności oraz b/ o zmiennej SEM-nej indukowanej. Do grupy a/ należą mikrofony węglowe i gazowe / o zmiennej oporności rzeczywistej / oraz elektrostatyczne / o zmiennej oporności urojonej /. Do grupy b / - mikrofony elektromagnetyczne oraz elektrodynamiczne /.

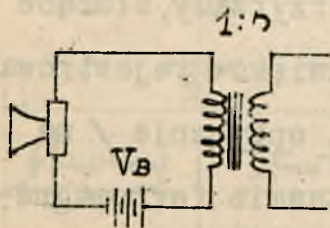
Oddzielną grupę stanowią przyrządy, służące do zamiany na prądy elektryczne dźwięków rejestrowanych mechanicznie / na płytach /, optycznie / na filmach / lub magnetycznie / na taśmie ferromagnetycznej /. Są to t.zw. adaptory gramofonowe, fotokomórki i t.d. /.

Rozróżniamy dwa sposoby włączania mikrofonów grupy a/: do obwodu ze stałą SEM-ną oraz do obwodu ze zmienną SEM-ną w.cz. W pierwszym przypadku mamy do czynienia z prądem t.zw. mikrofonowym / tętniącym, o częstotliwości słyszalnej /, który dopiero za pośrednictwem t.zw. modulatora oddziałuje na genera-

tor, modulując prądy w.cz. W przypadku drugim otrzymujemy w obwodzie wprost modulowane prądy w.cz.

Mikrofony grupy b/ nie wymagają żadnego źródła SEM-nej, gdyż dają bezpośrednio zmienną SEM-ną pod wpływem fal dźwiękowych.

M i k r o f o n y o z m i e n n e j o p o r n o ś c i r z e c z y w i s t e j. Mikrofony węglowe. - Wchodzi tu w grę dwojakiemu rodzaju mikrofony: zwykłe - dobre mikrofony stosowane w telefonii przewodowej oraz specjalne-systemu Reiss'a. Pracują one w szeregu z baterją oraz pierwotnym uzwojeniem



Rys. 10.

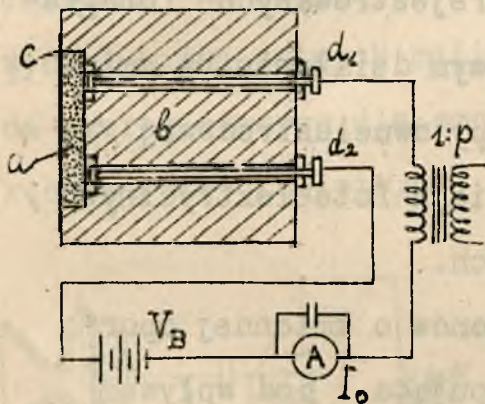
transformatora / cewki / mikrofonowego / rys.10 /, o przekładni odpowiednio dopasowującej mikrofon do obciążenia wtórnego.

Przekładnia ta zawiera

się w granicach od 10 do 200. Zalety mikrofonów węglowych: stosunkowo duża czułość, taniość, prostota obsługi, wady: stały szum, czasem t.zw. "skwierczenie" a stąd uniemożliwienie przekazywania słabych dźwięków: nieproporcjonalność reprodukcji przy dużych amplitudach.

Mikrofony zwykłe, stosowane w radjotelefonji dla odtwarzania rozmowy, posiadają oporność od kilkunastu do kilkudziesięciu omów. Napięcie baterji od kilku do kilkunastu woltów. Prąd w obwodzie mikrofonu / składowa stała / rzędu kilkudziesięciu do kilkuset miliamperów.

Mikrofon Reiss'a . - Zasada urządzenia mikrofonu Reiss'a widoczna jest z rys. 11 . W płaskim



Rys. 11.

wydrążeniu /a/ marmurowego sześcianu /b/ znajduje się proszek węglowy, przykryty b. cienką błoną gumową lub tkaniną jedwabną /c/. Z obu stron do wydrążenia tego dochodzą elektrody /d₁ d₂, stanowiące zaciski

mikrofonu. Dzięki temu, iż mikrofon ten właściwie membrany nie posiada , zaś blok marmurowy ma względnie dużą masę, unika się niepożądanych drgań jakichkolwiek części mikrofonu. Jedyne czynnym jest proszek węglowy o odpowiednio dobranym składzie kuleczek : jego oporność /pomiędzy elektrodami / zmienia się w za-

leżności od nacisku fali powietrza na czoło mikrofonu. Oporność rzędu od 100 do 300 Ω , prąd / stała składowa / $I_0 = 20 \div 50 \text{ mA}$

Katodofon. - Działanie jego polega na zmianie oporności pod wpływem fal głosowych warstwy powietrza, zjonizowanego przez elektrony, wydzielane z rozżarzonej katody tlenkowej. Mikrofon ten szerszego zastosowania nie znajduje.

Komórka fotoelektryczna, stosowana jako przyrząd do odtwarzania dźwięków rejestrowanych fotograficznie na filmie, polega w swym działaniu na zmianie wewnętrznej oporności lampy dwuelektrodowej / z katodą z materiału o własnościach fotoelektrycznych / pod wpływem promieni świetlnych.

Zasada teorii mikrofonów o zmiennej oporności rzeczywistej jest następująca : pod wpływem fali dźwiękowej tonu prostego oporność mikrofonu zmienia się według zależności :

$$R_m = R_0 + \bar{R} \cdot \sin \omega t \quad /19/$$

Jeżeli oporność obwodu mikrofonowego jest r , wówczas, przy stałej SEM-nej E_0 , natężenie prądu w obwodzie będzie

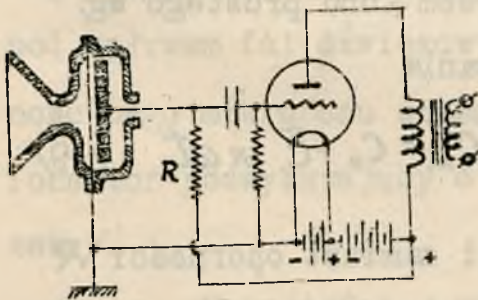
$$I_m = \frac{E_0}{R_0 + r + \bar{R} \cdot \sin \omega t} = \frac{E_0}{R_0 + r} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\bar{R}}{R_0 + r} \cdot \sin \omega t}$$

Albo, gdy $\frac{\bar{R}}{R_0+r} \ll 1$

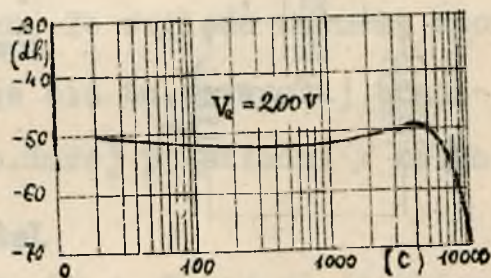
$$i_m \approx \frac{E_0}{R_0+r} \left[1 - \frac{\bar{R}}{R_0+r} \cdot \sin(\omega t - \pi) \right], \quad /20/$$

a więc prąd mikrofonowy odtwarza ton prosty.

Mikrofony o zmiennej oporności urojonej. - Mikrofon elektrostatyczny / kondensatorowy / składa się z masywnej płyty metalowej o średnicy ok. 5 cm. / rys. 12 / oraz z błony / membrany / stalowej lub glinowej, zamocowanej na obwodzie. Odległość membrany od płyty wynosi kilka setnych milimetra. Płyta masywna posiada szereg otworów dla zmniejszenia tłumienia tak cienkiej warstwy powietrza.



Rys. 12.

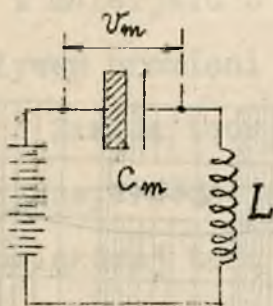


Rys. 13.

Membrana połączona jest elektrycznie z puszką mikrofonową, stanowiącą jego osłonę elektrostatyczną. Zazwyczaj, nierozłączną częścią tego mi-

krofonu jest jedno-stopniowy amplifikator oporowy /rys. 12 /, zmontowany w jednej skrzynce wraz z mikrofonem, dla uniknięcia szkodliwych pojemności, jakie wносиłyby przewody, łączące mikrofon z siatką pierwszej lampy. Niektóre dane mikrofonu kondensatorowego Standard Electric są następujące: membrana z duraluminum ϕ ok. 50 mm, grubość ok. 0,03 mm, szczelina ok. 0,05 mm; częstotliwość własna ok. 6 000 c., pojemność mikrofonu ok. 200 cm. Charakterystyka częstotliwości przedstawiona jest na rys. 13.

Zasada teorii mikrofonu elektrostatycznego jest następująca /rys.14 /: założmy, że pojemność



Rys. 14.

mikrofonu zmienia się pod wpływem tonu prostego wg. równania

$$C_m = C_0 + \bar{C} \cdot \sin \omega t. \quad /19/$$

Jeśli zamiast oporności R /rys. 14 / damy dławik L

o nieskończenie wielkiej indukcyjności, będzie wówczas - przy zmianie C_m - ładunek w mikrofonie stały a przeto musi istnieć związek między napięciem U_m na jego zaciskach a pojemnością C_m :

$$Q_m = C_m \cdot V_m = \text{const.}$$

Stąd

$$V_m = \frac{Q_m}{C_m} = \frac{Q_m}{C_0 + \bar{C} \cdot \sin \omega t} = \frac{Q_m}{C_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\bar{C}}{C_0} \sin \omega t} =$$

$$\approx V_0 \left[1 + \frac{\bar{C}}{C_0} \sin(\omega t + \pi) \right] \quad /21/$$

jeśli oznaczymy $\frac{Q_m}{C_0} = V_0$ oraz założymy $\bar{C} \ll C_0$.

Napięcie zmienne na mikrofonie odtwarza więc drgania dźwiękowe.

Mikrofony o zmiennej SEM-nej
Mikrofon wstążkowy / rys. 15 / SEM-na wzbudza się tu w niezmiernie cienkiej / grubości tysięcznych milimetra / wstążce glinowej nieco pokarbowanej, poruszającej się w wąskiej szczelinie silnego /elektro/magnesu, pod wpływem fal dźwiękowych. Ze względu na małą oporność tego mikrofonu stosuje się tu zazwyczaj transformator podwyższający o b. dużej przekładni / kilkaset /.

Magnetofon / rys. 16 /. Tutaj siedliskiem SEM-nej jest b. lekka cewka, tłumiona podkładem waty jedwabnej, poruszająca się w kołowej szczelinie elektromagnesu

Zasada teorii mikrofonów elektrodynamicznych jest następująca: w przewodniku o długości l_{cm} ,

VII.-.20.

poruszającym się w polu magnetycznym o natężeniu $H(\text{egss})$ z szybkością $u \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$ wzbudza się SEM-na / woltów /

$$e = H \cdot l \cdot u \cdot 10^{-8} \quad /22/$$

Gdy przewodnik porusza się pod wpływem fali dźwiękowej tonu prostego, ruch jego określa równanie

$$x = \bar{A} \cdot \sin \omega t, \quad /23/$$

skąd

$$u = \frac{dx}{dt} = \bar{A} \cdot \omega \cdot \cos \omega t, \quad /24/$$

a przeto

$$e = H \cdot l \cdot \bar{A} \cdot \omega \cdot \cos \omega t \cdot 10^{-8} = \bar{E} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \omega t\right) \quad /25/$$

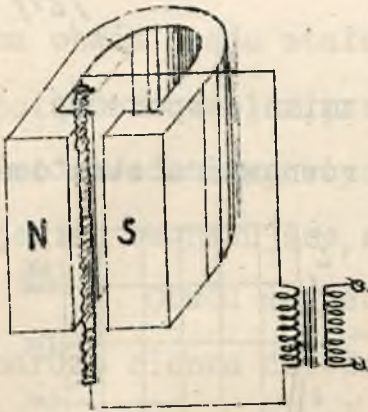
gdym wprowadzimy amplitudę

$$\bar{E} = H \cdot l \cdot \bar{A} \cdot \omega \quad /26/$$

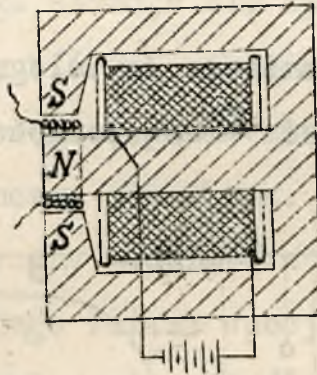
Z równania /26/ widoczny jest wpływ ω na czułość mikrofonu

Mikrofon elektromagnetyczny. Ten typ mikrofonu stosuje się przeważnie jako t.zw. adapter gramofonowy, t.j. przyrząd, który przetwarza drgania gramofonowe na prądy elektryczne o częstotliwości

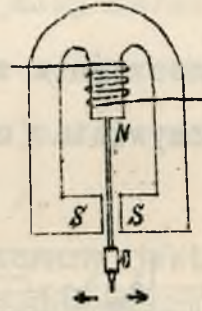
akustycznej W najczęściej spotykanych konstrukcjach / rys. 17 / igła połączona jest z kotwicą żelazną ,



Rys. 15.



Rys. 16.



Rys.17.

która drgając zmienia natężenie strumienia magnetycznego , a przeto indukuje w uzwojeniu SEM-ną. Przebieg jej wielkość rzędu części wolta.

Modulator magnetyczny.

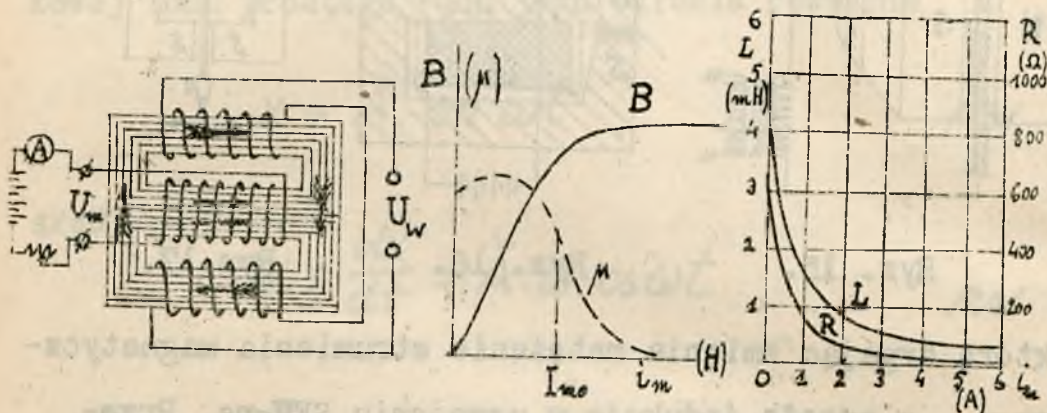
Działanie modulatora magnetycznego /Essenden, Pungs / opiera się na zmianie oporności uzwojenia U_H dławika ze rdzeniem magnetycznym dla prądów zmiennych w.cz. pod wpływem prądu stałego lub zmiennego m.cz., płynącego w innym uzwojeniu, t.zw. nasycającym U_m / rys. 18 /.

Zasada działania wynika z rys.19, przedstawiającego zależność $B = f(H)$ dla magnetycznego

modulatora obwodu ; widzimy, iż wraz ze zmianą i_m zmienia się μ , a przeto indukcyjność uzwojenia jest

$$L = k_1 \cdot \mu = f_1(i_m) \quad /27/$$

Jednocześnie ze zmianą L ulega zmianie oporność rzeczywista cewki R / oporność równoważna stratom



Rys. 18.

Rys. 19.

Rys.20.

w żelazie /, dającą się wyrazić - z pewnym przybliżeniem - wzorem

$$R = k_2 \cdot F^2 \cdot \mu^2 = f_2(i_m) ; \quad /28/$$

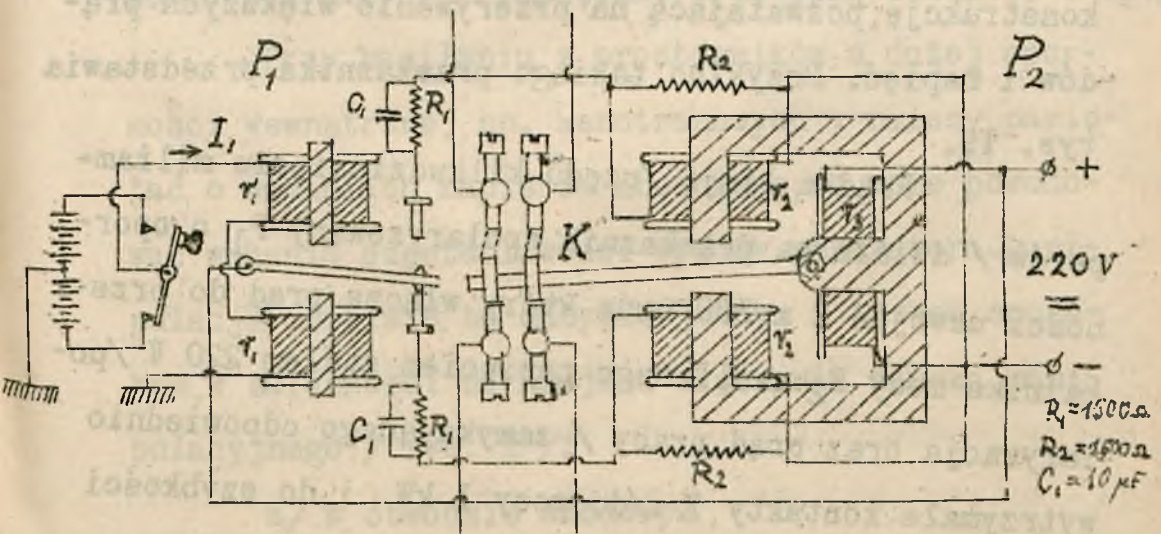
k_1 i k_2 są to współczynniki, zależne od budowy modulatora /wymiary, ilości zwojów i t.d. /, F - częstotliwość prądu w.cz. Zależność /27/ i /28/ dla pewnego modulatora magnetycznego przedstawia rys.20.

Wybierając początkowy punkt pracy w P , któremu odpowiada pewna polaryzacja stała $i_m = I_{m0}$,

możemy uzyskać proporcjonalność między zmianami prądu i_m a zmianami L /względnie R /.

W celu uniknięcia oddziaływania prądów w.c.z. na obwód prądu stałego, stosuje się specjalny układ połączeń uzwojeń, przy którym strumienie w.c.z. w części obwodu magnetycznego, gdzie znajduje się uzwojenie magnesujące, znoszą się / rys. 18 /.

Obwód magnetyczny modulatora wykonany jest z bardzo cienko dzielonego żelaza specjalnego gatunku. Posiada on możliwie małą oporność magnetyczną, a to dla zmniejszenia objętości żelaza, dającego tu b. duże straty. Z tego względu kształt tego obwodu jest szczególnie wystudjowany.



Rys. 21.

Przełączniki

Manipulacja nadajników radjotelegraficznych odbywa się zazwyczaj z odległości /np. z biura operacyjnego/ za pośrednictwem linii telegraficznych prądami o niewielkim natężeniu/do 30 mA przy-nie więcej niż-120 V /.Prądy te uruchamiają najpierw przełączniki typów stosowanych w telegrafji przewodowej, a te-ze swej strony dopiero-włączają dalsze, przygotowane do większych mocy manipulacji./Przy niewielkiej mocy nadajnika częstokroć wystarcza-do uskutecznienia manipulacji-ten pierwszy i jedyny przełącznik./

Przełączniki na większe moce mają specjalną konstrukcję, pozwalającą na przerywanie większych prądów i napięć. Przykład takiego przełącznika przedstawia rys. 19.

Prąd z linii /rzędu kilkudziesięciu miliamperów / działa na przełącznik spolaryzowany P_1 o oporności uzwojeń 2 x 300 omów który włącza prąd do przełącznika mocy P_2 zasilanego napięciem stałym 220 V /polaryzacja oraz prąd pracy / zamykającego odpowiednio wytrzymałe kontakty K ./do mocy 1 kW i do szybkości stu słów na minutę./

Przy większych mocach i szybkościach stosuje się przełączniki pneumatyczne.

MANIPULACJA GENERATORÓW.

Generatory lampowe.

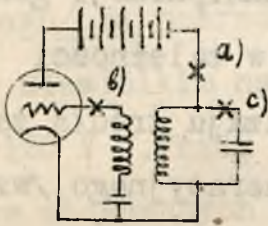
Istnieje wiele systemów manipulacji generatorów lampowych, które stosowane są w zależności od wielkości mocy generatora, od rodzaju źródła zasilającego oraz od rodzaju układu generacyjnego, /wzbudzenie własne czy też obce /, a przede wszystkim od szybkości telegrafowania.

Przy zasilaniu obwodu anodowego z prądnicy prądu stałego wysokiego napięcia należy się liczyć z niebezpieczeństwem, wynikającym z nagłego odciążenia prądnicy / przepięcia, przebicia izolacji i tp./

Przy zasilaniu z prostowników o dużej oporności wewnętrznej, np. kenotronowych, należy pamiętać o wahaniami napięcia anodowego, co może powodować wahania częstotliwości prądów generatora. Manipulacja może się tu odbywać jednym z trzech sposobów, w zależności od miejsca włączenia klucza manipulacyjnego / rys. 1 /:

- a/ w obwodzie anodowym,
- b/ w obwodzie siatki,
- c/ w obwodzie rezonansowym.

Manipulacja w obwodzie anodowym. - Przy niewielkich mocach i niskich napięciach anodowych klucz nadawczy włączony jest wprost do obwodu anodowego. Przy więk-



Rys. 1.

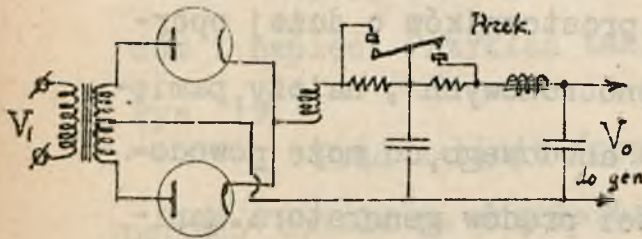
szych mocach i wyższych napięciach stosuje się przekaźniki manipulacyjne. Sposób ten, aczkolwiek prosty, posiada szereg niedogodności - wy-

nikających z obecności przekaźników /bezwładność, iskrzenie, żuk /.

Manipulacja w obwodzie anodowym nie stosuje się, gdy źródłem napięcia są prądnice

prądu stałego w.n.,

ze względu na możliwość przepięć i zbyt nagłe wahania obciążenia. Przy zasilaniu z prostowników, powstające tu wahania napięcia kompensuje



Rys. 2.

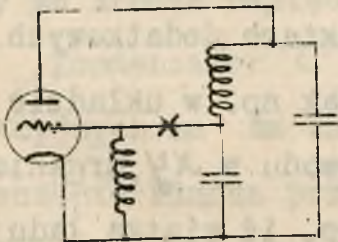
się przy pomocy układu oporów R_1 i R_2 , przedstawionego na rys. 2., gdzie *Przek.* jest przekaźnikiem manipulacyjnym. Opory R_1 i R_2 są tak wyregulowane, aby przy manipulacji napięcie V_0 pozostawało stałe.

Opory te muszą być dostatecznie duże, aby przy kluczu otwartym napięcie na generatorze było możliwie niskie.

Kompensacji po stronie wysokiego napięcia może towarzyszyć jednocześnie kompensacja po stronie niskiego napięcia transformatora. W tych warunkach system ten może być zastosowany do większych mocy /20 kW /i szybkości 60 s/min.

Manipulacja w obwodzie siatki. - Ten system manipulacji jest bardziej dogodny, gdyż odbywa się przy znacznie niższych napięciach i mniejszych natężeniach. Rozróżniamy dwa sposoby tej manipulacji :

a/ Manipulacja napięcia wzbudzającego \bar{V}_3 polega



Rys. 3.

na przerywaniu i włączaniu wzbudzenia w.cz /własnego lub obcego /, doprowadzanego do siatki

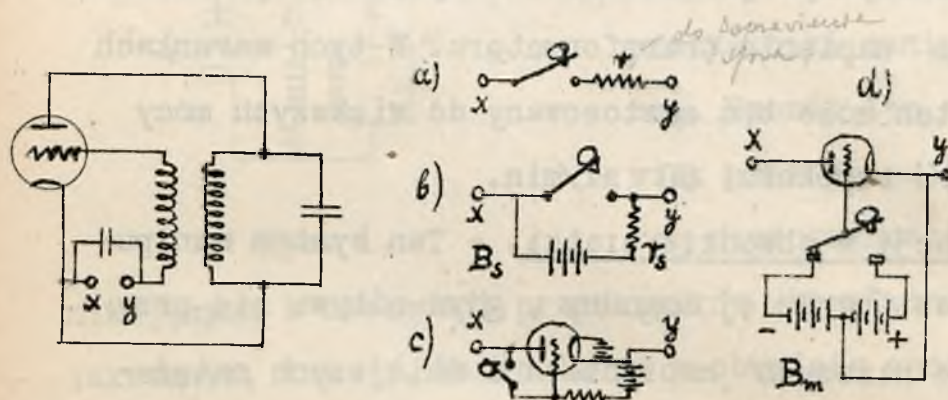
/ rys. 3 /. Sposób ten jest rzadko jednak stosowany,

ponieważ ma się w nim do czynienia z prądami wielkiej częstotliwości.

b/ Manipulacja początkowego potencjału siatki jest pod tym względem korzystniejsza/ rys. 4 /, gdyż

mamy do czynienia jedynie ze stałą składową prądu w obwodzie siatki.

Manipulacja ta polega na zmianie początkowego potencjału siatki lampy generacyjnej lub amplifikacyjnej. Osiąga się to bądź wprost przez przerywa-



Rys. 4.

Rys. 5.

nie obwodu siatki w punktach $x y$ / rys. 4 /, bądź też przez włączanie w tych punktach dodatkowych napięć dodatnich lub ujemnych. Tak np. w układzie jak na rys. 4., przy przerywaniu obwodu w xy , drgania w generatorze ustają wskutek tego, iż siatka ładuje się ujemnie.

Klucz / przekaźnik / manipulacyjny może być włączony wprost w xy , bądź też w szereg z opornością r / rys. 5-a /, która jednocześnie służy do poprawiania sprawności układu. Podobne zadanie spełniać może źródło ujemnego napięcia B_s / rys. 5-b / / opór r_s

zabezpiecza źródło B_s przed zwarcie /.

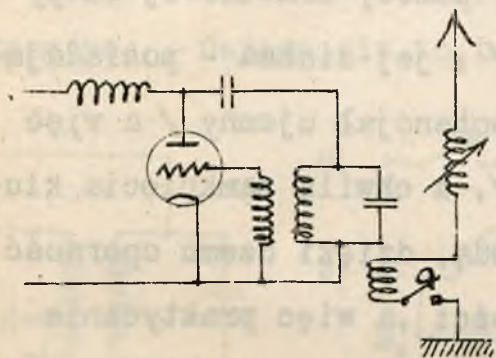
Przy większych mocach generatora, gdy napięcia występujące w xy są wyższe, przerywanie obwodu siatki uskutecznia się przy pomocy dodatkowej lampy manipulacyjnej / rys. 5-c / ; jej siatka - posiadająca przy kluczu otwartym - potencjał ujemny / a więc oporność między xy dużą /, z chwilą zamknięcia klucza zostaje połączona z anodą, dzięki czemu oporność jej spada do b.małej wartości ,a więc praktycznie biorąc zwiiera punkty x i y .

Układ przedstawiony na rys. 5-d pracuje podobnie jak układ 5-c z tą różnicą, że siatka lampy manipulacyjnej otrzymuje tu potencjał dodatni lub ujemny ze źródła napięcia B_m .

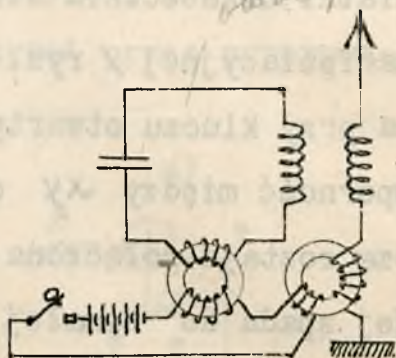
Kondensator C w rozpatrzonych układach manipulacyjnych ma za zadanie - z jednej strony - zabezpieczanie klucza przed prądami w.cz., z drugiej strony - zmniejszenie oporności obwodu siatki dla tych prądów w.cz.

Manipulacja w obwodzie rezonansowym . - Ten system manipulacji stosowany jest stosunkowo bardzo rzadko. W generatorach małej mocy klucz nadawczy włącza się do obwodu anteny / rys. 6 / . Przy większych mocach

manipulacja skutecznie się za pośrednictwem modulatorów magnetycznych / rys. 7 /, włączanych do obwodu pośredniego i do anteny / syst. Lorenz'a /.



Rys. 6.



Rys. 7.

Układ jest tak wyregulowany, że gdy rdzeń modulatora zostanie magnetycznie nasycony przy pomocy prądu stałego, obwody zostają dostrojone do rezonansu, zaś ich oporność rzeczywista jednocześnie maleje.

Usuwanie wahań napięć zasilających. - Podczas manipulacji źródło napięcia anodowego zostaje obciążane i odciążane w takt nadawanych sygnałów. Ponieważ moc tego źródła nie jest nieograniczona, pociąga to za sobą mniejsze lub większe wahania napięcia anodowego, które mogą się odbijać częstokroć na napięciach zarzenia i siatek, szczególnie w tym przypadku, gdy napięcia te są czerpane ze wspólnego źródła pierwotnego, jak np. z

tej samej sieci. Jak wiadomo jest to wysoce niepożądane ze względu na stałość częstotliwości generatora.

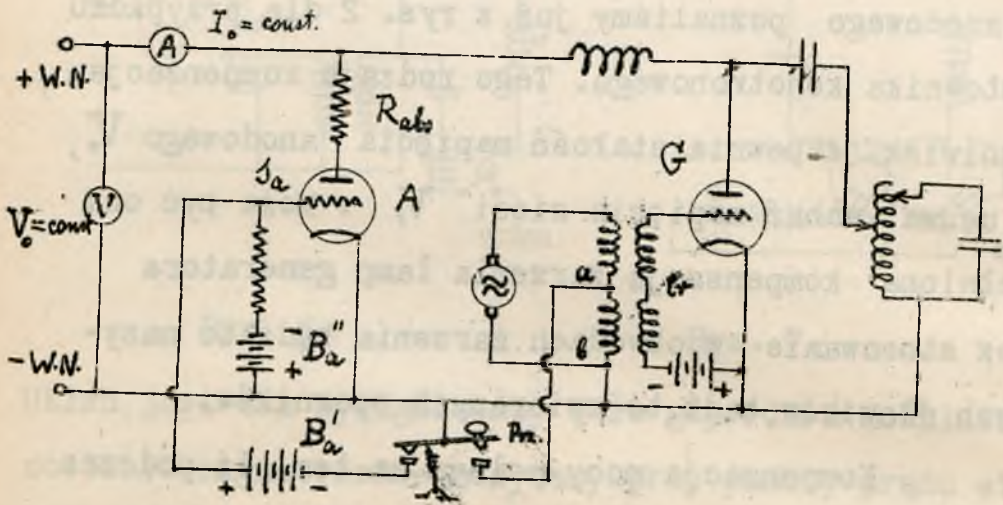
Dla uniknięcia tych wahań stosuje się kompensację napięć lub mocy. Zasadę kompensacji napięcia anodowego poznaliśmy już z rys. 2 dla przypadku prostownika kenotronowego. Tego rodzaju kompensacja, aczkolwiek zapewnia stałość napięcia anodowego V_a , nie usuwa wahań napięcia sieci V_1 . Może być ona uzupełniona kompensacją żarzenia lamp generatora przez stosowanie w obwodach żarzenia bądź to nasyconych dławików, bądź to zwieranych oporników.

Kompensacja mocy polega na tem, iż podczas manipulacji moc czerpana z sieci jest stała, a to dzięki włączaniu - w momentach przerw między sygnałami - równoważnych oporności obciążających źródło napięcia anodowego, zwanych opornościami absorbcyjnymi.

Układ urządzenia absorbcyjnego przedstawia rys. 8.

Tutaj rolę oporności absorbcyjnej / pochłaniającej / spełnia opór R_{abs} wraz z lampą A . Gdy przekaźnik $Pz.$ jest nienaciśnięty, siatka \mathcal{J}_a ma

potencjał dodatni z baterji B_a , a przeto jej oporność wewnętrzna ρ_a jest mała, dzięki czemu źródło napięcia anodowego pracuje na oporność $R_{abs} (\gg \rho_a)$. Jednocześnie, wskutek zrównoważonego transformatora tr , lampa amplifikacyjna G nie otrzymuje wzbudze-



Rys. 8.

nia. Z chwilą naciśnięcia klucza siatka S_a otrzymuje minus z B_a'' , źródło się odciąża, a jednocześnie - przez zwarcie a z b - zrównoważenie tr zostaje naruszone i lampa G dostaje wzbudzenie. W ten sposób napięcie V_0 i prąd I_0 pozostają stałe.

System ten stosuje się dla mocy do kilkudziesięciu kW. i szybkości do 100 słów na minutę.

Generatory nielampowe

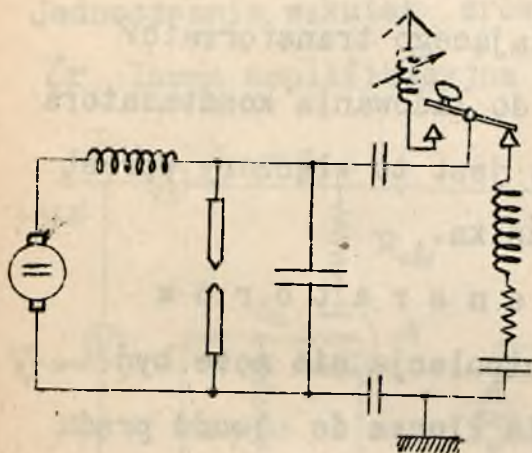
Manipulacja generatorów iskrowych uskutecznia się przez przerywanie obwodu prądu zmiennego, zasilającego transformator wysokiego napięcia, służący do ładowania kondensatora obwodu drgań. Klucz nadawczy jest tu włączany wprost lub za pośrednictwem przekaźnika.

Manipulacja generatorów łukowych. - Tutaj manipulacja nie może być uskuteczniiona przez włączenie klucza do obwodu prądu stałego zasilającego łuk, bowiem przerwanie prądu powodowałoby gaśnięcie łuku, wymagające każdorazowo - dla zapalenia - zbliżenia elektrod. Również przerywanie obwodu rezonansowego jest niedopuszczalne, gdyż narusza całkowicie prawidłową pracę łuku. Z tych względów możliwe jest zastosowanie jednego z dwóch sposobów manipulacji :

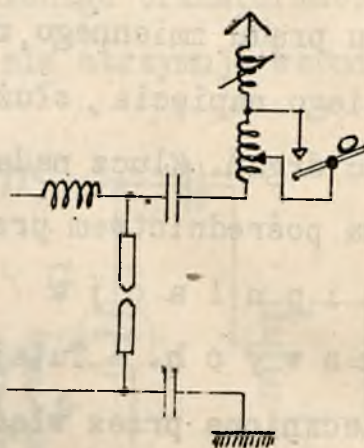
- a/ przez przełączanie łuku na sztuczną antenę /rys.9/
- b/ przez przestrajanie obwodu rezonansowego / rys.10/

Przy pierwszym sposobie, gdy klucz jest naciśnięty, łuk pracuje na antenę promieniującą fale e.m.; z chwilą puszczenia klucza nadawczego łuk zostaje przełączony na obwód równoważny antenie, jednak nie

promieniujący / sztuczna antena /. Sposób drugi polega na zmianie długości fali podczas manipulacji w ten sposób, iż kluczowi nienacisniętemu odpowiada fala

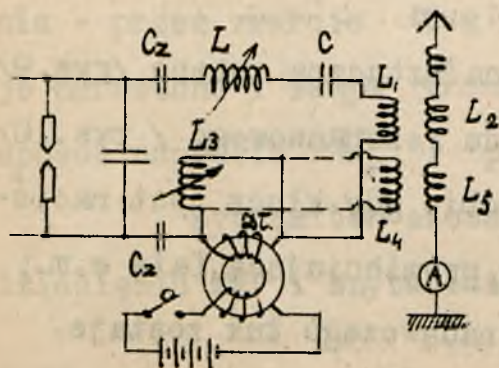


Rys. 9.



Rys. 10.

np. λ_n , zwana falą jałową / albo negatywną /, zaś kluczowi naciśniętemu-właściwa fala robocza λ /pozytywna /. Osiąga się to bądź przez zwieranie kluczem części indukcyjności obwodu rezonansowego /rys.10/, bądź to przez zmianę tej indukcyjności przy pomocy



Rys. 11.

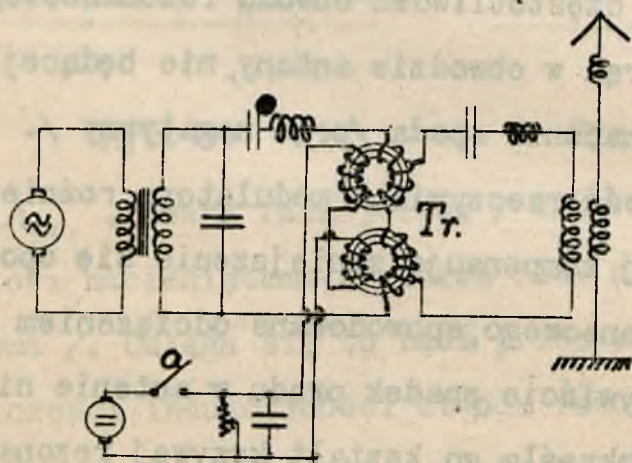
modulatorów magnetycznych / rys. 11 /. Ten ostatni sposób ma tę zaletę w porównaniu z poprzednim, iż pozwala zmniejszyć natężenie prądu, odpowiadające

fali negatywnej, która oczywiście zajmuje niepo-
trzebnie tor radjokomunikacyjny.

Mianowicie, przy kluczu naciśniętym /induk-
cyjność modulatora minimum, oporność rzeczywista mi-
nimum / obwód rezonansowy : „łuk $C_2 L C L_1 (2L - L_3) C_2$ “
oraz obwód anteny są tak wyregulowane-co do nastro-
jenia oraz sprzężności- / L, L_2 /aby żądana fala
robocza była promieniowana przy najkorzystniejszych
warunkach pracy. Gdy klucz jest otwarty, indukcyjność
modulatora rośnie, częstotliwość obwodu rezonansowego
maleje, a przeto prąd w obwodzie anteny, nie będącej
już w rezonansie, znacznie spada /prąd negatywny /.
Jednocześnie oporność rzeczywista modulatora rośnie,
tak, iż mniejwięcej kompensuje zmniejszenie się opor-
ności obwodu rezonansowego, spowodowane odciążeniem
obwodu anteny. Oczywiście spadek prądu w antenie nie
jest całkowity /określa go kształt krzywej rezonan-
su obwodu anteny oraz wielkość rozstrojenia obwodu
rezonansowego/. Daleko idące zmniejszenie tego prą-
du daje się uzyskać przez urządzenie kompensacyjne
Manczarskiego / linje kreskowane na rys. 11 / ;tu-
taj wprowadza się do obwodu anteny, gdy klucz jest
nienaciśnięty, taką SEM-ną, która kompensuje resztkę

prądu negatywnego.

Manipulacja generatorów maszynowych uskutecznia się również przy pomocy modulatorów magnetycznych, włączonych do obwodu anteny lub pośredniego / rezonansowego /. Czasami stosowane jest zwieranie cewki sprzężenia obwodu pośredniego z obwodem anteny / syst. Bethenod-Latour / lub też zmniejszanie prądu wzbudzenia / w alternatorach systemu Goldschmidt'a /.



Rys.12.

Rys.12 przedstawia sposób manipulacji generatora maszynowego /alternatora w.cz. z powielaczem częstotliwości/. Manipulacja uskutecznia się tu przez zmianę natężenia prądu magnesującego w transformatorze częstotliwości Tr.

MODULACJA GENERATORÓW.

Modulacja oporności obwodu.

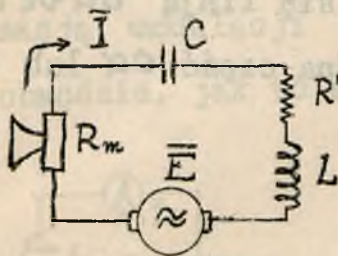
Najprostszy sposób modulacji polega na włączeniu mikrofonu o zmiennej oporności do obwodu, w którym

działa SEM-na w.cz.

o stałej amplitudzie \bar{E}

/rys. 1 /. Przy rezonansie

$$\bar{I} = \frac{\bar{E}}{R' + R_m} \quad /1/$$



Rys. 1.

Podstawiając za R_m wyrażenie / 19.VII.-. /, otrzymamy

$$\bar{I} = \frac{E'}{R + R_0 + \bar{R} \cdot \sin \omega t} \cong \bar{I}_0 (1 - m \cdot \sin \omega t) \quad /2/$$

jeśli oznaczymy

$$\frac{\bar{E}}{R + R_0} = \bar{I}_0 ; \quad \frac{\bar{R}}{R + R_0} = m \ll 1 \quad /3/$$

Równanie /2/ jest równaniem prądu modulowanego w.cz..

Przy $m \approx 1$ występują zniekształcenia, podobnie jak w obwodzie mikrofonowym przy zbyt dużych amplitudach.

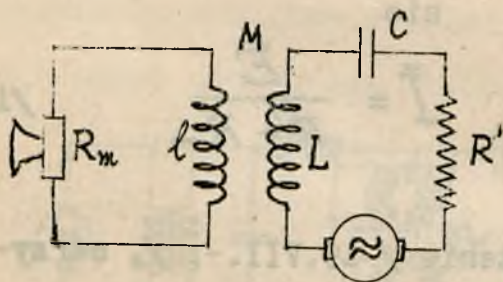
W przypadku, gdy oporność mikrofonu zbyt różni się od oporności obwodu, można uzyskać dopasowanie

VII.b.2.

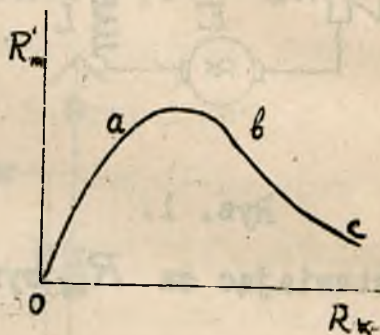
wanie przy pomocy transformatora / rys. 2 /, bowiem wówczas oporność mikrofonu R_m przenosi się do obwo-
du rezonansowego jako x/

$$R'_m = \frac{\omega^2 M^2}{R_m^2 + (\omega L)^2} \cdot R_m \quad /4/$$

Zależność $R'_m = f(R_m)$ wyraża się linią $oabc$ na
rys. 3 ; może tu być wykorzystana część oa lub bc



Rys. 2.



Rys. 3.

Jako mikrofon może być w tym układzie stosowany mikrofon węglowy / dla niewielkich mocy /, obwód anodowy lampy modulacyjnej, której siatka otrzymuje napięcie modulujące, albo modulator magnetyczny.

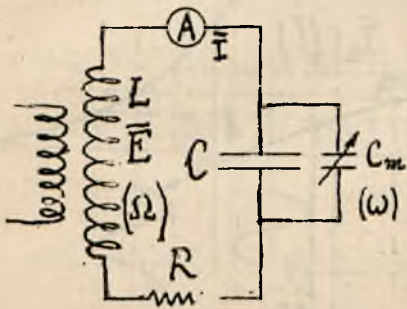
Działanie modulujące mikrofonów o zmiennej oporności urojonej, np. elektrostatycznego lub ma-

x/

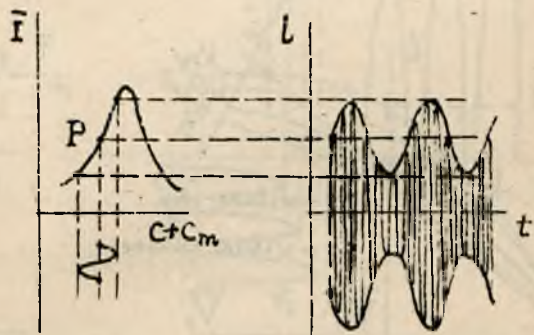
niezależnie od tego wystąpi zmiana oporności urojonej.

dulatora magnetycznego, polega na rozstrajaniu obwodu od rezonansu / rys. 4 /.

Przy pewnym rozstrojeniu obwodu LCR w stosunku do stałej pulsacji Ω SEM-nej o stałej amplitudzie \bar{E} / punkt P / , zmiany pojemności mikrofonu elektrostatycznego C_m , zachodzące z pulsacją modulacji ω , będą wywoływać modulację w tym obwodzie, jak to wynika z rys. 5.



Rys. 4.

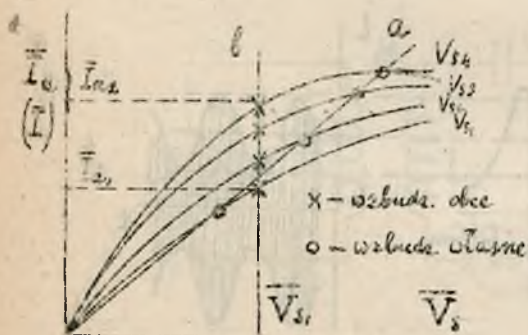


Rys. 5.

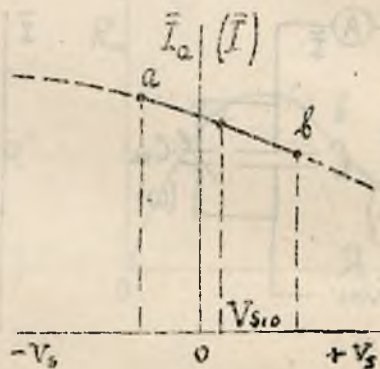
Generatory lampowe.

Modulacja w obwodzie siatki. - W tym systemie modulacji wykorzystuje się zależność stanu pracy generatora lampowego od początkowego potencjału siatki lampy generacyjnej. Dotyczy to zarówno generatorów o samowzbudzeniu, jak i o wzbudzeniu obcym / amplifikatory mocy w.c.e. /.

Istotnie, w generatorze o samowzbudzeniu, przy danym sprzężeniu zwrotnym, otrzymujemy dla różnych początkowych potencjałów siatki \bar{V}_{s0} szereg punktów przecięcia charakterystyk dynamicznych z prostą sprzężności zwrotnej / rys. 6 /; punkty te pozwalają wyznaczyć statyczną charakterystykę modulacji siatkowej / rys. 7 /. Wybierając początkowy punkt



Rys. 6.

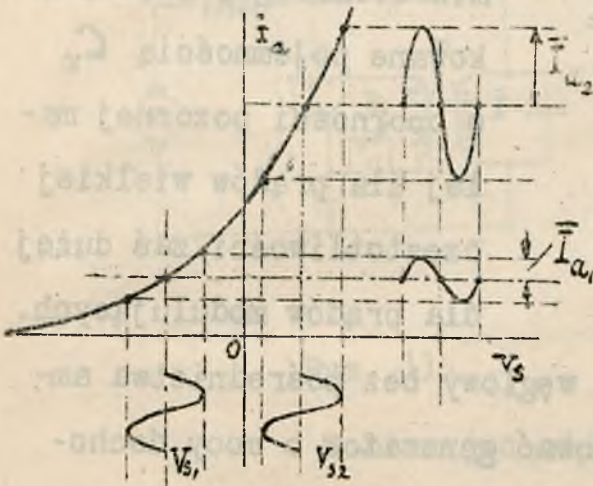


Rys. 7.

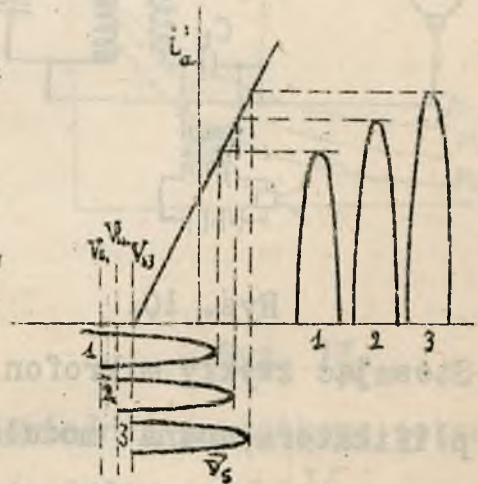
pracy w punkcie V_{s10} , możemy wykorzystać dla celów modulacji pewien odcinek pochyły ab tej charakterystyki. Uzyskana tu głębokość modulacji, ze względu na obawę zrywania się drgań, nie przekracza 25 %. Sprężność zwrotna przytem nie powinna być zbyt silna.

Przy wzbudzaniu obcym warunki są korzystniejsze. Tutaj działanie modulacyjne może zachodzić dzięki nieprostoliniowości charakterystyk statycznych lampy.

W samej rzeczy, przy stałym napięciu wzbudza-
 jącym \bar{V}_s /rys. 8 / na siatce lampy, zmiana punktu
 pracy od V_{s1} do V_{s2} pociąga za sobą zmianę amplitudy
 prądów w.cz. od \bar{I}_{a1} do \bar{I}_{a2} . Przy większych ampli-
 tudach \bar{V}_s , gdy praca amplifikatora odbywa się na za-



Rys. 8.



Rys. 9.

łamaniu charakterystyk prądu anodowego, otrzymamy rów-
 nież ze zmianą V_{s0} zmianę \bar{I}_a , jak to wynika z rys.9.

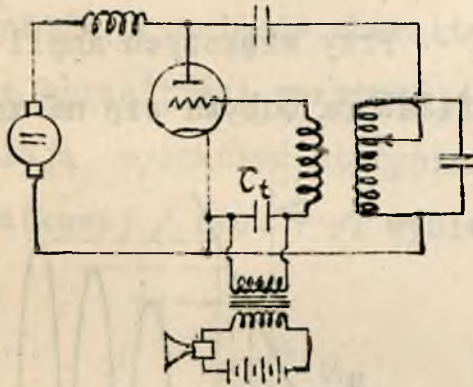
Przy wzbudzeniu obcem głębokość modulacji mo-
 że być znacznie zwiększona.

W modulacji siatkowej zmiany początkowego
 potencjału siatki można osiągnąć jednym z dwóch spo-
 sobów, a mianowicie przez :

- a/ wprowadzenie napięcia modulującego wprost na siat-
 kę lampy generacyjnej

b/ zmianę oporności obwodu siatki dla prądu stałego.

Najprostszy układ modulacji sposobem a/ jest przedstawiony na rys. 10 . Zródłem napięcia modulującego



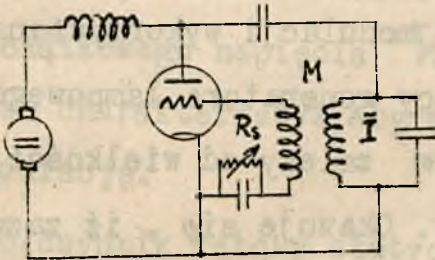
Rys. 10.

jest tu wtórne uzwojenie transformatora mikrofonowego, zabocznikowane pojemnością C_t o oporności pozorniej małej dla prądów wielkiej częstotliwości, zaś dużej dla prądów modulujących.

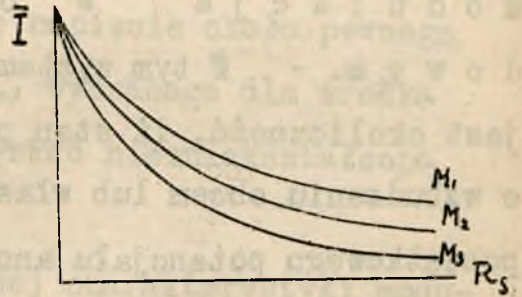
Stosując zwykły mikrofon węglowy bez pośrednictwa amplifikatora, można modulować generator o mocy dochodzącej nawet do kilkuset watów . Przy większych mocach konieczne jest już stosowanie amplifikatorów mikrofonowych.

Przy modulacji sposobem b/ wychodzimy z zależności początkowego potencjału siatki od wielkości dodatkowego oporu R_s , włączanego do obwodu siatki / rys. 11 / ; występujący na tej oporności spadek napięcia prądu siatki daje potrzebne zmiany V_{s0} , a przez to zmiany prądu wielkiej częstotliwości, jak to przedstawiają krzywe na rys. 12 dla różnych sprzężeń zwrotnych M .

Zmianę oporności R_s uzyskuje się oczywiście najłatwiej przy pomocy dodatkowej lampy katodowej, włączonej do obwodu siatki / rys. 13 /.

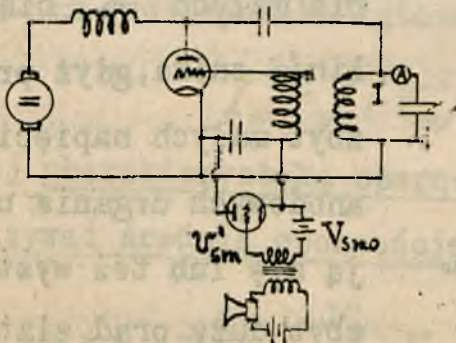


Rys. 11.

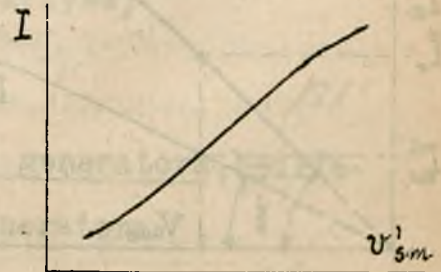


Rys. 12.

Dobierając odpowiednie początkowe potencjały lampy generacyjnej i modulatoryjnej V_{sm0} oraz sprzężenie zwrotne, można uzyskać zbliżoną do prost-



Rys. 13.

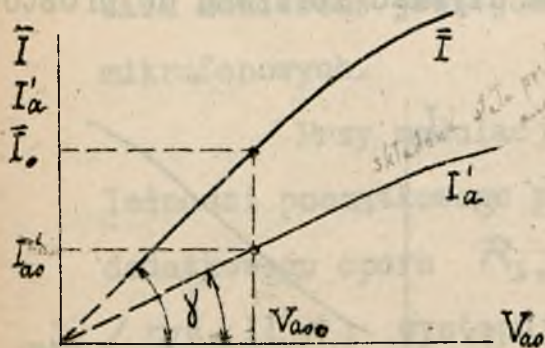


Rys. 14.

linijnej zależności prądu w.c.z. I od potencjału chwilowego modulującego V'_{sm} / rys. 14 /.

Stosowana tu lampa modulacyjna może być znacznie mniejszą od lampy generacyjnej, gdyż jej prąd anodowy może być rzędu prądu siatki lampy generacyjnej.

Modulacja w obwodzie anodowym. - W tym systemie modulacji wykorzystana jest okoliczność, iż stan pracy generatora lampowego o wzbudzeniu obcym lub własnym zależy od wielkości początkowego potencjału anody. Okazuje się, iż zazwyczaj, dla normalnych warunków pracy generatora, zależności: 1/ prądu wielkiej częstotliwości w obwodzie drgań \bar{I} oraz 2/ składowej stałej prądu anodowego I'_a od napięcia anodowego V_{ao} wyrażają się linjami, bardzo zbliżonymi do prostych / rys. 15 /, w dość du-



Rys. 15.

żym zakresie zmiany V_{ao} . Dla małych V_{ao} ciągłość linii znika, gdyż przy zbyt małych napięciach anodowych drgania urywają się lub też występuje zbyt duży prąd siatki.

Podobnie, przy zbyt dużych V_{ao} , może się dać zauważyć odchylenie od linii prostej, spowodowane przeciążeniem lampy generacyjnej. Niemniej jednak,

dobierając odpowiednie warunki, można uzyskać w bardzo szerokim zakresie zmian $V_{\alpha 0}$ próstolinijny przebieg charakterystyk

$$\bar{I} = f(V_{\alpha 0}) \quad \text{i} \quad I'_{\alpha} = f(V_{\alpha 0}) \quad 15/$$

Wystarczy teraz zmieniać to napięcie około pewnego początkowego napięcia $V_{\alpha 00}$, wybranego dla środka tych charakterystyk, aby uzyskać nieznkształconą modulację.

Spółczynnik kątowy statycznej charakterystyki modulacji

$$\bar{I} = f(V_{\alpha 0})$$

charakt. statyczne modulacji

możemy nazwać nachyleniem modulacji:

$$S_m = \frac{\Delta \bar{I}_0}{\Delta V_{\alpha}} \approx \frac{\bar{I}_0}{V_{\alpha 0}} \quad \left(\frac{A}{V} \right) \quad 16/$$

Odwrotność współczynnika kąowego krzywej

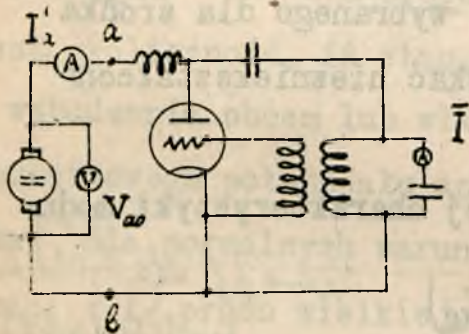
$$I'_{\alpha} = f(V_{\alpha 0}), \quad 17/$$

zwanej charakterystyką oporności generatora, będziemy nazywać średnią opornością generatora

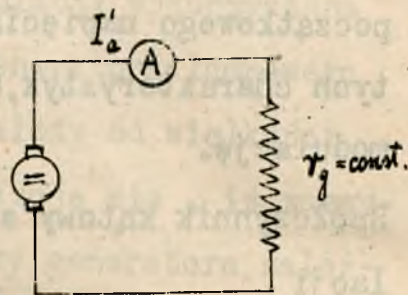
$$\operatorname{ctg} \gamma = r_g = \frac{\Delta V_{\alpha}}{\Delta I'_{\alpha}} \approx \frac{V_{\alpha 0}}{I'_{\alpha 0}}$$

oporność generatora 18/

Ponieważ średnia oporność generatora, w odniesieniu do zacisków ab / rys. 16 /, dla źródła zasilającego można uważać z dostatecznym przybliżeniem za stałą, przeto zagadnienie modulacji prądu w.c.z. sprowadza się do modulacji napięcia na stałej oporności / rys. 17 /.



Rys. 16.



Rys. 17.

Tę modulację napięcia uzyskuje się zazwyczaj przy pomocy urządzenia z lampą katodową, zwanego modulatorem / lampowym /.

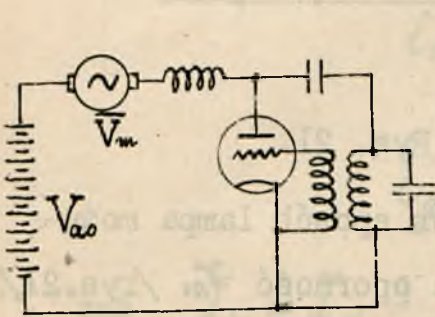
W zależności od sposobu włączania modulatora rozróżniamy tu modulację szeregową oraz równoległą. Głównie ta ostatnia znajduje dziś zastosowanie w radjofonji.

Modulacja szeregową. W szereg ze źródłem napięcia stałego, zasilającego generator lampowy, włącza się źródło napięcia zmiennego modulującego /rys.18/; w ten sposób potencjał anody jest tętniący z często-

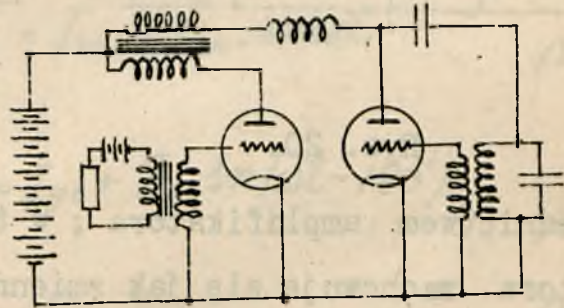
tliwością modulującą, a zatem prąd w.cz. w generatorze zostanie modulowany głębokością modulacji

$$m = \frac{\bar{V}_m}{V_{ao}}$$

Przy b. małych mocach, źródłem napięcia modulującego może być np. cewka mikrofonowa, przy większych - uzwojenie transformatora amplifikatorowego m.cz. Gdy am-



Rys. 18.



Rys. 19.

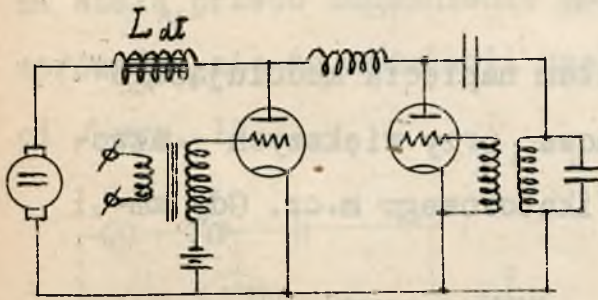
plifikator ten zasilany jest z tego samego co generator źródła, mamy do czynienia z t.zw. modulacją transformatorową / rys. 19 /.

Modulacja równoległa / dławikowa, Heising'a /

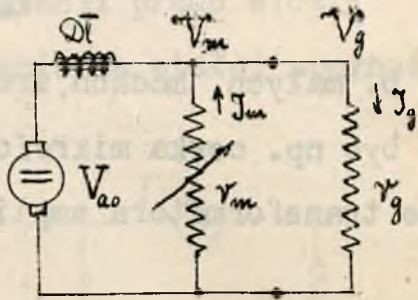
Równoległe do generatora, którego prąd w.cz. ma być modulowany, dołącza się modulator w postaci lampy /lamp/ trójelektrodowej, a następnie ten generator, wraz z modulatorem, zasila się poprzez dławik małej często-

tliwości napięciem ze źródła stałego / rys. 20 /.

Siatka lampy modulatora otrzymuje potencjał modulowany z obwodu mikrofonowego wprost, lub za po-



Rys. 20.

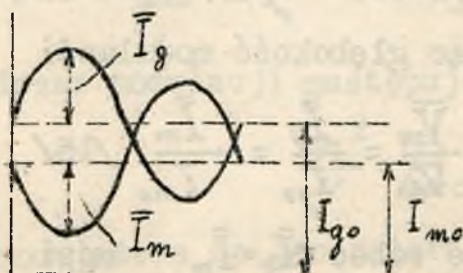


Rys. 21.

średnictwem amplifikatora ; w ten sposób lampa modulatora zachowuje się jak zmienna oporność r_m /rys.21/. Oczywiście, iż w tych warunkach zmienność oporności r_m wywołuje zmienność natężenia prądu czerpanego ze źródła ; dzięki dławikowi DT . występują na nim zmienne spadki napięć, a zatem napięcie na oporności r_g będzie również tętniąco zmienne. Jeśliby indukcyjność dławika była nieskończenie wielka, wówczas przez dławik nie mógłby przepływać prąd zmienny, a przeto suma składowych zmiennych prądów J_m i J_g w r_m i r_g byłaby równa zeru, czyli

$$J_m \pm J_g = 0 \quad ,$$

t. zn. że prądy te byłyby równe i przesunięte w fazie o 180° / rys. 22 /, a więc suma prądów tętniących



i'_m i i'_g w r_m i r_g daje prąd stały I_{a0} .

Istotnie, ponieważ prądy tętniące są :

Rys. 22.

$$i'_m = I_{m0} + \bar{I}_m \cdot \sin \omega t \quad /10/$$

$$i'_g = I_{g0} + \bar{I}_g \cdot \sin(\omega t - 180^\circ), \quad /11/$$

zaś $\bar{I}_m = \bar{I}_g$ /12/

przeto $i'_m + i'_g = I_{m0} + I_{g0} = I_{a0}$ /13/

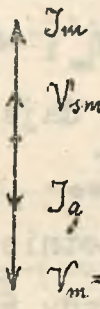
jeśli przez I_{m0} , I_{g0} i I_0 oznaczymy składowe stałe prądów, zaś przez \bar{I}_m i \bar{I}_g amplitudy składowych zmiennych.

Napięcie występujące na anodach obu lamp jest tętniące

$$v'_m = v'_g = V_{a0} - \bar{V}_m \cdot \sin \omega t = V_{a0} - \bar{V}_g \cdot \sin \omega t; \quad /14/$$

jego składowa zmienna jest przesunięta o 180° względem zmiennego potencjału siatki lampy modulacyjnej,

natomiast jest w fazie z prądem I_g , który wywołuje na oporności r_g / rys. 23 /.



Wprowadzając głębokość modulacji

$$m = \frac{\bar{V}_g}{V_{ao}} = \frac{\bar{V}_m}{V_{ao}} = \frac{\bar{I}_g}{I_{go}} = \frac{\bar{I}_m}{I_{mo}} \quad /15/$$

- widzimy, że wobec $\bar{I}_g = \bar{I}_m$ musi

Rys. 23. być $I_{mo} = I_{go} = \frac{1}{2} \cdot I_{ao}$, a przeto równania prądów i napięć możemy sprowadzić do postaci

$$\left. \begin{aligned} i'_m &= \frac{1}{2} \cdot I_{ao} (1 + m \cdot \sin \omega t) \\ i'_g &= \frac{1}{2} \cdot I_{ao} (1 - m \cdot \sin \omega t) \\ v'_m = v'_g &= V_{ao} (1 - m \cdot \sin \omega t) \end{aligned} \right\} \quad /16/$$

Zatem moc doprowadzona do lampy modulacyjnej

$$P_{mo} = \frac{1}{T} \int_0^T i'_m \cdot v'_m \cdot dt = \frac{1}{2} \cdot I_{ao} V_{ao} \left(1 - \frac{m^2}{2}\right) \quad /17/$$

Podobnie, moc doprowadzona do lampy generacyjnej

$$P_{go} = \frac{1}{T} \int_0^T i'_g \cdot v'_g \cdot dt = \frac{1}{2} \cdot I_{ao} V_{ao} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) \quad /18/$$

Moc czerpana ze źródła anodowego

$$P_{ao} = P_{mo} + P_{go} = I_{ao} \cdot V_{ao} \quad /19/$$

Dla $m=0$

$$P_{mo} = \frac{1}{2} \cdot P_{ao} ; \quad P_{go} = \frac{1}{2} \cdot P_{ao} \quad /20/$$

Podczas modulacji następuje przesuwanie się mocy

$$\frac{m^2}{4} \cdot P_{ao}$$

z modulatora do generatora ; przy $m=1$ mamy

$$P_{mo} = \frac{1}{4} \cdot P_{ao} ; \quad P_{go} = \frac{3}{4} \cdot P_{ao} \quad /21/$$

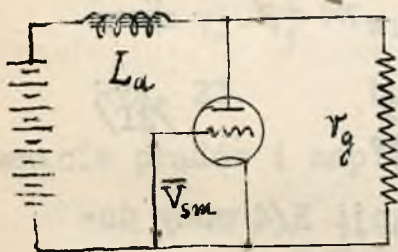
Widzimy więc, że przy pełnej modulacji $3/4$ mocy doprowadzonej ze źródła napięcia anodowego dochodzi do generatora, pomimo, że przyrządy miernicze / z ruchomą cewką / wskazują, że dochodzi tam tylko połowa mocy.

Wreszcie sprawność modulacji wyrazimy przy $m=1$:

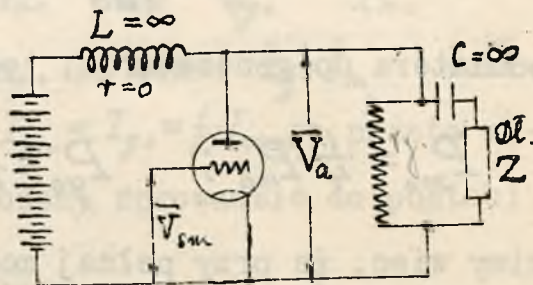
$$\eta_m = \frac{P_{go}}{P_{go} + P_{mo}} = \frac{3}{4} = 0,75 \quad /22/$$

Charakterystyki częstotliwości. - Jak już zaznaczono, zmienność oporności r_m osiąga się przez zmianę potencjału siatki lampy modulatora. Otóż, jeśli rozważać pracę modulatora pod tym kątem widzenia, łatwo spostrzec, iż sprowadza się ona do działania amplifikacyjnego lampy modulatora w układzie,

jak na rys. 24. Ten ostatni układ, w dalszym ciągu można zastąpić układem rys. 25, włączając w szereg z baterją dławik idealny $L = \infty$, $r = 0$, zaś dławik dL załączając równolegle do oporności r_g i wstawiając



Rys. 24.



Rys. 25.

w szereg z nim kondensator C o nieskończenie wielkiej pojemności.

Oznaczając :

oporność pozorną dławika przez $Z_d = R_d + j \cdot X_d$,

stałe lampy modulacyjnej przez K_m , S_m i β_m ,

prądy zmienne przez J_m , J_g , J_d ,

napięcie zmienne na siatce modul. V_{sm} ,

napięcie zmienne na anodzie V_{am}

otrzymamy równanie prądu w lampie modulacyjnej

$$J_m = \frac{K_m V_{sm}}{\beta_m + \frac{r_g \cdot Z_d}{r_g + Z_d}}$$

oraz napięcia na anodzie

$$V_{am} = -j_m \frac{r_g \cdot Z_d}{r_g + Z_d} = - \frac{K_m \cdot V_{sm}}{1 + \frac{\beta_m (r_g + Z_d)}{r_g \cdot Z_d}} \quad /24/$$

Stopień wzmocnienia lampy modulacyjnej będzie więc

$$k_m = \frac{V_{am}}{V_{sm}} = - \frac{K_m}{1 + \beta_m \left(\frac{1}{Z_d} + \frac{1}{r_g} \right)} \quad /25/$$

Modulator winien być tak zaprojektowany, aby dawał możliwie duże k_m oraz aby to k_m nie zależało od częstotliwości.

Warunek pierwszy będzie spełniony, gdy K_m będzie duże, β_m małe, Z_d duże / przy danym r_g /
Co się tyczy warunku drugiego, k_m może zależeć od częstotliwości wskutek tego, iż Z_d zależy od częstotliwości, bowiem

$$Z_d = R_d + jX_d = f(\omega) \quad /26/$$

Aby $k_m \neq f(\omega)$, powinno być $Z_d \gg r_g$ w całym zakresie odpowiednich częstotliwości, gdyż wówczas we wzorze /25/ pierwszy wyraz w nawiasie będzie mógł być pominięty wobec drugiego. Tutaj pod opornością Z_d należy rozumieć indukcyjność samego dławika, oraz wszystkie oporności, leżące między źródłem a dławikiem

oraz równoległe do dławika. Zazwyczaj, przy spotykanym rozkładzie tych pojemności i indukcyjności, charakter oporności Z_d jest następujący :

$$\text{dla małych } \omega \quad X_d > 0$$

$$\text{dla dużych } \omega \quad X_d < 0$$

$$\text{dla pewnego lub pewnych } \omega \quad X_d = 0$$

Tych częstotliwości, dla których $X_d = 0$, może być czasem kilka, zależnie od rozkładu pojemności i indukcyjności.

W przypadku prostszym, gdy wpływ tych pojemności jest do pominięcia, a więc gdy $Z_d \approx j \cdot \omega L$,

$$k_m = \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho_m}{r_g}\right)^2 + \left(\frac{\rho_m}{\omega L}\right)^2}} \quad /27/$$

Przyjmując zakres częstotliwości modulujących określony przez

$$\omega_{max} > \omega > \omega_{min}$$

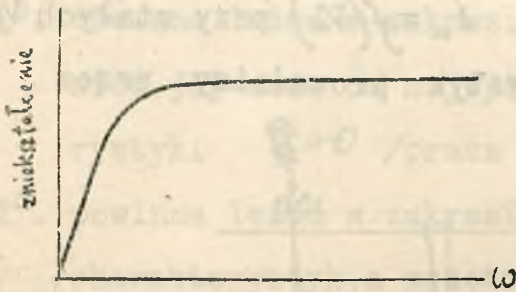
będziemy mieli stosunek

$$\frac{k_{m \max}}{k_{m \min}} = \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{\rho_m}{r_g}\right)^2 + \left(\frac{\rho_m}{\omega_{\min} L}\right)^2}{\left(1 + \frac{\rho_m}{r_g}\right)^2 + \left(\frac{\rho_m}{\omega_{\max} L}\right)^2}} = f(\omega) \quad /28/$$

miara zmierzona min. moduł

jako miarę zniekształcenia modulatora .

Przy stałych stosunkach $\frac{\rho_m}{r_g}$ i $\frac{\rho_m}{L}$ zależność zniekształcenia od ω ma przebieg wskazany na



Rys. 26.

rys. 26. Równomierność wzmocnienia osiąga się przy ω tem mniejszych, im większe jest L , mniejsze ρ_m i większe $\rho_m : r_g$. Ten ostatni jednak warunek

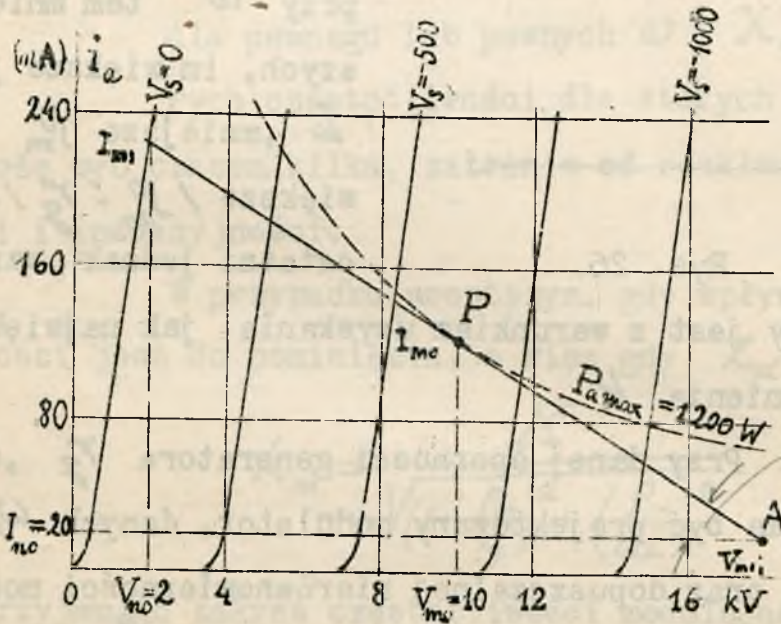
sprzeczny jest z warunkiem uzyskania jak największego wzmocnienia k .

Przy danej oporności generatora r_g , dla którego ma być projektowany modulator, danych ω_{min} , ω_{max} oraz dopuszczalnej nierównomierności modulacji $\frac{k_{min}}{k_{max}}$, przyjmując stosunek $\frac{\rho_m}{r_g}$ o ile możliwości małym, tak, jak na to pozwalają warunki, obliczyć możemy ze wzoru /28/ minimalną indukcyjność dławika modulacyjnego L . Wielkości orjentacyjne są tu : $\frac{\rho_m}{r_g} < 1$, L -począwszy od kilkunastu, aż do kilkudziesięciu henrów. Opuuszczalne zniekształcenie w radjofonicznych stacjach nowoczesnych zawiera się w granicach

$$1 > \frac{k_{min}}{k_{max}} > 0,8$$

Wykres pracy modulatora dławikowego. Dla

graficznego przedstawienia pracy modulatora dogodnie jest posługiwać się charakterystykami lampy w układzie osi V_a, i_a , t.j. krzywymi $i_a = f(V_a)$ przy stałych V_c /rys. 27 /. W polu charakterystyk prowadzimy przez



Rys. 27.

punkt początkowy pracy P linię prostą o nachyleniu γ takim, iż

$$\operatorname{tg} \gamma = \left| \frac{1}{r_g} \right| \quad /29/$$

Linia ta jest charakterystyką roboczą w tym przypadku, gdy generator - w odniesienia do modulatora - przedstawia oporność rzeczywistą r_g ; charakterystyka ta określa związek między składowymi zmiennymi napięcia

i prądu w obwodzie anodowym.

Ażeby modulator pracował prawidłowo, położenie jej winno odpowiadać następującym warunkom :

- 1^o. powinna leżeć w zakresie ujemnych V_s , a więc kraniec jej może co najwyżej dochodzić do charakterystyki $V_s = 0$ /praca bez prądu siatki/,
- 2^o. powinna leżeć w zakresie prostolinijnych odcinków charakterystyk, a przeto drugi jej kraniec nie może przechodzić po za linję I_{no} /warunek niezniekształcenia amplitudy /,
- 3^o punkt P winien dzielić ją na połowy /warunek najlepszego wykorzystania odcinków prostolinijnych/,
- 4^o moc odpowiadająca punktowi P , mierząca się iloczynem $I_{no} V_{no}$, nie powinna przekroczyć admisyjnej mocy lampy, a więc punkt P powinien leżeć na, albo poniżej, linji mocy admisyjnej.

Linja mocy admisyjnej określona jest hyperbolą

$$\text{o równaniu } P_{\alpha \max} = i_{\alpha} \cdot V_{\alpha} /.$$

Maksymalną głębokość ~~modulatora~~ ^{modulacji} określimy

w tych warunkach jako

$$m = \frac{\bar{V}_{ra}}{V_{mo}} = \frac{V_{no} - V_{na}}{V_{mo}} = \frac{V_{no} - V_{mo}}{V_{mo}} = \frac{I_{no} - I_{no}}{I_{no}} = \frac{I_{mi} - I_{mo}}{I_{no}} (< 1) /30/$$

Napięcie \bar{V}_{ra} jest tu napięciem ~~modulatora~~ ^{modulującym} na generato-

rze. Jeśli napięcie stałe na generatorze V_{g0} równe jest napięciu stałemu na modulatorze V_{m0} , wówczas wzór /30/ daje jednocześnie głębokość modulacji m_g generatora.

Częstokroć, dla uzyskania $m = 1$, obniża się napięcie generatora ^{x/} tak, aby było $V_{g0} < V_{m0}$, a przeto wówczas można uczynić

$$m_g = \frac{\bar{V}_m}{V_{g0}} \cong 1 \quad /31/$$

P r z y k ł a d.

1. Przeliczyć modulator w układzie dławikowym do generatora lampowego o mocy prądów w.c.z. 1,5kW, pracującego ze sprawnością 60 % przy napięciu 8 kV. Głębokość modulacji niezniekształconej ma dochodzić do 100 %. Jako lampy modulatora mają być zastosowane lampy rys. 27.

Moc anodowa generatora $P_{g0} = \frac{1500}{0,6} = 2500 \text{ W}$

Prąd anodowy $I_{g0} = \frac{2500}{8000} \cong 0,312 \text{ A}$

Oporność równoważna $r_g = \frac{8000}{0,312} \cong 25600 \Omega$

^{x/}

stosując oporność omową /zabocznikowaną dużą pojemnością/włączoną między modulatorem a generatorem albo też transformator modulacyjny.

Z wykresu widzimy, że napięcie stałe modulatora wynosi $V_{mo} = 10 \text{ kV}$, a przeto dla uzyskania na generatorze napięcia $V_{go} = 8 \text{ kV}$ przy prądzie $I_{go} = 0,312 \text{ A}$ należy różnicę $\Delta V = 2 \text{ kV}$ stracić w oporniku o oporności

$$r = \frac{2000}{0,312} = 6400 \Omega,$$

zabocznikowanym pojemnością kilku mikrofaradów / rys. 28 /.

Moc pobierana przez modulator i generator:

$$P_o = 10 \cdot 0,360 + 10 \cdot 0,312 = 6,72 \text{ kW}$$

Sprawność telefoniczna przy $m=0$, $\eta = \frac{1500}{6720} = 22,5\%$

" " " $m=1$, $\eta = \frac{1500 \cdot 1,5}{6720} = 33\%$

Przyjmując indukcyjność dławika $L = 40 \text{ H}$, obliczymy ze wzoru /28/ stosunek $\frac{k_{max}}{k_{min}}$ dla pulsacji

$$\omega_{min} = 2\pi \cdot 100 \cong 630 \quad \text{i} \quad \omega_{max} = 2\pi \cdot 6000 \cong 40000$$

$$\frac{k_{max}}{k_{min}} = \sqrt{\frac{(1+1)^2 + \left(\frac{25600}{25000}\right)^2}{(1+1)^2 + \left(\frac{25600}{16 \cdot 10^5}\right)^2}} = 1,12,$$

a przeto największa zniekształcalność nie wiele tu przekracza $\pm 1 \text{ dB}$.

Wpływ tłumienia obwodu na manipulację i modulację.

Wielkość tłumienia obwodu, w którym zostaje wzbudzona SEM-na w.cz.manipulowana lub modulowana, wywiera wpływ na przebieg natężenia prądu w tym obwodzie.

Przy manipulacji, z chwilą wprowadzenia SEM-nej do obwodu, prąd w obwodzie nie uzyskuje w tym samym momencie pełnej wartości, lecz występuje tu zjawisko wolnego ustalania się tego prądu, które jest tem wolniejsze, im mniejsze tłumienie ma obwód. Zatem szybkość manipulacji jest ograniczona tem, iż podczas trwania sygnału/kropki/prąd nie zdąży osiągnąć wartości stanu ustalonego, podczas zaś przerwy między sygnałami nie zdąży spaść do zera.

Przy modulacji mamy znów do czynienia z zjawiskiem "obcinania" bocznych częstotliwości modulacji w tym przypadku, gdy obwód o małym tłumieniu jest nastrojony na częstotliwość nośną, a przeto dla bocznych - jako nie będący w rezonansie - przedstawia znacznie większą oporność, i to tem większą, im wyższy jest ton modulacji i im mniejsze tłumienie obwodu. Obcięcie wstęg bocznych jest równoznaczne zmniejszeniu głębokości modulacji.

ELIMINOWANIE FALI NOŚNEJ I WSTĘGI BOCZNEJ.

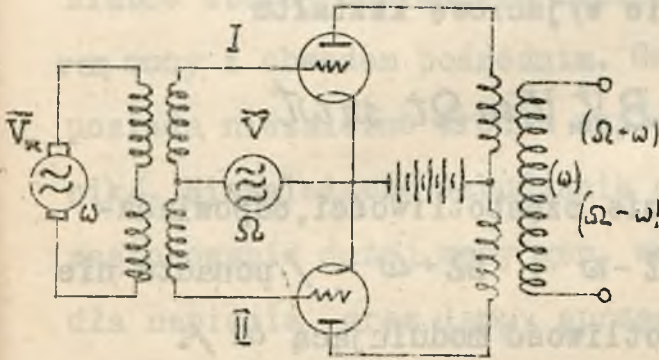
Jak widzieliśmy z rozkładu energji fali modulowanej między częstotliwość nośną a częstotliwości boczne przy 100 % modulkacji, $\frac{2}{3}$ energji zawiera fala nośna, zaś $\frac{1}{3}$ w sumie - fale boczne. Ponieważ sprawność radjokomunikacji jest b. niewielka, przeto w wielu wypadkach, gdzie chodzi o utrzymanie komunikacji radjotelefonicznej między niewielką ilością określonych punktów, korzystne jest eliminowanie / syst. Carsona / przy nadawaniu fali nośnej lub fali nośnej i jednej ze wstęp bocznych, a więc wysyłanie wstęp bocznych lub jednej ze wstęp bocznych i uzupełnianie brakującej fali nośnej / o stałej częstotliwości i amplitudzie / już w samym odbiorniku przez lokalny generator heterodyncy o b. dobrej stałości. W ten sposób znacznie podnosi się sprawność urządzenia, zmniejsza się szerokość toru radjokomunikacyjnego, a więc przeszkody w stosunku do innych radjokomunikacji, choćby nawet przez to, że przy niemodulowaniu energja nie jest wysyłana.

Eliminowanie niepożądanych częstotliwości przy nadawaniu nie jest naogół sprawą prostą, szczególnie na wyższych częstotliwościach nośnych, gdyż

występują tu trudności budowy filtrów.

Należy się uciekać w tych przypadkach do kilkakrotnej modulacji i przemiany częstotliwości.

Co się tyczy eliminowania fali nośnej stosuje się tu zazwyczaj układy przeciwsołne, np. Carsona jak na rys. 1. Gdy napięcie modulujące nie działa, początkowe potencjały



obu siatek są jednakowe, a przeto napięcie wzbudzające w.cz. Ω nie wywiera żadnego działania na obwód wyjściowy generatora. Z chwilą, gdy zacznie działać

Rys. 1.

modulacja ω , naruszy się symetria początkowego punktu pracy lamp i w obwodzie wyjściowym wystąpi energja, odpowiadająca wstęgom bocznym modulacji.

Istotnie, jeśli obie lampy są identyczne i mają równania charakterystyki prądu anodowego w funkcji potencjału siatki kształtu

$$i = A \cdot v + B \cdot v^2 + \dots \quad (1)$$

przyczem dla lampy I

$$v_1 = \bar{V} \cdot \sin \Omega t + \bar{V}_m \cdot \sin \omega t \quad (2)$$

a dla lampy II

$$v_2 = \bar{V} \sin \Omega t - \bar{V}_m \sin \omega t. \quad /3/$$

Ponieważ na obwód wyjściowy działa różnica prądów anodowych obu lamp

$$i_1 - i_2 = A(v_1 - v_2) + B(v_1^2 - v_2^2) + \dots, \quad /4/$$

przeto otrzymamy napięcie wyjściowe kształtu

$$2A \bar{V}_m \sin \omega t + 2B \bar{V}_m \bar{V} \sin \Omega t \sin \omega t,$$

a więc zawierać ono będzie częstotliwości, odpowiadające wstęgom bocznym $\Omega - \omega$ i $\Omega + \omega$ / ponadto nie odgrywającą roli - częstotliwość modulującą ω /.

Ewentualna obecność wyższych potęg v w równaniu charakterystyk lamp wprowadzi jedynie harmoniczne częstotliwości wielkich, które już bez trudności dają się usunąć.

NADAWCZE URZĄDZENIA RADJOKOMUNIKACYJNE.

/ Przykłady. /

NADAJNIK RADJOTELEGRAFICZNY 5 kW^x/

Jest to/rys.1/ nadajnik telegraficzny z generatorem o wzbudzeniu obcem, lampą wzbudzającą, w siatce której odbywa się manipulacja oraz amplifikatorem mocy z obwodem pośrednim. Generator wzbudzający posiada niezależne źródła napięcia anodowego/prostownik/. Niezależność wzbudzania osiągnięta została przez zastosowanie dużej mocy gen. wzbudz., oddzielnego źródła napięcia oraz lampy sprzęgającej z obwodem o zwiększonym tłumieniu.

Nadajnik składa się z 4-ch zespołów szafowych, przetwornic, tablicy rozdzielczej i stołu manipulacyjnego.

Szafa I zawiera jednofazowy dwupołówkowy prostownik generatora wzbudzającego / o mocy ok. 2 kW przy 8 kV / z filtrem.

W szafie II mieści się generator wzbudzający, lampa sprzęgająca oraz urządzenie manipulacyjne.

x/

Min.P.i T. w Gdyni, wykonany przez Państw. Wytw. Łączności.

Przełącznik / niewidoczny na rys. / pozwala na wybór jednej z trzech fal w granicach od 1000 do 000 m. Napięcia wzbudzające w.cz. dają się regulować potencjometrami oporowemi.

Manipulację uskutecznia się przez udzielenie siatce lampy sprzęgającej wysokiego ujemnego potencjału z małego prostownika manipulacyjnego.

Szafa III obejmuje prostownik 3 fazowy dwupołkowy/zasilający amplifikator mocy i lampę sprzęgającą/wraz z filtrem o mocy ok. 12 kW przy 10 kV.

Szafa IV : amplifikator mocy /3 lampy równoległe /, strojony obwód siatki sprzęgacza, obwód pośredni. Przetwornice dostarczają napięcia zarzęcia lamp trójelektrodowych, początkowego napięcia dla siatek oraz napięcia do blokady.

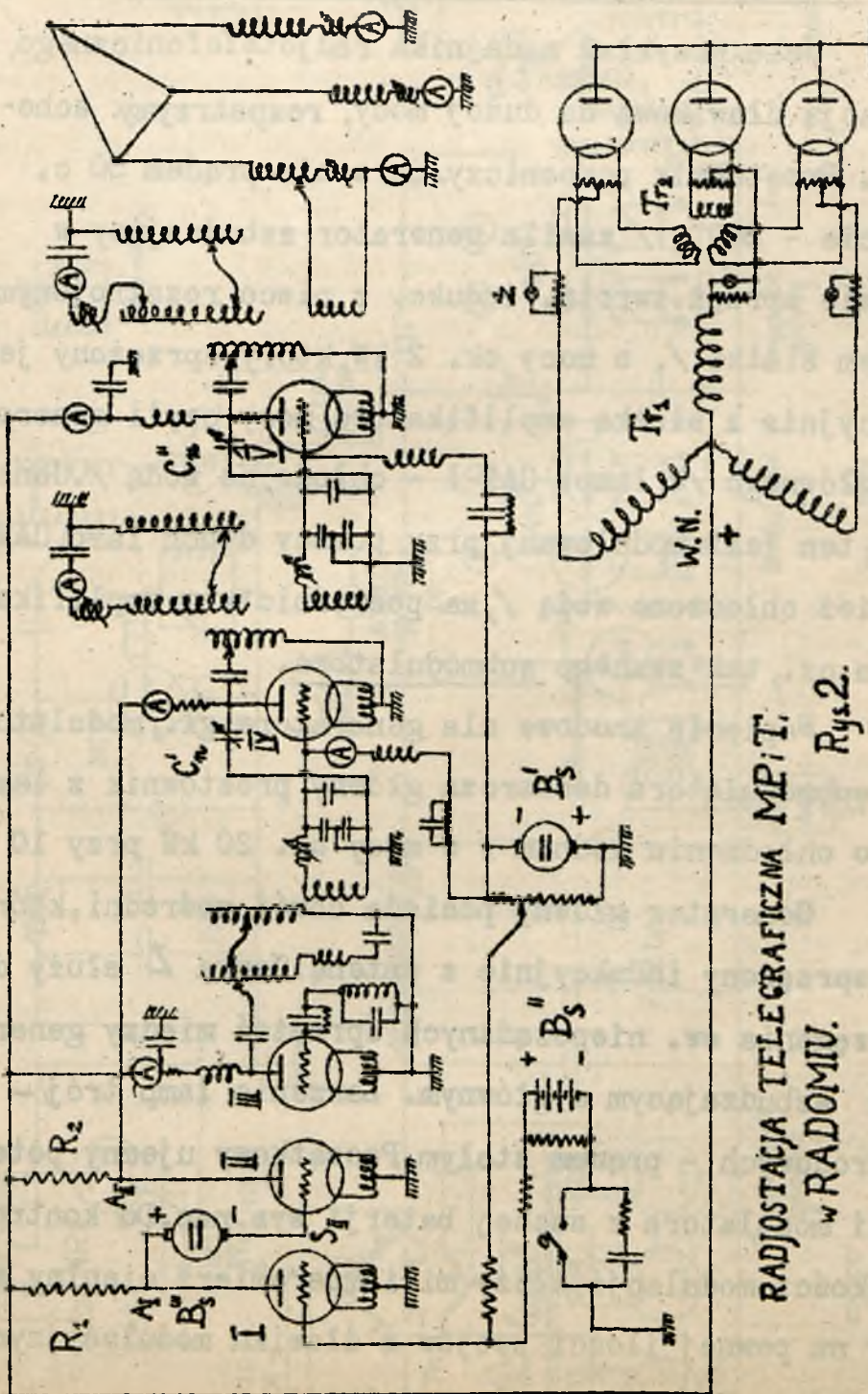
Tablica rozdzielcza zawiera przyrządy miernicze wyłączniki i regulatory, stół manipulacyjny, przekaznik telegraficzny wejścia linii i t.p. Antena jest kształtu T zawieszona na dwóch masztach; ziemia pod anteną zmetalizowana, z kilkoma odprowadzeniami . Wysokość masztów ok. 70 m , prąd w antenie rzędu 30 A ., częstotliwość normalnej pracy ok. 94 kc.

NADAJNIK RADJOTELEGRAFICZNY 30 kW ^{x/}

Schemat teoretyczny tego nadajnika przedstawia rys. 2. Jest to generator o wzbudzeniu obcem /lampa III / i dwoma stopniami amplifikacji mocy /lampa IV i V /, neutralizowanymi pojemnościowo, obwodem pośrednim, z którym sprzężony jest zasilacz anteny trzykrotnie uziemionej.

Manipulacja skutecznia się za pośrednictwem lampy I przy pomocy urządzenia pochłaniającego /lampa II z oporem R_2 / w ten sposób, iż przy nienaciśniętym kluczu siatka I otrzymuje potencjał ujemny z B'_s , jej prąd anodowy jest zero, potencjał punktów A_I i S_{II} wysoki, a więc prąd anod. lampy II duży - a co za tem idzie - napięcie anodowe I-stopnia amplifikatora mocy, czerpane z punktu A_{II} - niskie. W tych warunkach amplifikator ten nie wzbudza stopnia następnego, a wynikające stąd obciążenie źródła kompensuje się obciążeniem, wywołanem przez prąd pochłaniacza.

Wspólnem źródłem napięć anodowych jest prostownik 3-fazowy, jednopółkownikowy, dostarczający ok. 50 kW przy 10 kV. Żarzenie lamp - prądem zmiennym 50 c. Chłodzenie większych lamp prostownikowych - wodne. Zakres fal : 3000 ÷ 6000 m.



RADJOSTACJA TELEGRAFICZNA MP.T.
w RADOMIU.
Rys.2.

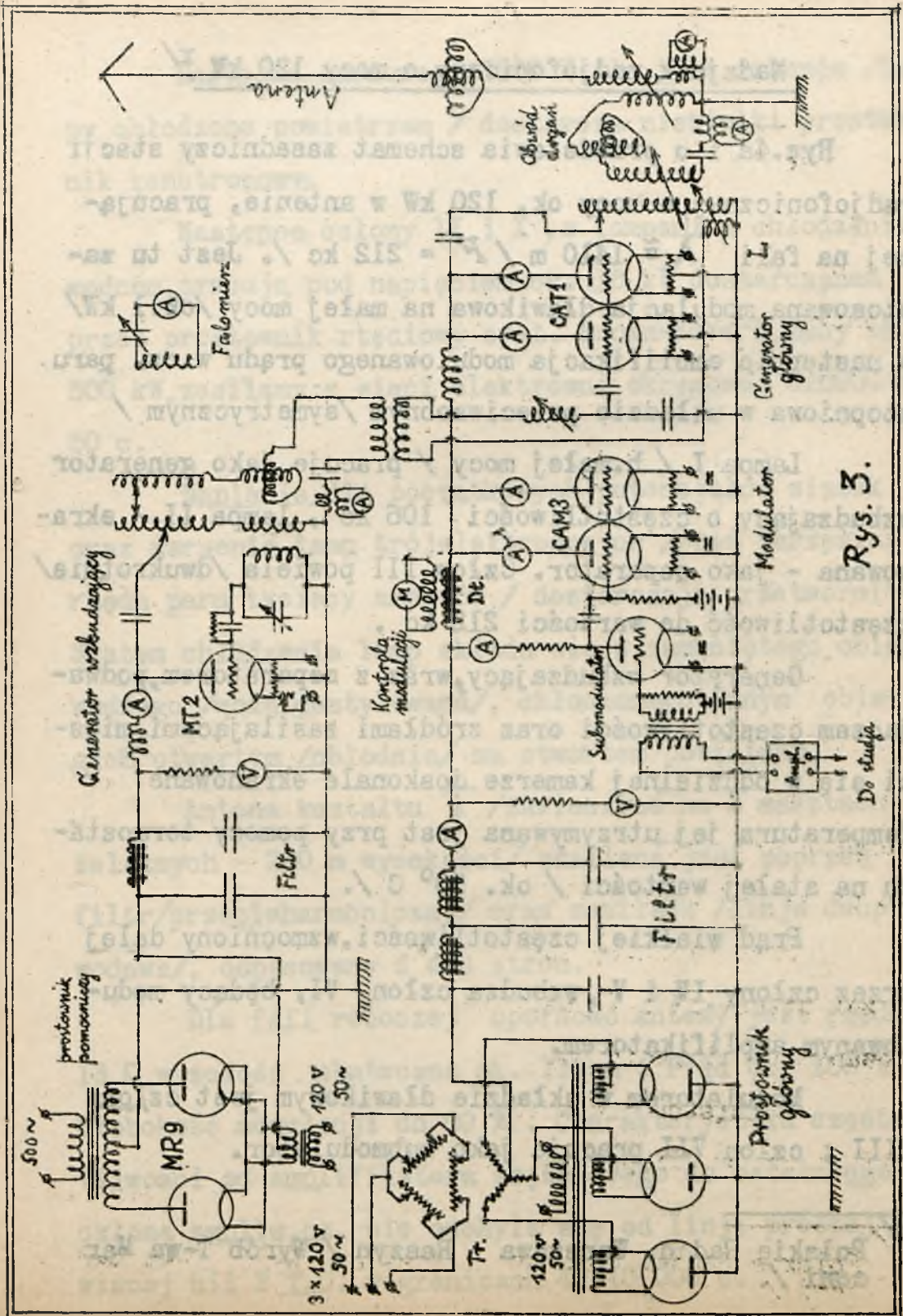
Nadajnik radjofoniczny o mocy 10 kW^{x/}

Jako przykład nadajnika radjotelefonicznego, z modulacją dławikową na dużej mocy, rozpatrzmy schemat 3. Prostownik pomocniczy/żarzenie-prądem 50 c, napięcie - 500 c / zasila generator wzbudzający w układzie sprzęż.zwrotn. induk. z nieco rozstrojonym obwodem siatki /, o mocy ok. 2 kW, który sprzężony jest indukcyjnie z siatką amplifikatora mocy, czyli generatora głównego /2 lampy CAT 1 - chłodzone wodą /. Generator ten jest modulowany przy pomocy dwóch lamp CAM 3 /również chłodzone wodą /, za pośrednictwem amplifikatora m.cz., tak zwanego submodulatora.

Napięcie anodowe dla generatora, gł., modulatora i submodulatora dostarcza główny prostownik z lampami o chłodzeniu wodnym, o mocy ok. 20 kW przy 10 kV.

Generator główny posiada obwód pośredni, który jest sprzężony indukcyjnie z anteną. Cewka L służy do odsprzegania ew. niepożądanych sprzężeń między generatorem wzbudzającym a głównym. Żarzenie lamp trój-elektrodowych - prądem stałym. Początkowy ujemny potenc. siatki modulatora z suchej baterji wys.nap. Do kontroli głębokości modulacji służy miliamperomierz cieplny, włączony na pewnej ilości zwojów w dławiku modulacyjnym, wycechowany w % głębokości modulacji.

^{x/} Dawny nadajnik Warszawski "Polsk.Radja" (T-wa Marconi).



Rys. 3.

Nadajnik radjofoniczny o mocy 120 kW^{x/}

Rys.4a i o przedstawia schemat zasadniczy stacji radjofonicznej, o mocy ok. 120 kW w antenie, pracującej na fali $\lambda \approx 1410 \text{ m} / F = 212 \text{ kc} /$. Jest tu zastosowana modulacja dławikowa na małej mocy /ok.1 kW/ a następnie amplifikacja modulowanego prądu w.cz. parustopniowa w układzie przeciwsobnym /symetrycznym /

Lampa I / b.małej mocy / pracuje jako generator wzbudzający o częstotliwości 106 kc , lampa II - ekranowana - jako separator. Człon III powiela /dwukrotnie/ częstotliwość do wartości 212 kc .

Generator wzbudzający, wraz z separatorem, podwajaczem częstotliwości oraz źródłami zasilającymi, mieści się w oddzielnej kamerze doskonale ekranowanej. Temperatura jej utrzymywana jest przy pomocy termostatu na stałej wartości / ok. 50° C /.

Prąd wielkiej częstotliwości, wzmocniony dalej przez człon IV i V, wzbudza człon VI, będący modulowanym amplifikatorem.

Modulatorem w układzie dławikowym jest człon VIII ; człon VII pracuje jako submodulator.

Napięcia anodowego 3000 V dla tych członów /lampy chłodzone powietrzem / dostarcza niewielki prostownik kenotronowy.

Następne człony IX i X, z lampami z chłodzeniem wodnym, pracują pod napięciem ok. 15 kV, dostarczanym przez prostownik rtęciowy syst. Brown-Boveri, mocy ok. 500 kW, zasilany z sieci elektrowni okręgowej 3x5000 V. 50 c.

Napięcie dla początkowych potencjałów siatek oraz żarzenie lamp trójelektrodowych /prąd żarzenia: rzędu paru tysięcy amperów / dostarczają przetwornice. System chłodzenia lamp składa się z zamkniętego obiegu wodnego /woda destylowana/, chłodzonego innym obiegiem otwartym /chłodnia/ na otwartym powietrzu.

Antena kształtu T /zawieszona na 2 masztach żelaznych - 200 m wysokości/ zasilana jest poprzez filtr/przejęwharmoniczny/ oraz zasilacz /linja dwuprzewodowa/, dopasowany z obu stron.

Dla fali roboczej oporność anteny jest rzędu 13 Ω , wysokość skuteczna ok. 110 m. Prąd ok. 100 A. Głębokość modulacji do 80 %. Charakterystyka czestotliwości od amplitifikatora wejściowego do ostatniego człona ampl.w.cz. nie odchyła się od linii prostej więcej niż 2 T.U. w granicach 40÷10 000 c.

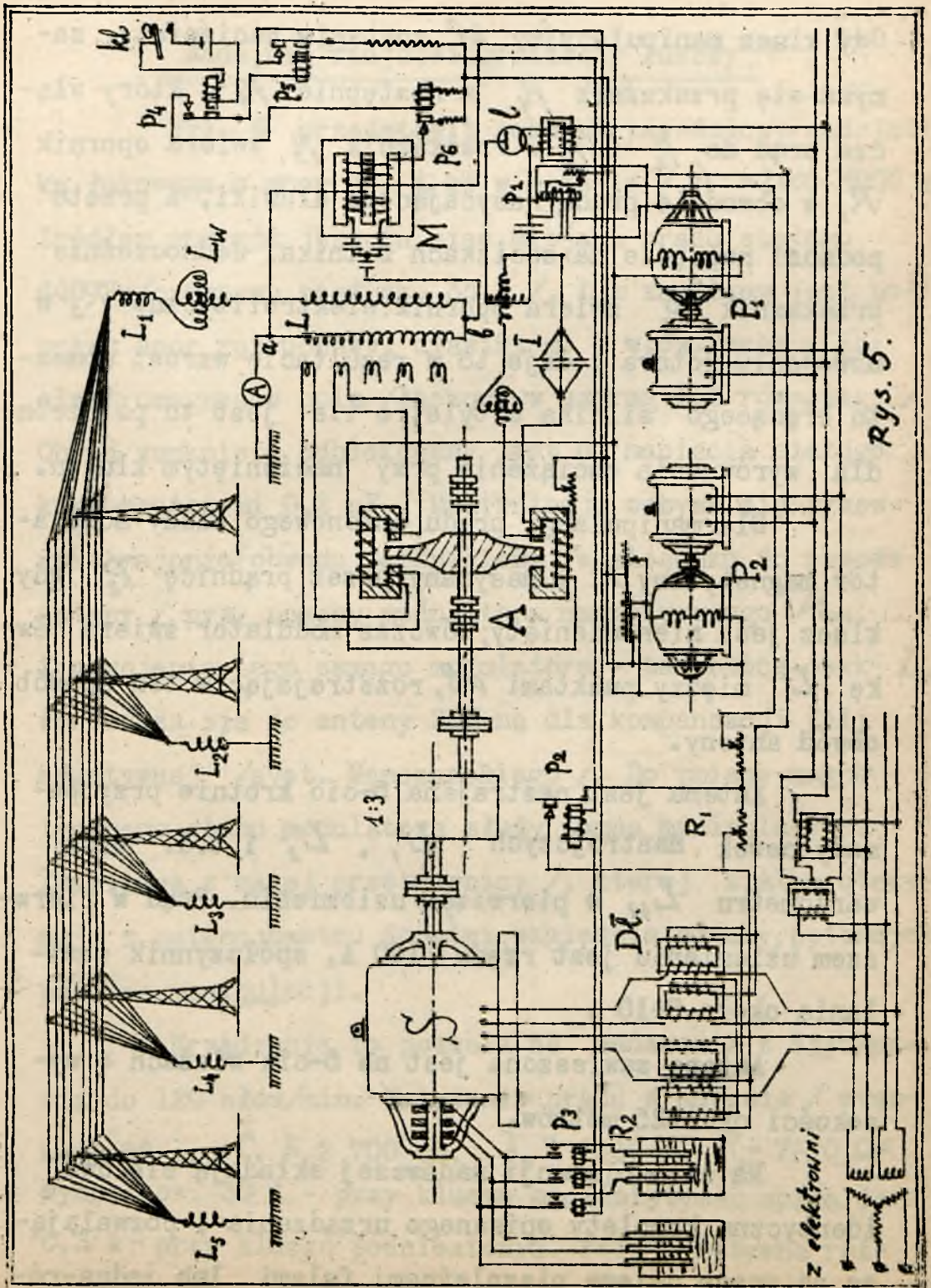
Nadajnik maszynowy 200 kW ^{x/}

Na rys. 5 widzimy schemat zasadniczy nadajnika maszynowego z alternatorem w.cz. Alexanderson'a i anteną wielokrotnie nastrajaną.

W uzupełnieniu opisu w rozdziale VI.c. str.5 i nast. mamy tu w obwodzie statora /dwufazowego/silnika S dławiki D , nasycane magnetycznie przez prądnicę prądu stałego P_1 . Jego wzbudzenie jest znów zasilane z prądnicy prądu stałego P_2 przez przekaźnik ρ , na który działa wyprostowany przez lampę dwuelektrodową L /prostownik tungarowy /prąd z obwodu rezonansowego I regulatora obrotów. Gdy obroty alternatora wzrosną, wzrośnie prąd w obwodzie I , następuje przerwa w przekaźniku ρ , napięcie P_1 maleje, nasycenie dławików słabnie, oporność pozorna ich rośnie, a przeto moment silnika S spada, przez co obniżają się jego obroty.

Dla kompensowania zmian obciążeń silnika, spowodowanych manipulacją, służą przekaźniki ρ_2 oraz ρ_3 .

^{x/} M.P. i T., Transatlantycka Centrala Radjotelegraficzna / wyk. przez Radio Corporation of America/.



Rys. 5.

z elektronni

Gdy klucz manipulacyjny kl zostanie naciśnięty, zamyka się przekaźnik P_4 a następnie P_3 , który włącza prąd do P_2 i P_3 . Przekaźnik P_2 zwiera opornik R_1 w obwodzie prądu nasycającego dławiki, a przeto podnosi napięcie na zaciskach silnika. Jednocześnie przekaźnik P_3 zwiera opornik: elektrolityczny R_2 w uzwojeniu rotora; daje to w rezultacie wzrost momentu kręcącego silnika o tyle, o ile jest to potrzebne dla wyrównania obciążenia przy naciśniętym kluczu.

Dla manipulacji prądu antenowego służy modulator magnetyczny M , nasycany przez prądnicę D_2 gdy klucz jest nienaciśnięty; wówczas modulator zwiera cewkę L między punktami $a\beta$, rozstrajając w ten sposób obwód anteny.

Antena jest nastrojana 5-cio krotnie przy pomocy cewek nastrojczych L_1 , L_2 i t.d. oraz warjometru L_w w pierwszym uziemieniu. Prąd w pierwszym uziemieniu jest rzędu 100 A, współczynnik zasilania około 8:10.

Antena zawieszona jest na 5-ciu wieżach o wysokości ok. 125 metrów.

Na całość stacji nadawczej składają się dwa identyczne komplety opisanego urządzenia, pozwalające na pracę dwiema niezależnymi falami lub jedną-równolegle.

Nadajnik radjotelegraficzny łukowy. X/

Rys. 6 przedstawia schemat zasadniczy nadajnika łukowego o mocy ok. 4 kW w antenie / $\lambda = 2000-6000$ m /
 Źródłem energii jest tu sieć miejska prądu stałego 440 V / czerpany prąd ok. 35 A /. Łuk zasilany jest poprzez opór rozruchowy, dławiki m. i w.cz. oraz cewki elektromagnesów pola /łączone w szereg lub równoległe/
 Obwód zamknięty odblokowany jest od napięcia stałego kondensatorami 0,2 μ F . Manipulacja odbywa się przez rozstrajanie obwodu zamkniętego /w stosunku do obwodu anteny / przy pomocy modulatora magnetycznego M_m .
 Z uzwojenia tego samego modulatora - za pomocą cewki L_K wprowadza się do anteny SEM-ną dla kompensacji fali negatywnej /syst. Manczarskiego /. Do zmiany magnetycznego stanu modulatora służy lampa manipulacyjna /zasilana z małej przetwornicy /, której siatka otrzymuje z potencjometru dodatni, względnie ujemny, potencjał podczas manipulacji.

Urządzenie to pozwala na nadawanie z szybkością do 120 słów/min. Natężenie prądu w antenie / wysokość 80 m. $C_s \approx 2700$ cm, $\lambda_0 = 1000$ m, $R_A = 7-10 \Omega$ wynosi ok. 30 A - przy kluczu naciśniętym-i spada do 0,3 A - przy kluczu podniesionym. Fala pozytywna różni się od fali negatywnej o 3 kc.

OBWODY WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI.WSTĘP.

Rozprowadzanie prądów w.c.z.
Rozprowadzanie prądów w.c.z. w obrębie aparatury nadawczej lub odbiorczej uskutecznia się przy pomocy obwodów elektrycznych dwojakiego rodzaju: nastrajanych i nienastrajanych.

Obwody nastrajane zazwyczaj bywają dostrajane do rezonansu z SEM-ną w nich działającą, bądź jako obwody poszczególne każdy z osobna, bądź też tworzą zespół obwodów, który dopiero jako całość, często nawet łącznie z obwodami nienastrajalnemi, posiada własności układu dostrojonego.

Każdy obwód składa się naogół z indukcyjności, pojemności i nieodłącznej oporności.

W zależności od rozmieszczenia tych elementów w obwodzie, rozróżniamy obwody o stałych skupionych i rozłożonych. O idealnem skupieniu stałych nie może być w rzeczywistości mowy; może być jedynie większe lub mniejsze zbliżenie się do tego przypadku idealnego.

Indukcyjność obwodu skupia się głównie w cewkach i warjometrach, pojemność - głównie w kondensatorach. Przewody połączeniowe wykazują tak włas-

ności pojemności, jak i indukcyjności, zależnie od swych wymiarów, rozmieszczenia oraz częstotliwości prądów. Co się tyczy oporności - własności jej występują w różnych miejscach obwodu mniej lub więcej równomiernie i również zależą one w znacznym stopniu od częstotliwości.

Ten wpływ częstotliwości na własności obwodów daje się szczególnie wybitnie zauważyć w konstrukcji obwodów przy przejściu od fal średnich do fal krótkich i b. krótkich, t.j. od częstotliwości wielkich i bardzo wielkich.

E l e m e n t y o b w o d u w. c z. Elementami obwodów w.cz. będziemy nazywać te części, które są niezbędne dla utworzenia tych obwodów, a więc cewki, warjometry, kondensatory, przewody połączeniowe, izolatory, przełączniki, oporniki i ew. inne przyrządy, wchodzące w skład obwodu.

Obwody w.cz. winny odpowiadać dwom następującym warunkom technicznym :

1. powinny zadowolić stawiane wymagania co do swej charakterystyki częstotliwości oraz dopasowania do urządzenia,

2. straty występujące w nich winny być jaknajmniejsze,

Oczywiście koszt obwodu winien być przytem możliwie niski.

Co się tyczy pierwszego warunku, to pod charakterystyką częstotliwości - w odniesieniu do wymagań urządzenia - należy rozumieć dane elektryczne obwodu dla pewnego zakresu częstotliwości. Dane te mogą być stałe - dla jednej częstotliwości, lub też zmieniane-dla pewnego zakresu - w sposób ciągły lub skokami..

Zmiana charakterystyk obwodu uskutecznia się przy pomocy zmiennych indukcyjności lub pojemności skokami przez odgałęzienia /za pośrednictwem przełącznika /pewnej ilości zwojów cewki lub włączenie większej lub mniejszej ilości kondensatorów o stałej pojemności i przy pomocy zmiennych w sposób ciągły indukcyjności/warjometrów lub pojemności/kondensatorów zmiennych /.

Warunek drugi, dotyczący strat w obwodach, wiąże się z zagadnieniami kosztów budowy obwodu : z wyborem wymiarów i rodzajów przewodów oraz stosunku pojemności do indukcyjności, konstrukcją cewek i kondensatorów .

Decyduje tu kompromis, dający rozwiązanie w danych warunkach najkorzystniejsze.

OPORNOŚĆ.

Na oporność obwodu w.c.z. składają się oporności użyteczne i nieużyteczne. Opornościami użytecznymi nazywać będziemy oporności, odpowiadające oporności odbiornika energii, opornościami nieużytecznymi - oporności, równoważne stratom w obwodzie i otoczeniu.

W urządzeniach nadawczych opornościami użytecznymi są np. oporność promieniowania anteny, oporność wejściowa siatki, odpowiadająca mocy wzbudzenia i t.d.; w urządzeniach odbiorczych - równoważna oporność detektora, lampy wzbudzającej i t.d.

Oporności strat rozłożone są wzdłuż całego obwodu. Rozkład ich i wielkość zależą od częstotliwości, nierzadko i od amplitudy, jak również od warunków otaczających.

Straty te składają się ze strat przewodzenia, występujących we właściwym przewodniku jako ciepło Joule'a, oraz strat, występujących w masach metalowych, znajdujących się w zmiennym polu przewodnika, jako prądy wirowe. Wreszcie mogą tu dojść straty w niedoskonałym dielektryku, znajdującym się w polu elektrycznym przewodnika.

Oporność przewodników.

Wobec wybitnego występowania działania indukcji przy prądach w.cz., należy się liczyć nie tylko z SEM-nemi celowo przykładanymi do obwodu, lecz również z działaniem SEM-nych, występujących przypadkowo wewnątrz przekroju samego przewodu, niosącego prąd w.cz. Te SEM-ne wywołane są przez pole magnetyczne tego samego prądu lub też prądu w innej części obwodu. Powodują one nierównomierny rozkład prądu, a mianowicie "napór" na linie prądu, skierowany ku powierzchni przewodu, co w rezultacie odbija się na wzroście oporności przewodu dla prądu w.cz. Jest to t.zw. zjawisko naskórkowości. Wzrost oporności jest tu zależny od częstotliwości prądu, od kształtu i rodzaju przewodów oraz od ew. przebiegu pól magnetycznych zewnętrznych.

Zazwyczaj ten wzrost oporności wyraża się stosunkiem oporności R_e przy częstotliwości f , do oporności R_0 dla prądu stałego:

$$m = \frac{R_f}{R_0} \quad /1/$$

Przy obliczaniu oporności w.cz. występuje współczynnik charakterystyczny

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\pi f}{\rho}} \quad , \quad /2/$$

będący miarą przenikania zaburzenia magnetycznego w głąb przewodnika. Tutaj oznacza :

μ - przenikliwość magnetyczną materiałów przewodnika,

ρ - oporność właściwą w mikroohmach i cm.

f - częstotliwość prądu.

Przewodniki proste.

a/ o przekroju kołowym. Dla znalezienia współczynnika m przy częstotliwości f dla przewodnika przekroju kołowego o średnicy



Rys. 1.

d (cm) obliczamy

$$x = \pi \cdot d \cdot \sqrt{\frac{2 \mu f}{\rho}} \cdot \sqrt{\frac{1}{1000}} \quad /3/$$

a następnie z tablicy I, podającej zależność

$$m = f(x) \quad /4/$$

znajdujemy szukane m .

Dla miedzi [$\rho = 1,724 (\mu\Omega, \text{cm})$ przy 20°C , $\mu = 1$] /Tablica II/

$$x = 0,107 \cdot d \cdot \sqrt{f} \quad /5/$$

b/ o przekroju pierścieniowym / rura /. Dla rur o cienkich ścianach / $t \ll d$ / obliczamy w ze wzoru

$$w = 1,41 \cdot x \cdot t \quad /6/$$

T A B L I C A I.

$\chi =$	0	0,5	1,0	1,5	2	3	4	5
$m =$	1,000	1,0003	1,005	1,026	1,078	1,318	1,678	2,043
$\chi =$	6	8	10	15	20	40	60	100
$m =$	2,394	3,094	3,80	5,56	7,33	14,4	21,47	35,61

T A B L I C A II.

Wartości $\chi = 0,01071 \cdot \sqrt{f}$ dla przewodnika
miedzianego o średnicy 0,1 cm ϕ f w kc/

$f =$	0,1	0,5	1	2	5	10	20	kc
$\chi =$	0,107	0,234	0,339	0,479	0,757	1,071	1,514	
$f =$	50	100	200	500	1000	1500	3000	kc
$\chi =$	2,395	3,487	4,79	7,57	10,7	13,1	18,6	

T A B L I C A III.

$w =$	0	0,5	1,0	1,5	2	2,5	3	4
$m =$	1,000	1,006	1,086	1,387	1,898	2,477	3,010	4,0

T A B L I C A IV.

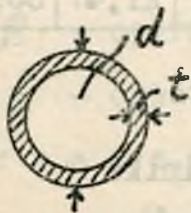
$g/d =$	1,0	1,5	2,0	2,5
$f(g/d) =$	1,6	2,2	4	> 5

a następnie z tablicy III, podającej zależność

$$m = f(w) \quad /7/$$

znajdujemy odpowiednią wartość m .

Dla $w > 4$ można przyjmować $m = w$.



Dla rur o grubszych ścianach należy przyjmować za t wartości mniejsze od rzeczywistych. / Np. przy $\frac{d}{t} = 2 \div 3$

Rys.2. przyjmować $\frac{2}{3} t$.

O b c i ą ż e n i e p r z e w o d n i k a. Ponieważ dla prądów w.cz. główną rolę odgrywa przy przewodzeniu powierzchnia przewodnika, przeto miarodajnym dla obciążenia przewodu prądem jest obwód przekroju.

Oznaczając długość obwodu tego przez $S(\text{mm.})$, częstotliwość prądu przez f /c/, otrzymujemy wzór praktyczny na natężenie prądu korzystne dla danego przewodnika.

$$I \cong \frac{400 \cdot S}{\sqrt{f}} \quad (\text{Amp.}) \quad /8/$$

W y b ó r p r z e w o d n i k ó w. Dyskusja samego zjawiska naskórkowości, jak również odpowiednich wzorów, prowadzi do szeregu wniosków, mających znaczenie przy racjonalnej budowie obwodów w.cz pod wzglę-

dem wyboru rodzaju materiałów oraz kształtu przewodnika.

Dla uzyskania małej oporności wskazane jest stosowanie materiału o małej przenikliwości magnetycznej, a więc metali niemagnetycznych oraz przewodników o dużym obwodzie powierzchni przekroju.

Częstokroć przeto stosuje się miedziane przewody rurowe o cienkich ścianach, o ile możliwości posrebrzanych, bowiem główny udział w przewodzeniu bierze zewnętrzna warstwa przewodnika. Ta właściwość wykorzystuje się przy budowie sieci antenowych, gdzie stosuje się często liny o dużej wytrzymałości mechanicznej /np. stalowe /, pokryte galwanicznie cienką warstwą metalu o dobrej przewodności / miedź /.

Dalsze zmniejszenie naskórkowości uzyskuje się przez stosowanie t.zw. plecionek / n . Litze /, t.j. przewodów utworzonych przez złożenie większej ilości drutów, izolowanych odpowiednio, splecionych w ten sposób, że wszystkie żyły są równouprawnione pod względem zajmowania położeń w przekroju plecionki na pewnej jej długości, t.zn., iż wszystkie żyły w jednakowym stopniu wchodzi w skład warstwy zewnętrznej plecionki. Taka plecionka wykazuje istotne zalety w stosunku do przewodów o jednolitym przekroju, pod

warunkiem, że poszczególne żyły nie są poprzerywane. Stosowanie plecionki musi być jednak przeprowadzone w sposób dość oględny, bowiem okazuje się, że w pewnych warunkach, w razie nieracjonalnej jej budowy, jak również powyżej pewnej częstotliwości, zamiast zmniejszenia oporności może nastąpić zwiększenie. Zjawisko to wywołane bywa prądami pojemnościowymi między poszczególnymi żyłami plecionki.

W pewnych przypadkach natomiast, gdy nie chodzi o bezwzględną wartość oporności, lecz o mały wpływ częstotliwości na oporność, poleca się stosować materiały o dużej oporności właściwej / np. oporniki do celów pomiarowych /. Przydatną do zorientowania się może być poniższa tabliczka / w/g Austina /, podająca dla drutu manganinowego średnicę maksymalną oraz obciążenie prądem przy czem podana średnica jest tak dobrana, że $m \leq 1,01$.

λ =	100	300	600	1000	2000	3000	m
f =	3000	1000	500	300	150	100	kc
d_{max} =	0,29	0,50	0,75	0,99	1,38	1,62	mm
I_{max} =	3,5	5,5	8,0	11,5	17	24	A

Oporność cewek.

Każde zakrzywienie lub załamanie przewod-

nika powoduje wzrost jego oporności wskutek przesuwania się linii prądu w przekroju przewodnika; jest to spowodowane wzrostem natężenia pola magnetycznego w części, objętej przez zakrzywienie przewodnika.

W dalszym ciągu, przy skręcaniu przewodnika w postaci cewki, występuje działanie pola magnetycznego, wytworzonego przez jeden zwoj na prąd w sąsiednim zwoju lub w innej części tego samego zwoju.

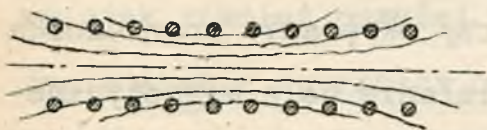
Wzbudzone w ten sposób SEM-ne w przekroju przewodnika powodują straty na prądy wirowe, zwiększające w rezultacie oporność skręconego w cewkę przewodnika.

Ponadto, jeśli skręcenie przewodnika w cewkę powoduje wzrost pojemności między poszczególnymi jego odcinkami, otrzymujemy wywołany przez to dodatkowy wzrost oporności.

Wpływ krzywizny przewodnika na wzrost oporności jest tem większy, im większy jest stosunek średnicy przewodnika do średnicy cewki. Należy przeto unikać zbyt dużych krzywizn, a więc cewek o małej średnicy z grubego przewodnika.

Straty na prądy wirowe w przekroju przewodnika są tem większe, im większy jest ten przekrój /im grubszy przewodnik /, im gęściej jest nawi-

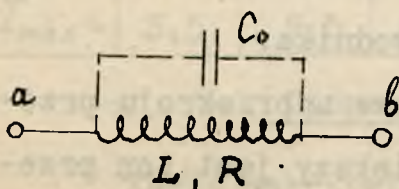
nięta cewka oraz im więcej linii sił przecina przewodnik /szczególnie niekorzystne pod tym względem są skrajne zwoje cewek długich / rys.3 /. Należy zatem



Rys. 3.

uniknąć zbyt gęstych nawinięć oraz zbyt dużych pełnych przekrojów przewodnika / stosować plecionki /. Wynika stąd, iż należy się spodziewać, że dla danego skoku uzwojenia i dla danej częstotliwości powinna istnieć pewna najkorzystniejsza średnica pełnego przekroju, przy której oporność cewki będzie najmniejsza. Istotnie, dla średnic mniejszych przeważać będą straty na nasórkowość, dla większych - na prądy wirowe.

Wreszcie, o ile chodzi o pojemność własną uzwojenia, wynikające stąd straty spowodowane są tworzeniem się obwodu /ów/ rezonansowego/ych/ wewnątrz cewki. W miarę tego, jak częstotliwość prądów zbliża się do własnej częstotliwości cewki, utworzony obwód $L\text{ }C\text{ }R$ / rys. 4 / zbliża się do rezonansu prądów,



Rys. 4.

wskutek czego rzeczywista oporność między α i β , uzyskując przy samym rezonansie wartość

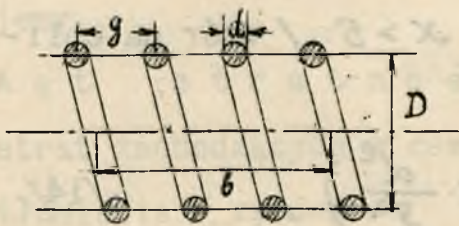
$$\gamma = \frac{L}{RC_0}$$

Tego rodzaju wzrost oporności rzeczywistej może być jeszcze spotęgowany na skutek ew. strat w dielektrykach izolacji uzwojenia oraz szkieletu, na którym nawinięte jest uzwojenie.

Wynika stąd wnioski o celowości stosowania nawinięć mało pojemnościowych / t.zw. cewki bezpojemnościowe o najrozmaitszych rodzajach uzwojeń: komórkowych, koszykowych, graniastych i t.d.

Dla obliczenia cewek prostszych stosuje się szereg wzorów. Godne polecenia są wzory podane przez Butterworth'a.

a. Cewka jednowarstwowa cylindryczna krótka bez strat



Rys. 5.

w pojemności / rys. 5/.

- g - skok uzwojenia,
- d - średnica przewodnika,
- D - średnica cewki,
- l - długość cewki

$$\frac{l}{D} < 1$$

$$m = 1 + F + \alpha \cdot G \cdot \frac{d^2}{g^2} \quad /9/$$

Dla luźnego nawinięcia

$$\alpha = 3,3 + 2 \cdot \frac{l}{D} \quad /10/$$

F i G są to funkcje wyrażenia charakterystycznego

$$x = \pi \cdot d \sqrt{\frac{2f}{\rho}} \quad , \quad /11/$$

które dla miedzi przybiera wartość

$$x = 0,107 \cdot d \sqrt{f} \quad /12/$$

Funkcje F' i G oblicza się ze wzorów :

$$1 + F' = 1 + \frac{x^4}{192} \quad \text{dla } x < 2$$

$$1 + F' = \frac{x\sqrt{2} + 1}{4} \quad \text{dla } x > 5$$

$$G = \frac{x^4}{64} \quad \text{dla } x < 1$$

$$G = \frac{x\sqrt{2} - 1}{4} \quad \text{dla } x > 1$$

Dla wyższych częstotliwości / $x > 5$ / wzór na obliczenie m można uprościć :

$$m = \frac{x\sqrt{2}}{4} \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot \frac{d^2}{g^2} \right) \quad /14/$$

Dla miedzi

$$m = 0,03 \cdot d \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot \frac{d^2}{g^2} \right) \sqrt{f} \quad /15/$$

Ponieważ

$$m = \frac{R_f}{R_0} \quad /16/$$

zaś R_0 proporcjonalne jest do $\frac{1}{d^2}$, przeto R_f jest proporcjonalne do wyrażenia

$$\left(\frac{1}{d} + \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot \frac{d}{g^2} \right).$$

To ostatnie wyrażenie osiąga minimum dla

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot \frac{d}{g^2}$$

Stąd wynika najkorzystniejszy stosunek skoku uzwojenia do średnicy przewodnika :

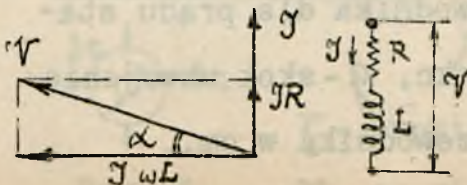
$$\frac{g}{d} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \alpha} \quad /17/$$

b. Cewka wielowarstwowa. Dla cewek wielowarstwowych istnieją wzory bardziej złożone, których tu nie podajemy.

Kąt stratności cewek. Miarą strat zachodzących w cewce jest jej dekrement log. tłumienia / rys. 6 /

$$\mathcal{V} = \pi \cdot \frac{R}{\omega L} = \pi \cdot \delta = \pi \cdot \operatorname{tg} \alpha \cong \pi \cdot \operatorname{md}$$

\mathcal{V} zawiera się w granicach : od 0,002 do 0,01 dla



Rys. 6.

b. dobrych cewek/nadawczych/ i od 0,02 do 0,08 dla gorszych cewek /odbiorczych/.

Najkorzystniejsze wymiary cewek.

Najkorzystniejsze wymiary cewek są każdorazowo określone warunkami założenia /częstotliwość, koszt miedzi, objętość cewki, rodzaj przewodnika itd./

Zazwyczaj stosunek średnicy cewki D do długości cewki ℓ zawiera się w granicach dla cewek jednowarstwowych cylindrycznych

$$\frac{D}{\ell} = 2 \div 3 \quad /19/$$

dla cewek jednowarstwowych płaskich

$$D_1 \cong 2 \cdot D_2 \quad /20/$$

Dla cewek wielowarstwowych, najkorzystniej, gdy między wymiarami istnieje związek

$$5 \cdot h + 3 \cdot \ell = D \quad /21/$$

Skok uzwojenia możemy w przybliżeniu określać ze wzoru praktycznego :

$$f\left(\frac{g}{d}\right) = \frac{1}{20} \sqrt{\frac{f}{R_0}} \quad , \quad /22/$$

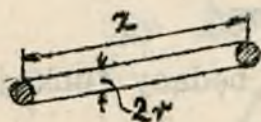
gdzie R_0 - oporność 1m przewodnika dla prądu stałego w omach, f - częstotliwość w kc, g - skok uzwojenia w cm., d - średnica przekroju przewodnika w cm..

Wartości funkcji $f\left(\frac{g}{d}\right)$ podane są w tabl.IV/str.

INDUKCYJNOŚĆ.

Indukcyjność własna. Indukcyjność obwodu koncentruje się głównie w zwojniciach, t.j. cewkach oraz warjometrach. Przewody połączeniowe odgrywają przeto pod tym względem naogół rolę drugorzędną i jedynie dopiero przy b.wielkich częstotliwościach wpływ ich może być uwzględniony. Wzory dla obliczenia indukcyjności / dla wielkiej częstotliwości /:

1. Przewodnik prosty pojedynczy /dla w.cz./.



$$L = 2Z \left[\ln \frac{2Z}{r} - 1 \right] \text{ w cm. } \quad /1/$$

Z - długość w cm., \ln - log. natur.

Rys. 1. r - promień przekroju w cm.

2. Przewodnik prosty podwójny /z powrotnym /



Gdy $r \ll a \ll Z$

$$L = 4 \cdot Z \cdot \ln \frac{a}{r} \quad /2/$$

Rys. 2. a - odległość między przewodnikami

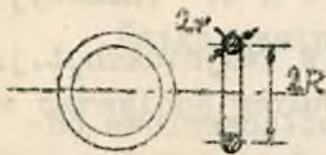
3. Kabel współśrodkowy / "feeder" /



$$L = 2 \cdot Z \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \quad /3/$$

r_1 - promień wewnętrzny,

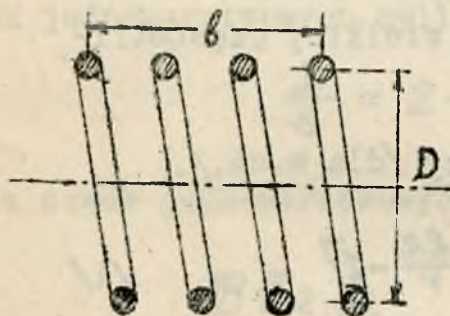
Rys. 3. r_2 - promień zewnętrzny.

4. Przewodnik skręcony kołowo

Rys. 4.

$$L = 4\pi R \left(\ln \frac{R}{r} + 0,08 \right) / 4 /$$

R - promień koła

5. Cewka cylindryczna jednowarstwowa

Rys. 5.

$$L = k_1 \cdot D \cdot n^2 \text{ cm. } / 5 /$$

D - średnica cewki / cm /

n - ilość zwojów

b - długość / cm /

k_1 - współczynnik, będący funkcją $\frac{D}{b}$
wg. tablicy I.

T a b l i c a I

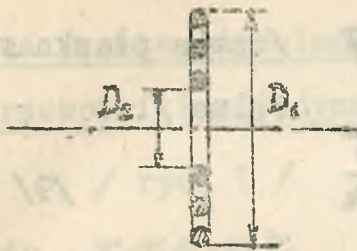
$\frac{D}{b}$	0	0,5	1	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0
k_1	0	4	6,7	8,7	10	11,5	12,5	14,5	16

Dla $\frac{D}{b}$, zawartych między 0,1 a 1,5, można obliczać k_1 ,
ze wzoru: $k_1 = \frac{100}{4 + 11 \cdot \frac{D}{b}}$.

6. Cewka płaska /spiralna/ jednowarstwowa

$$L = k_2 \cdot D_1 \cdot n^2$$

/ 6 /



Rys. 6.

 D_2 - średnica zewnętrzna D_1 - średnica wewnętrzna n - ilość zwojów

$$k_2 = f\left(\frac{D_2}{D_1}\right) \text{ wg. tablicy II.}$$

T a b l i c a II

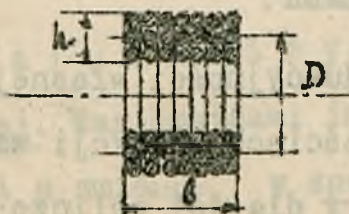
$\frac{D_2}{D_1} =$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$k_2 =$	3,5	4,2	5,2	6,5	8	9,5	11,5	14	17,5	23

7. Cewka cylindryczna jednowarstwowa b. krótkaGdy $D \gg b$ można liczyć wg. wzoru

$$L = 2\pi D n^2 \left(\ln \frac{4D}{b} - \frac{1}{2} \right) \quad /7/$$

8. Cewka cylindryczna jednowarstwowa b. długa.Gdy $D \ll b$ można stosować wzór przybliżony

$$L = \frac{\pi D^2 n^2}{b} \quad /8/$$

9. Cewka wielowarstwowa D - średnia średnica b - długość uzwojenia h - grubość n - ilość zwojów

Rys. 7.

a/. Gdy $2 < \frac{D}{b+h} \leq 6$ i $\frac{h}{b} \geq 7$ /cewka płaska spiralna /.

$$L \approx 7,5 \cdot n^2 \cdot D \cdot \sqrt{\frac{D}{b+h}} \quad /9/$$

b/. Gdy $\frac{D}{b+h} < 2$

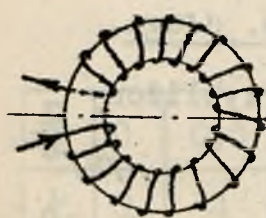
$$L \approx 6,2 \cdot n^2 \cdot D \cdot \sqrt[4]{\left(\frac{D}{b+h}\right)^3} \quad /10/$$

W cewkach wielowarstwowych uzyskuje się minimum długości użytego drutu dla otrzymania żądanego L , gdy $b = h$ oraz $\frac{D}{b} \approx 3 \div 4$.

Wówczas

$$L \approx 10 \cdot n^2 \cdot D \quad /11/$$

10. Cewka toroidalna.



D - średnica koła osi cewki

D_0 - średnica cewki

n - ilość zwojów

$$L = \frac{\pi D^2 n^2}{4D} \approx 0,8 \cdot \frac{D^2 n^2}{D} \quad /12/$$

Rys. 8.

INDUKCYJNOŚĆ WZAJEMNA

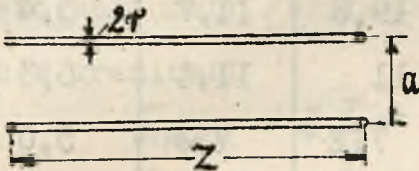
Działanie warjometrów indukcyjności własnej i urojonej opiera się na właściwościach indukcji wzajemnej między przewodnikami. Wzory dla jej obliczenia są następujące :

Dwa proste równoległe
przewodniki pojedyncze

/ rys. 1 /

Gdy $r \ll a \ll z$

$$M = 2 \cdot z \left(\ln \frac{2z}{a} + \frac{a}{z} - 1 \right) \quad /1/$$



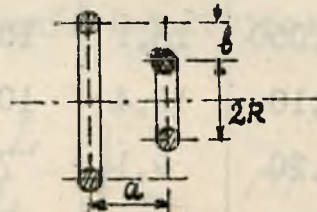
Rys. 1.

Dwa przewodniki kołowe
o wspólnej osi

/ rys. 2 /

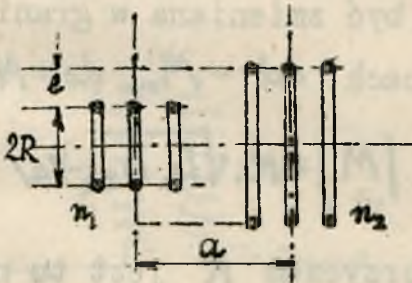
Dla $a \ll R, b \ll R$

$$M = 4\pi R \left(\ln \frac{8R}{\sqrt{a^2 + b^2}} - 2 \right) \quad /2/$$



Rys. 2.

Dwie cewki kołowe o wspólnej osi / rys. 3 /.



Rys. 3.

$$M = R \cdot n_1 \cdot n_2 \cdot k \quad /3/$$

Zależność

$$k = f\left(\frac{a}{R}, \frac{l}{R}\right) \quad /4/$$

podana jest w Tablicy I.

W a r j o m e t r y. - Warjometry indukcyjności własnej. Warjometrami indukcyjności własnej nazywamy cewki o zmiennej w sposób ciągły indukcyjności. Działanie ich opiera się przeważnie na zmianie indukcyjności układu cewek przez zmianę ich indukcyjności wza-

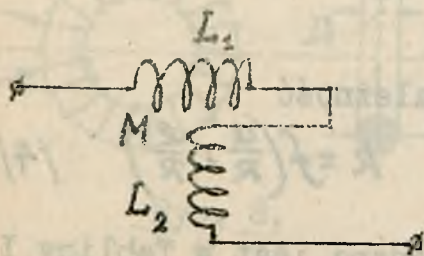
jemnej. Najprostszym warjometrem są dwie cewki szeregowo połączone o indukcyjnościach L_1 i L_2 , rucho-

T A B L I C A I

$\frac{L_2}{L_1}$	0	0,02	0,05	0,1	0,5
0,001	39,6	21,3	16	12,4	5,5
0,010	25,4	20,6	16,9	12,4	5,4
0,050	16,1	15	19,8	11,7	5,4
0,10	12,4	10,9	11	11,1	5,3
0,20	9,1	7	7,2	7,3	5,0
0,50	5,5	2,6	2,6	2,7	4,5

me względem siebie / rys. 4 / . W ten sposób wzajemna ich indukcyjność M może być zmieniana w granicach

od $-M_{\min}$ do $+M_{\max}$



$$|M| = K \cdot \sqrt{L_1 L_2} \quad /4/$$

przyczem K jest tu największą wartością współczynnika sprzężności, ja-

ki może być tu osiągnięty / $K \leq 1$ /. W każdym położeniu cewek indukcyjność wyraża się wzorem:

$$L = L_1 + L_2 \pm 2M$$

/5/

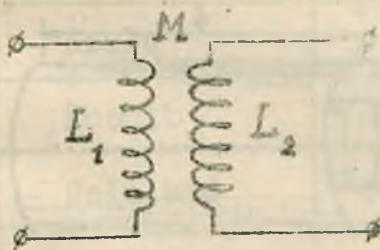
Przy połączeniu równoległym, jeśli, oporności rzeczywiste cewek są do pominięcia, indukcyjność wypadkowa jest x/

$$L = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 + L_2 \pm 2M} \quad /6/$$

Oceniając przeciętnie $K = 0,5$ mamy przy identycznych cewkach warjometru $L_1 = L_2 = L$ $M_{max} = 0,5 \cdot L$, a przeto warjometr /szeregowy /zmienia indukcyjność obwodu w granicach

$$\left. \begin{aligned} L_{max} &= 2L + L = 3L \\ L_{min} &= 2L - L = L \end{aligned} \right\} \quad /7/$$

Warjometry indukcyjności wzajemnej. - W zasadzie przypominają one swą budową warjometry indukcyjności własnej,



Rys. 5.

gdzie - jak poprzednio

z tą różnicą, że każda z cewek należy do innego obwodu /rys.5/ Dla obliczenia służy tu wzór

$$M = K \cdot \sqrt{L_1 L_2} ,$$

$$-1 < K < +1 .$$

x/ Szersze potraktowanie tych spraw jak również innych tutaj pobieżnie tylko poruszonych, znaleźć można w " częściach konstrukcyjnych radjotechniki : kondensatory i zwojnice " - mjr.inż.K.Krulisza./wyd.T-wa Br.Pom.Sł.P.S.B.M.i E.

POJEMNOŚĆ.

Pojemność obwodów koncentruje się w kondensatorach ; mogą być one utworzone przez układy płaskie, czasem cylindryczne.

Wzory do obliczania są następujące /znaczenie odpowiednich wielkości wynika z rysunków: ϵ -stała dielektryczna. S - powierzchnia; wymiary w cm., pojemność w c.g.s. e.s. (cm) /.

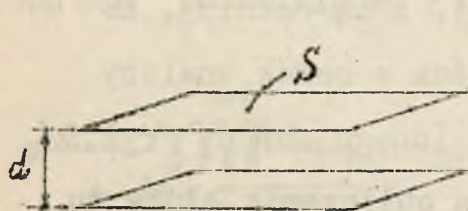
Układ płaski /rys.1/

Układ cylindryczny/rys.2/.

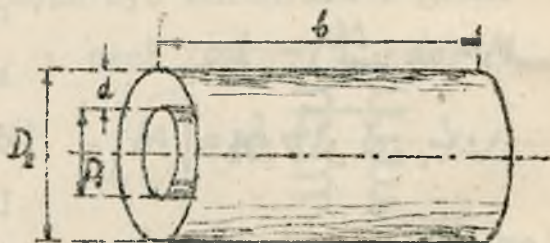
$$C = \frac{\epsilon \cdot S}{4\pi \cdot d}$$

$$C = \frac{\epsilon \cdot S \cdot D}{4 \cdot d}, \text{ gdzie: } 1, 2 /$$

$$D = \frac{D_1 + D_2}{2}; \quad d = \frac{D_2 - D_1}{2}$$



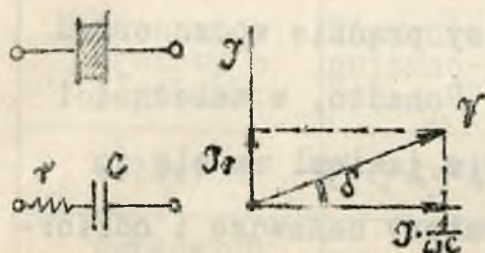
Rys. 1.



Rys. 2.

Przy wielkiej częstotliwości, wskutek tego iż dielektryki nie są idealne, występują w kondensatorach straty / histereza, upływność /, określające się t. zw. kątem stratności δ , t.j. wielkością kąta δ

o jaki różni się od 90° przesunięcie faz między prądem a napięciem w kondensatorze / rys. 3 /.



$$\operatorname{tg} \delta \approx \sin \delta = \frac{r}{\frac{1}{\omega C}} = r \omega C \approx \delta / 3 /$$

W ten sposób kondensator ze stratami zastąpić można kondensatorem C bez strat, z opornością r .

Rys. 5.

Stosowane najczęściej dielektryki wraz z pewnymi ich własnościami elektr. dla w.cz. /ok. 600 kc/ podaje tabl. I.

T A B L I C A I.

Dielektryk	ϵ	δ
Mika	7 ÷ 8	/2÷10/.10 ⁻⁴
Szkło	5 ÷ 9	/4÷130/.10 ⁻⁴
Ebonit	ok. 3	/60 - 80/.10 ⁻⁴
Celuloid	ok. 4	400.10 ⁻⁴
Papier parafinowany	ok. 2	500.10 ⁻⁴
Bakelit	ok. 5	400.10 ⁻⁴
Kwarc	ok. 4.5	0,1.10 ⁻⁴
Olej parafinowy	2 ÷ 2,5	2.10 ⁻⁴

Kondensatory stosowane w radjotechnice podzielić możemy na pracujące przy prądzie w.cz. oraz przy m.cz. lub prądzie stałym. Ponadto, w zależności od wielkości napięć lub prądów, z jakimi ma się do czynienia, różróżniamy kondensatory nadawcze i odbiorcze. Wreszcie dzielimy je na stałe i zmienne.

Zmiennosc pojemności osiąga się, bądź to skokami - przez włączanie większej lub mniejszej ilości kondensatorów o stałej pojemności, bądź w sposób ciągły - przy pomocy kondensatorów o zmiennej pojemności. Te ostatnie działają przeważnie na zasadzie zmiennej powierzchni okładek S , rzadziej - przez zmianę grubości dielektryka d .

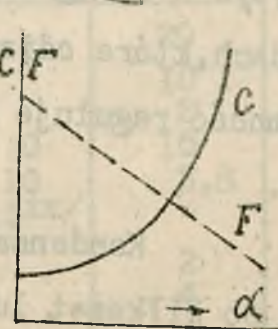
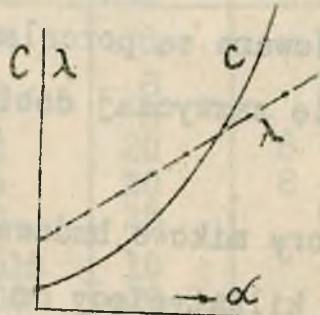
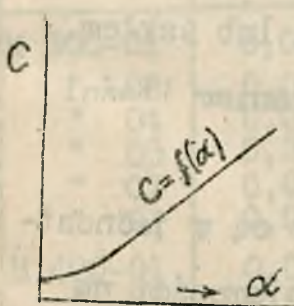
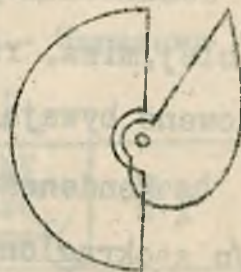
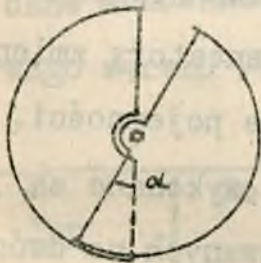
Kondensatory odbiorcze.

W technice odbioru odgrywają największą rolę kondensatory zmienne, zazwyczaj z powietrzem jako dielektrykiem. W zależności od tego jak zmienia się pojemność C w funkcji kąta α układu ruchomego okładek, rozróżniamy kilka typów kondensatorów zmiennych.

Kilka bardziej charakterystycznych typów kondensatorów obrotowych podaje tablica II.

T A B L I C A II.

Kondensator obrotowy o płytkach:	Równanie pojemności:	Równanie długości fali	Równanie częstotl.	Rys.
kołowych	$C = C_0 k, d \neq k, d$	$\lambda \neq \sqrt{\alpha}$	$f \neq \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$	4
nerkowych / "square law"	$C = C_0 + k, d \neq k, d$	$\lambda \neq \alpha$	$f \neq \frac{1}{\alpha}$	5
sierpowych / "straight line"	$C = \frac{k_1}{(d_0 - d)^2}$	$\lambda \neq \frac{1}{(d_0 - d)}$	$f \neq (d_0 - d)$	6



Rys. 4.

Rys. 5.

Rys. 6.

Kąt stratności kondensatorów powietrznych / spowodowany obecnością materiału izolacyjnego oraz

opornością elektryczną doprowadzeń / jest rzędu kilku tysięcznych, co odpowiada szeregowej oporności/dla paruset cm. pojemności/ rzędu oma.

Oprócz kondensatorów o pojemności zmiennej stosuje się kondensatory o pojemności stałej, najczęściej z izolacją mikową/rzadziej celuloidową/, czasem powietrzne ; do blokowania obwodów prądu stałego - z papierową /części lub jednostki μF /.

Kondensatory nadawcze.

Jako kondensatory nadawcze stosuje się z reguły kondensatory z dobrym dielektrykiem /powietrze, olej, mika, rzadziej szkło /. Kondensatory zmienne budowane bywają jedynie na niewielkie pojemności.

Kondensatory stałe, powietrzne wykonane są z płyt/o zakraglonych obrzeżach/, zamocowanych na dwóch układach, które odizolowane są porcelaną lub szkłem. Pojemność reguluje się zazwyczaj dobieraniem ilości płyt.

Kondensatory mikowe budowane są w jednostkach po kilkaset lub kilkadziesiąt cm pojemności, na napięcia kilka tysięcy woltów przy w.cz. / kilkaset kilocykli /

kondensatory olejowe przypominają, wyglądem

zewnątrznym transformatory wys.nap. Składają się one z układu płyt płaskich w baku olejowym ; budowane są na wysokie napięcia, wszelkie częstotliwości i stosunkowo duże pojemności .

Dane elektryczne kondensatorów w.cz. określają się pojemnością, max. napięciem roboczym w.cz. oraz dopuszczalnym natężeniem prądu w.cz. Te dwa ostatnie warunki przesadzają częstotliwość prądu, zgodnie z zależnością: $V = \frac{1}{2\pi f \cdot C} \cdot I$

W tabelicy III. podane są - tytułem przykładu - niektóre dane kondensatorów mikowych /dla obwodów w.cz./krajowego wyrobu /Inż.A.Horkiewicz - AH - Warszawa /.

T A B L I C A III.

Typ	Pojemność F	Napięcie w kV		Prąd w A
		Próbne stałe	Robocze zmienne ^{x/}	
M 300-01	0,010	8	2	20
" 02	0,005	8	2	10
" 04	0,001	8	2	2
" 05	0,002	20	8 - 10	15
" 07	0,005	20	8 - 10	3,8
" 21	0,010	25	0,3 ^{xx/}	-
M 400-01	0,00015	10	-	2
" 05	0,0006	10	-	4
M1100-01	0,000025	10	-	2
" 04	0,0002	10	-	2
M1260-03	0,0003	5	-	1

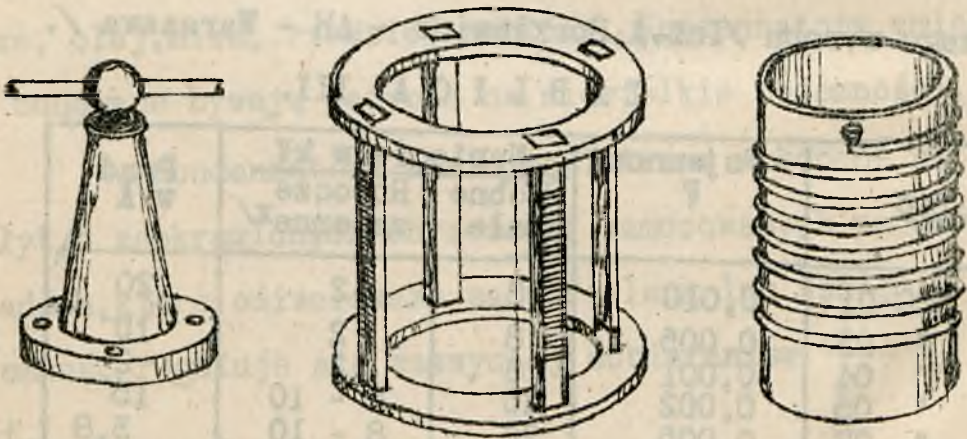
^{x/} e częstotl. 150 kc ; ^{xx/} przy jednoczesnem nap. stałym 10 kV ; Czas próby 1 min.

INNE ELEMENTY OBWODÓW.

I z o l a t o r y . Materiał izolacyjny w obwodach w.cz. sprowadza się głównie do izolatorów podtrzymujących przewody oraz do szkieletów, na których nawinięte są cewki i warjometry. /rys.1 i 2. /

Jako zasadę należy przyjąć, iż ilość tego materiału winna być - o ile możliwości - zredukowana do minimum.

W urządzeniach nadawczych stosuje się przeważnie porcelanę, szkło, suche drzewo nasycone parafiną



Rys. 1 .

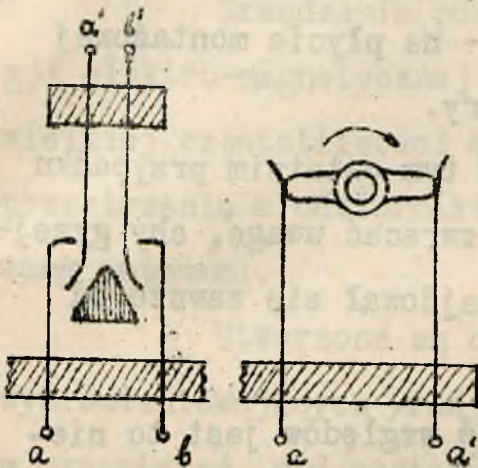
Rys. 2 .

Rys.3.

/to ostatnie jako materiał na szkielety cewek rys.2/
W urządzeniach odbiorczych mamy ebonit, trolit, bakelit, preszpan lub t.p. / rys. 3. /

Przełączniki. Przełączniki, spotykane w obwodach w.cz., służą przeważnie do przestrajania obwodu z jednej częstotliwości na inną lub też do dopasowania obwodów.

W urządzeniach nadawczych pracują one pod wysokim napięciem w.cz., a nierzadko również jedno-



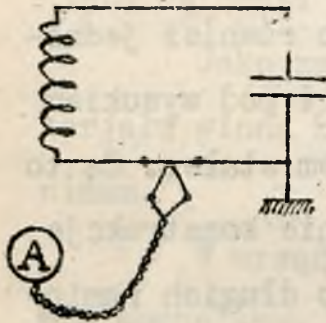
cześnie i pod wysokim napięciem stałym. Są to przeważnie konstrukcje nożowe o długich ramionach.

W urządzeniach odbiorczych wykonywa się je jako przełączniki kontaktowe /np. typu Kellog'a/

Rys. 4.

lub w wykonaniu t.zw. „mało pojemnościowym”, gdzie kontakty, znajdujące się w pewnej odległości, zwierane są przez ruchome izolowane od nich ramię. Przełączniki te winny wprowadzać do obwodu możliwie małą oporność /dobre styki /, zaś przy rozwarciu powinny wносить jak najmniejszą pojemność.

A m p e r o m i e r z e. - Amperomierze w obwodach w.cz. stosuje się dziś przeważnie typu termoelektrycznego /termoamperomierze /, których grzejnik / z termoelementem / znajduje się w obwodzie w.cz., nato-

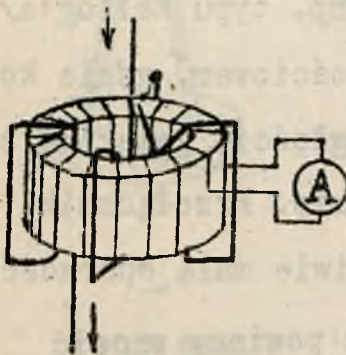


miast sam przyrząd wskaźnikowy /miliamperomierz prądu stałego / - na płycie montażowej aparatury.

W tym ostatnim przypadku należy zwracać uwagę, aby grzejnik znajdował się zawsze od

strony ziemi / rys. 5. /.

W razie, ~~gdy z~~ jakichś względów jest to niewykonalne, można zastosować włączenie amperomierza po-



przez transformator mierniczy w.cz./rys. 6 /. Jest to transformator powietrzny, zazwyczaj z uzwojeniem toroidalnym / w celu uniknięcia niepożądanych sprzężeń / o paru zwojach pierwotn.

Wskazania takiego układu są słuszne tylko dla pewnego zakresu częstotliwości.

A N T E N Y.

PROMIENIOWANIE I ROZCHODZENIE SIĘ FAL.

WSTĘP.

Urządzenia, pośredniczące w wymianie energii elektro-magnetycznej między generatorem prądu wielkiej częstotliwości a przestrzenią lub między przestrzenią a odbiornikiem radjokomunikacyjnym, nazywamy antenami.

Utworzone są one przez układ przewodników wypromieniowujących /radjostacja nadawcza / energję w przestrzeń pod postacią fal elektromagnetycznych, względnie ją pochłaniających /radjostacja odbiorcza/ z przestrzeni.

Rozróżniamy w ten sposób anteny nadawcze i odbiorcze. Istotnej różnicy między nimi niema, bowiem jedne mogą naogół spełniać rolę drugich; różnią się wykonaniem konstrukcyjnem ze względu na wielkość energii oraz odrębność najkorzystniejszych warunków pracy, jakie wchodzi w grę dla obu wypadków. Działanie anten wynika z własności oscylatorów elektrycznych, których są rozwinięciem i zastosowaniem praktycznem.

Różróżniać więc będziemy anteny otwarte, wywodzące się od oscylatora otwartego /linjowego/ oraz anteny zamknięte - wywodzące się od oscylatora zamkniętego /ramy/. Tak jedne jak i drugie mogą promieniować lub pochłaniać energję.

Różnica między obydwojma rodzajami anten polega na kształcie przebiegu wytworzonego pola elektromagnetycznego oraz na zdolności promieniowania lub pochłaniania energji. Antena ramowa może być zawsze zastąpiona przez równoważną kombinację anten otwartych.

Główne zastosowanie jako anteny nadawcze znajdują anteny otwarte, rzadko - ramowe /raczej przy falach krótkich /. Natomiast jako anteny odbiorcze stosuje się w równej prawie mierze tak jedne jak i drugie.

Zagadnienie anten dla celów radjokomunikacji należy uważać wtedy za najkorzystniej rozwiązane, gdy antena nadawcza promieniuje możliwie jak najwięcej energji w żądanym kierunku przestrzeni, zaś antena odbiorcza jak najwięcej jej z żądanego kierunku przestrzeni pochłania.

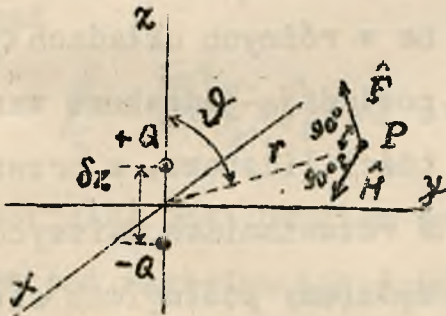
DZIAŁANIE ANTEN NA ODLEGŁOŚĆ.

Antena otwarta.

Natężenie pola e.-m. w punkcie P , leżącym w płaszczyźnie xy w dużej odległości r od oscylatora otwartego linjowego, o momencie elektrycznym

$$\mathcal{P} = Q \cdot \delta z, \quad \text{1/}$$

gdy ładunek Q oscyluje z pulsacją ω na drodze δz w kierunku osi z /rys. 1/, określone jest składowymi elektrycznymi i magnetycznymi o wartościach chwilowych $x/$:



Rys. 1.

$$f(x) = 0$$

$$f(y) = \mathcal{P} \frac{m^2}{r} \sin \chi \cdot \sin \varphi \cdot \cos \vartheta \quad \text{1/}$$

$$f(z) = -\mathcal{P} \frac{m^2}{r} \sin \chi \cdot \sin^2 \vartheta \quad \text{1/}$$

$$h(x) = \mathcal{P} \frac{m^2}{r} \cdot \sin \chi \cdot \sin \vartheta \quad \text{1/}$$

$$h(y) = 0$$

$$h(z) = 0$$

Tutaj

$$m = \frac{\omega}{c}; \quad \chi = mr - \omega t; \quad \text{1/}, \text{1/}$$

zaś u - szybkość rozchodzenia się fal,

t - moment czasu, w którym rozpatruje się pole,

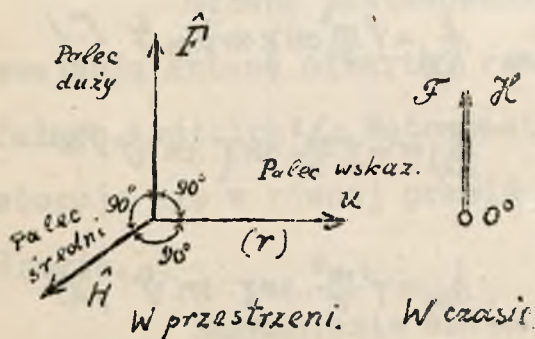
ϑ - kąt między kierunkiem punktu P , leżącego w płaszczyźnie $/xy/$ a osią Z .

Wypadkowe natężenie pola w P jest

$$f = \sqrt{f_y^2 + f_z^2} = \left(\frac{m}{r} \right) \sin \chi \cdot \sin \vartheta \quad \text{cgs el-stat. } 17/$$

$$h = h_x = \left(\frac{m}{r} \right) \sin \chi \cdot \sin \vartheta \quad \text{cgs el-magn. } 18/$$

Kierunki pól określone są regułą trzech palców lewej ręki /rys. 2/. Wektory \hat{F} i \hat{H} są więc przesunięte w przestrzeni o 90° , lecz w czasie są zgodne /rys.3/.



Rys. 2.

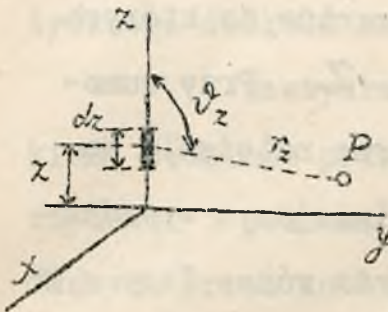
Rys. 3.

Natężenia f i h , wyrażone w różnych układach cgs, posiadają jednakowe wartości liczbowe, a przeto w rozważaniach dalszych będziemy posługiwać się

jedną ze składowych pola e.m., np. F . Spółczynnikiem przejścia z jednego układu do drugiego jest tu szybkość światła $u_s = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek}$

$$F = u_s \cdot H$$

Gdy oscylator elementarny utworzony jest przez element o długości dz , leżący na osi Z w odległości Z od O - rys.4 /, w którym płynie prąd o chwilowym natężeniu



$$i_z = \bar{I}_z \cdot \sin(\omega t + \delta_z), \quad /10/$$

wówczas moment elektryczny tego oscylatora będzie

$$d \cdot \varphi_z = \frac{\bar{I}_z}{\omega} \cdot dz, \quad /11/$$

Rys. 4. a przede chwilowe natężenie pola elementarnego wytworzonego przez ten oscylator jest

$$f_z = \frac{m^2}{\omega} \frac{1}{r_z} \bar{I}_z \cdot dz \cdot \sin \vartheta_z \cdot \sin(m r_z - \omega t + \delta_z) \quad /12/$$

Wzór /12/ jest punktem wyjścia przy rozpatrywaniu anten pod względem ich działania na odległość. Działanie każdej bowiem anteny można rozpatrywać jako wypadkowe z działania pewnych oscylatorów elementarnych, na które może być zawsze ta antena rozłożona. Wówczas natężenie pola wytworzonego przez taką anteną będzie sumą wziętych w czasie i przestrzeni elementarnych natężeń pól f_z .

W ten sposób możemy napisać ogólne wyrażenie na natężenie pola dowolnej anteny jako

$$f = \frac{m^2}{\omega} \sum \frac{\bar{I}_z dz}{r_z} \sin \vartheta_z \cdot \sin(m r_z - \omega t + \delta_z), \quad /13/$$

gdzie bierzemy sumę wszystkich elementów, do których odnoszą się wielkości ze znaczkim Z . Przy sumowaniu należy pamiętać, że elementarne natężenia są wektorami mogącymi mieć - w najogólniejszym wypadku - różne kierunki / w przestrzeni / oraz różne fazy / w czasie /, co się wyraża przez ϑ_z oraz $(m r_z + \delta_z)$ we wzorze /13/

Gdy punkt P znajduje się w znacznej odległości od anteny, co ma miejsce w większości przypadków w radjotechnice, wszystkie kierunki ϑ_z mogą być uważane za równoległe, a przeto równoległe również są wszystkie wektory elementarne; dzięki temu zamiast sumowania geometrycznego mamy algebraiczne, a przeto wzór / 13 / przybiera wtedy postać:

$$f = \frac{m^2}{\omega} \int \frac{\bar{I}_z \cdot \sin \vartheta_z}{r_z} \cdot \sin(m r_z - \omega t + \delta_z) dz \quad /14/$$

Rozpatrzmy różne przypadki zastosowania wzoru /14/.

Charakterystyki promieniowania anteny. - Charakterystyką promieniowania anteny nazywamy powierzchnię równego natężenia / na przykład amplitudy \bar{F} / pola elektro-magnetycznego dookoła anteny.

Zazwyczaj przedstawia się ją krzywami płaskimi będącymi przecięciami tej powierzchni z płaszczyznami : poziomą oraz szeregiem pionowych, przechodzących przez antenę. Otrzymuje się w ten sposób poziomą charakterystykę promieniowania / dla $\vartheta = 90^\circ$ / oraz pionowe charakterystyki promieniowania dla różnych kierunków.

Anteny, których charakterystyka pozioma jest kołem lub krzywą zbliżoną do koła nazywamy niekierunkowymi, w przeciwieństwie do anten kierunkowych, których charakterystyka promieniowania pozioma nie jest kołowo symetryczna względem punktu położenia anteny.

Układy antenowe proste.

Dla układów tych, zasilanych zazwyczaj w jednym punkcie, wszystkie fazy δ_z w poszczególnych elementach są równe, a więc np.

$$\delta_z = 0$$

I. Wymiary anteny do pominięcia wobec długości fali.

Wstawiając do wzoru /5/

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi u}{\lambda} \quad /16/$$

bowiem okres $T = \frac{\lambda}{u}$, gdzie λ = długość fali e.m./, otrzymamy

$$m = \frac{2\pi}{\lambda} \quad /17/$$

Gdy wymiary anteny są małe wobec λ , różnica w czasie, potrzebnym na przejście zaburzenia e.m. od poszczególnych elementów anteny do punktu P jest do pominięcia wobec okresu T .

Można wtedy przyjąć wszystkie odległości równe pewnej średniej odległości r_0 , czyli

$$r_z = r_0 \quad /18/$$

Tego rodzaju wypadek zachodzi w większości stosowanych w praktyce anten dla fal długich i średnich.

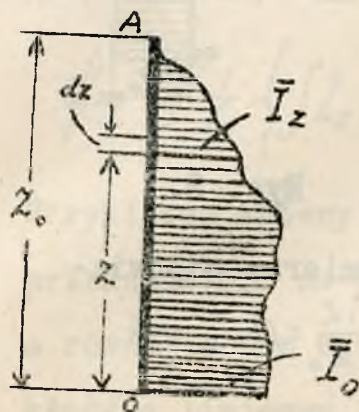
a. Anteny prostolinijne - Dla anten prostolinijnych wszystkie elementarne oscylatory tworzą ten sam kąt z kierunkiem r_z , a przeto wszystkie v_z^0 są równe

$$v_z = v_0 \quad /19/$$

Równanie /14/, po uwzględnieniu /15/, /18/ i /19/ będzie:

$$f = \frac{m^2}{\omega} \cdot \frac{1}{r_0} \cdot \left\{ \int \bar{I}_z \cdot dz \right\} \sin \varphi_0 \cdot \sin(mr_0 - \omega t) \quad /20/$$

Rozkład prądu wzdłuż oscylatora OA /rys.5 / wyrażać



się może ogólnym równaniem

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \cdot \Phi(z)$$

gdzie \bar{I}_0 jest prądem w punkcie pomiaru.

Zależnie od kształtu funkcji

$\Phi(z)$ rozróżniamy róż-

ne rozkłady prądu w antenie.

Rozkład równomierny /rys. 6 /

$$\bar{I}_z = \text{const} = \bar{I}_0; \quad \Phi(z) = 1; \quad \int \bar{I}_z dz = \bar{I}_0 \cdot z_0 \quad /21/$$

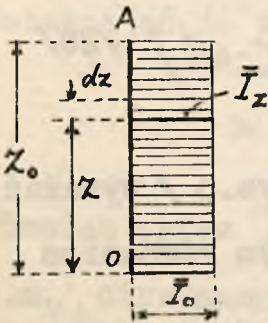
Rozkład liniowy / rys. 7 /

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \left(1 - \frac{z}{z_0}\right); \quad \Phi(z) = \left(1 - \frac{z}{z_0}\right); \quad \int \bar{I}_z dz = \bar{I}_0 \cdot \frac{z_0}{2} \quad /22/$$

Rozkład kosinusoidalny /rys. 8 /

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \cos \frac{\pi z}{2 z_0}; \quad \Phi(z) = \cos \frac{\pi z}{2 z_0}; \quad \int \bar{I}_z dz = \bar{I}_0 \cdot \frac{2 z_0}{\pi} \quad /23/$$

Rozkłady równomierny oraz linjowy mogą być rozpatrywane jako szczególne przypadki rozkładu częściowo



Rys. 6.



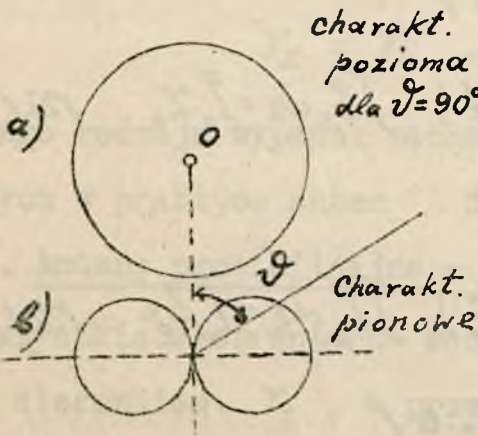
Rys. 7.



Rys. 8.

kosinusoidalnego, a mianowicie równomierny odpowiada części kosinusoidy w pobliżu $\frac{\pi \cdot z}{2 z_0} = 0$, zaś linjowy - w pobliżu $\frac{\pi z}{2 z_0} = \frac{\pi}{2}$.

Charakterystyka pozicja promieniowania tych układów jest kołem o środku w O /rys. 9 a/, gdyż kierunek



Rys. 9.

osi y może być dowolnie wybrany w płaszczyźnie poziomej; układy te są więc układami niekierunkowymi. Charakterystyki pionowe są dwoma kołami styczniemi /rys. 9 b/,

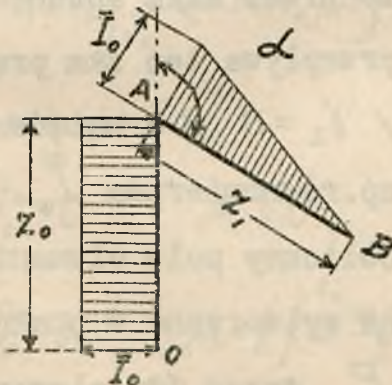
jako wykresy równań $\bar{F} = \text{funkcja } / \sin \vartheta /$.

b. Anteny nieprostolinijne. - Są to anteny złożone z kilku odcinków prostolinijnych pod różnymi kątami $/ > \text{ lub } < 90^\circ /$, zasilane - podobnie jak anteny proste - w jednym punkcie.

Równanie /14/ ma tu postać

$$f = \frac{m^2}{\omega r_0} \left\{ \int \bar{I}_z \sin \vartheta_z dz \right\} \sin(mr_0 - \omega t)$$

Przykładem anteny nieprostolinijnej może być antena przedstawiona na rys. 10, składająca się z odcinka OA o równomiernym rozkładzie prądu i odcinka AB - o rozkładzie linjowym. Kierunki prądów oznaczone są strzałkami.



Rys. 10.

Całkować będziemy odcinkami.

Dla odcinka OA mamy:

$$\int_{z=0}^{z=z_0} \bar{I}_z \sin \vartheta_z dz = \bar{I}_0 z_0 \sin \vartheta;$$

dla odcinka AB

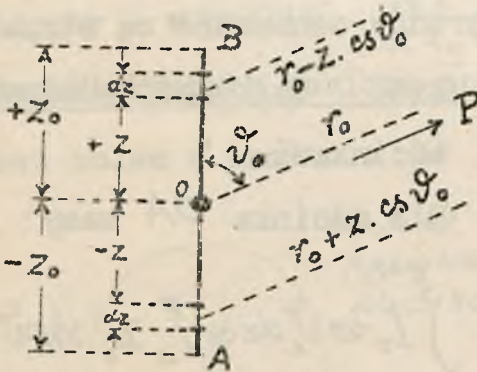
$$\int_{z=0}^{z=z_1} \bar{I}_z \sin \vartheta_z dz =$$

$$= \bar{I}_0 \int_{z=0}^{z=z_1} \left(1 - \frac{z}{z_1}\right) \sin(\vartheta - \alpha) dz = \bar{I}_0 \frac{z_1}{2} \sin(\vartheta - \alpha)$$

Wyrażenie /24/ przybiera postać .

$$f = \frac{m^2}{\omega} \cdot \frac{1}{r_0} \cdot \bar{I}_0 \left[Z_0 \sin \vartheta + \frac{Z_1}{2} \sin(\vartheta - d) \right] \sin(m r_0 - \omega t) \quad (25)$$

Charakterystyki promieniowania anten nieprostoliniijnych - jeśli układ anten nie jest symetryczny względem linii OA - odbiegają nieco od kształtu kołowego, jak to miało miejsce dla anten prostoliniijnych. Wymiary anteny nie do pominięcia wobec długości fali. - W tym przypadku zaburzenia e.m. od poszczególnych elementów anteny dochodzą do punktu P /rys.11/



Rys. 11.

ty dz położone w odległości $+Z$ i $-Z$ od O .

Dla elementu $+Z$:

$$f_{(+Z)} = \frac{m^2}{\omega} \bar{I}_0 \sin \vartheta_0 \frac{\sin [m(r_0 - Z \cos \vartheta_0) - \omega t]}{(r_0 - Z \cos \vartheta_0)} dz$$

Dla elementu $-Z$:

z różnieni fazami, pomimo, że przez całą antenę przepływa ten sam prąd / $\vartheta_z = 0$ / o natężeniu np. równomiernem \bar{I}_0 .

Obliczmy pole elementarne wytworzone w punkcie

P przez dwa elemen-

$$f_{(-z)} = \frac{m^2 \bar{I}_0 \sin \vartheta_0}{\omega} \frac{\sin [m(r_0 + z \cos \vartheta_0) - \omega t]}{(r_0 + z \cos \vartheta_0)} \cdot dz$$

Natężenie elementarne wypadkowe, gdy $z_0 \ll r$, będzie

$$\begin{aligned} f_{(z)} + f_{(-z)} &= \frac{m^2 \bar{I}_0}{\omega} \frac{1}{r_0} \sin \vartheta_0 \left\{ \sin [m(r_0 - z \cos \vartheta_0) - \omega t] + \sin [m(r_0 + z \cos \vartheta_0) - \omega t] \right\} dz \\ &= \frac{m^2 \bar{I}_0}{\omega} \frac{\sin \vartheta_0}{r_0} \cdot 2 \sin(mr_0 - \omega t) \cdot \cos [m \cdot z \cdot \cos \vartheta_0] \cdot dz \end{aligned}$$

Natężenie pola od całej anteny

$$f = 2 \frac{m^2 \bar{I}_0}{\omega} \frac{\sin \vartheta_0}{r_0} \left\{ \int_{z=0}^{z=z_0} \cos(mz \cos \vartheta_0) dz \right\} \sin(mr_0 - \omega t) \quad /26/$$

Obliczymy wartość wyrażenia

$$A = \sin \vartheta_0 \left\{ \int_0^{z_0} \cos(mz \cos \vartheta_0) dz \right\} = \sin \vartheta_0 \left\{ \int_0^{z_0} \cos \left(2\pi \frac{z}{\lambda} \cdot \cos \vartheta_0 \right) dz \right\} \quad /27/$$

dla różnych ϑ_0 .

$$\vartheta_0 = 0, \quad A = 0.$$

$$\vartheta_0 = 30^\circ, \quad A = \frac{1}{2} \int_0^{z_0} \cos \frac{mz \sqrt{3}}{2} dz = \frac{2}{m\sqrt{3}} \sin \frac{\sqrt{3}}{2} m z_0 = \frac{\lambda}{\pi\sqrt{3}} \sin \pi \sqrt{3} \frac{z_0}{\lambda}$$

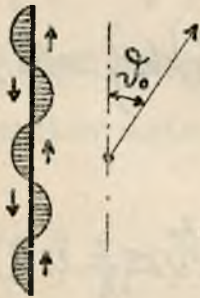
$$\vartheta_0 = 90^\circ \quad A = z_0$$

Bardziej złożony przypadek zachodzi, gdy w poszczególnych odcinkach anteny zmieniają się bazy prądów.

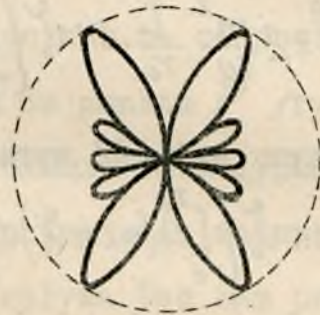
np. kierunki prądów są naprzemian przeciwne, jak to ma miejsce przy promieniowaniu harmonicznym. Rozkład prądów bywa przytem nie równomierny, lecz kosinusoidalny / rys. 12 /.

Otrzymane w tych warunkach wyrażenie na f jest złożoną funkcją kąta ϑ_0 .

Dla tego rodzaju anten charakterystyka promieniowania pozioma jest kołem, natomiast charaktery-



Rys. 12.



Rys. 13.

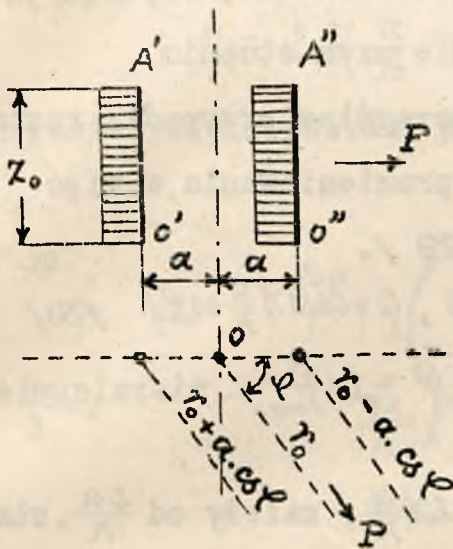
styki pionowe mają kształt bardziej złożony ; posiadają pewną ilość pętli, zależnie od ilości długości fali wzdłuż anteny /rys. 13 /.

Układy antenowe złożone.

Tutaj wymiary układu nie są do pominięcia wobec długości fali, względnie fazy prądów w poszczególnych częściach układu nie są jednakowe.

Najprostszy układ antenowy złożony przedsta-

wia rys.14 . Jest on utworzony przez dwie anteny proste $O'A'$ i $O''A''$, zasilane prądami \bar{I}_0 o rozkładzie



równomiernym, lecz o fazach $-\gamma$ i $+\gamma$.

Dla uproszczenia rozważań założymy, że punkt P leży w kierunku prostopadłym do osi anten, a więc $\vartheta_0 = 90^\circ$, natomiast tworzy kąt φ z płaszczyzną anten. Odległości $a \ll r_0$.

Rys. 14.

Natężenia pola od $O'A'$ i $O''A''$ są

$$f_{(O'A')} = \frac{m^2}{\omega} \frac{\bar{I}_0 z_0}{r_0} \operatorname{sn}[m(r_0 + a \cdot \cos \varphi) - \omega t - \gamma]$$

$$f_{(O''A'')} = \frac{m^2}{\omega} \frac{\bar{I}_0 z_0}{r_0} \operatorname{sn}[m(r_0 - a \cdot \cos \varphi) - \omega t + \gamma]$$

Pole wypadkowe w P :

$$f = \frac{m^2}{\omega} \frac{\bar{I}_0 z_0}{r_0} \cdot 2 \operatorname{sn}(m r_0 - \omega t) \cdot \cos(m a \cdot \cos \varphi - \gamma) \quad /28/$$

Decydującą tu rolę odgrywa wyrażenie

$$\beta = \cos(m a \cos \varphi - \gamma) = \cos\left[2\pi \frac{a}{\lambda} \cos \varphi - \gamma\right] , \quad /29/$$

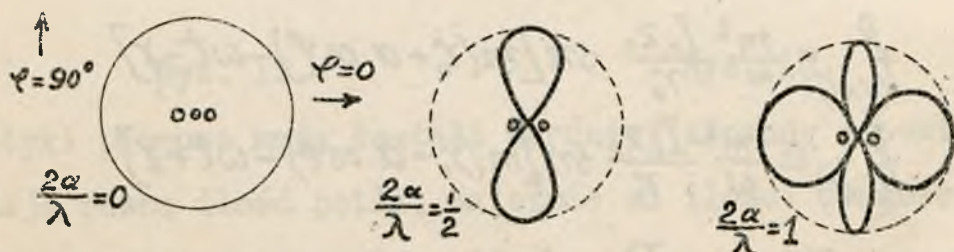
na które wpływ wywierają: faza prądów γ , rozstawienie anten α oraz kierunek φ . Ono określa kształt poziomej charakterystyki promieniowania, czyniąc ją kierunkową w większym lub mniejszym stopniu.

Rozpatrzmy pewne szczególne przypadki kształtu poziomej charakterystyki promieniowania, a więc przedyskutujemy wyrażenie / 29 /.

Przesunięcie faz $\gamma=0$, $\rho = \cos(2\pi\frac{\alpha}{\lambda} \cos\varphi)$ /30/

Tutaj dla $\varphi=90^\circ$ staje się $\rho=1=\rho_{max}$ niezależnie od wartości $\frac{2\alpha}{\lambda}$.

Natomiast dla $\varphi=0^\circ$, $\rho = \cos 2\pi\frac{\alpha}{\lambda}$, zależy od $\frac{2\alpha}{\lambda}$, stając się $\rho=1$ dla $\frac{2\alpha}{\lambda}=0$ i $\frac{2\alpha}{\lambda}=1$, zaś $\rho=0$ dla $\frac{2\alpha}{\lambda}=\frac{1}{2}$ /rys. 15 /.



Rys. 15.

Przesunięcie faz $\gamma = \pm \frac{\pi}{2}$, $\rho = \sin(2\pi\frac{\alpha}{\lambda} \cos\varphi)$ /31/

Tutaj dla $\varphi=90^\circ$, zawsze jest $\rho=0$.

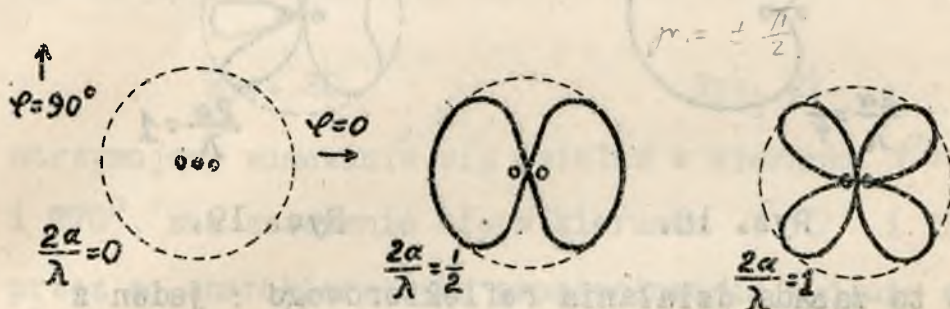
zaś $\varphi=0^\circ$, $\rho = \sin 2\pi\frac{\alpha}{\lambda}$ zależy od $\frac{2\alpha}{\lambda}$ i staje się $\rho=1$ dla $\frac{2\alpha}{\lambda}=\frac{1}{2}$, zaś $\rho=0$ dla $\frac{2\alpha}{\lambda}=1$, jak to

przedstawia rys.16.

Dla $\frac{2\alpha}{\lambda} \ll 1$ można wyrażenie /31/ przedstawić w postaci

$$\rho = 2\pi \frac{\alpha}{\lambda} \cos \varphi \quad /32/$$

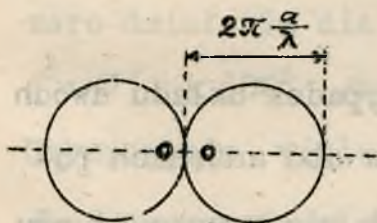
Charakterystyka pozioma promieniowania jest tu wy-



Rys. 16.

kresem biegunowym kosinusoidy / rys. 17 /, przy-

czem max.wartość wyrażenia jest $\rho_{max} = 2\pi \frac{\alpha}{\lambda} \ll 1$



Rys. 17

/Jest to wzor przejścia do anten ramowych o niewielkich wymiarach./

Częstokroć interesujący jest taki przypadek, przy którym charak-

terystyka promieniowania jest je-

dnokierunkowa, t.jn. dla pewnego kąta φ winno wyra-

żenie /29/ stać się równe zero, zaś dla $\varphi \pm \pi$ winno

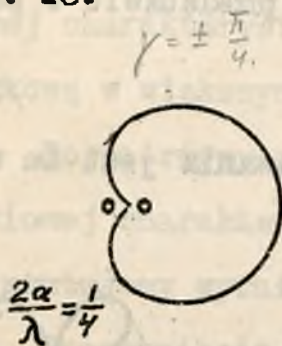
być możliwie duże. Łatwo przekonać się, że przypadek

taki zachodzi dla $\gamma = \pm \frac{\pi}{4}$ oraz dla $\frac{2\alpha}{\lambda} = \frac{1}{4}$, gdyż

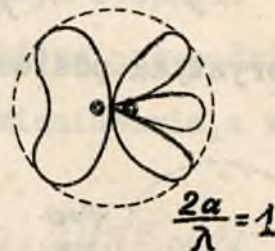
wówczas wyrażenie /29/ osiąga dla $\varphi = 0$ wartość rów-

ną jedności, zaś dla $\varphi = \pi$, równą zero.

Charakterystyka promieniowania ma przeto kształt jak na rys. 18.



Rys. 18.



Rys. 19.

Jest to zasada działania reflektorowego : jeden z oscylatorów odgrywa bowiem rolę reflektora w stosunku do drugiego.

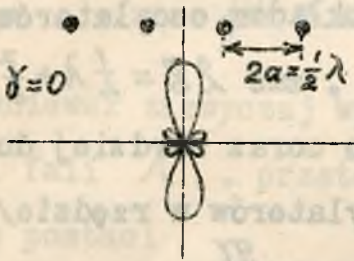
Rys. 19 przedstawia charakterystyki dla $\gamma = \pm \frac{\pi}{4}$, lecz dla innych rozstawień anten.

Bardziej skomplikowany przypadek układu dwóch anten zachodzi wówczas, gdy prądy w obu antenach posiadają nie jednakowe natężenia lub gdy wysokości obu anten są niejednakowe.

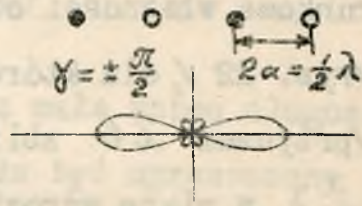
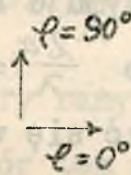
Układy kombinowane. - Wybitnie kierunkowe własności anten uzyskuje się przez zastosowanie większej ilości oscylatorów prostolinijnych odpowiednio ugrupowanych.

Ugrupowanie jednorzędowe .- Oscylatory ustawione są w jednej płaszczyźnie w odległości $2a$ i zasilane prądami o fazach γ

Gdy np. $2\alpha = \frac{1}{2}\lambda$ oraz $\gamma = 0$ /rys. 20 /,



Rys. 20.



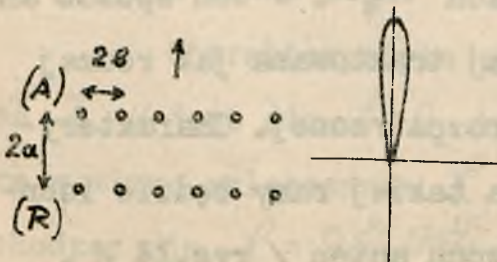
Rys. 21.

otrzymujemy sumowanie się działań w kierunku $\varphi = 90^\circ$ i 270° , zaś znoszenie się w kierunku $\varphi = 0^\circ$ i 180° , przez co charakterystyka promieniowania wydłuża się, i to tem bardziej, im więcej jest oscylatorów.

Gdy $2\alpha = \frac{1}{2}\lambda$, lecz $\gamma = \pm \frac{\pi}{2}$, t.zn. w sąsiednich oscylatorach prądy przesunięte są o 180° , mamy zero działania dla $\varphi = 90^\circ$ i 270° , zaś maximum dla $\varphi = 0^\circ$ i 180° /rys. 21 /.

Ugrupowanie wielorzędne . . . Antena utworzona

jest przez dwa lub więcej jednorzędnych układów, co pozwala na otrzymanie charakterystyki jednokierunkowej przez wykorzystanie



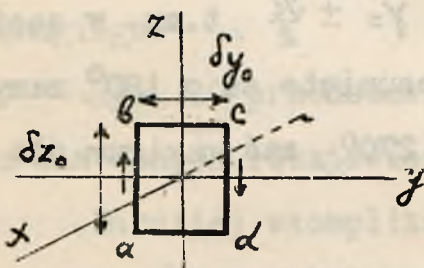
Rys. 22.

działania reflektorowego jednego rzędu w stosunku do drugiego. W tym celu odległość rzędów oraz przesunięcia fazowe prą-

dów winny być odpowiednio dobrane. Np. wybitnie kierunkowe własności otrzymuje się układem oscylatorów /rys. 22 /, dla którego $\frac{2\alpha}{\lambda} = \frac{1}{4}$, zaś $2\beta = \frac{1}{2}\lambda \div \frac{7}{8}\lambda$ /przyczem 2β zbliżać się winno coraz bardziej do $\frac{7}{8}\lambda$ w miarę wzrostu ilości oscylatorów w rzędzie/. Faza prądów między /A/ i /B/ wynosi $\frac{\pi}{2}$.

Antena zamknięta.

Antena zamknięta, której prototypem jest t. zw. oscylator zamknięty, t.j. ramka o bokach λ_0 i y_0 /rys.23 / z prądem \bar{I}_n , krążącym z pulsacją ω , może



Rys. 23.

być pod względem swego działania na odległość rozłożona na szereg oscylatorów otwartych ab , bc i t.d. z prądem \bar{I}_n , tworzących rozmaite kąty

z kierunkiem, w którym leży punkt P oraz leżących w różnych od niego odległościach r_n . W ten sposób antena zamknięta może być dalej traktowana jak rodzaj anteny złożonej, poprzednio rozpatrzonej. Charakterystyka pozioma promieniowania takiej ramy będzie identyczna jak dla kombinacji dwóch anten /rys.14 /, gdzie $2\alpha = y_0$, $2\beta = x_0$, $\gamma_2 = +\frac{\pi}{2}$, a więc równanie

jej określa wzór

$$\rho = \text{sn}\left(\pi \frac{y_0}{\lambda} \cos \varphi\right)$$

Ponieważ zazwyczaj wymiary ramy są małe wobec długości fali λ , przeto wzór ten może być uproszczony do postaci

$$\rho = \pi \frac{y_0}{\lambda} \cos \varphi$$

/33/

Wykres tego równania przedstawia rys. 24. Widzimy, iż



promieniowanie jest naj-
silniejsze w płyszczyz-
nie ramy / $\varphi = 0^\circ$ i 180° /

Natężenie pola uzysku-
je tu wartość

Rys. 24.

$$\mathcal{P} = \left[\frac{m^2}{\omega} \frac{\bar{I}_0 z_0}{r_0} 2\pi \frac{y_0}{\lambda} \cos \varphi \right] \text{sn}(mr_0 - \omega t) \quad /34/$$

Natomiast w kierunku prostopadłym / $\varphi = 90^\circ$ i 270° / sta-
je się ono równe zeru.

Charakterystyka pionowa / przechodząca przez
oś Z / jest dla $\varphi = 0$ kołem o średnicy $2\rho_{\max}$, któ-
re w miarę zwiększania φ otrzymuje wklęsnięcia, prze-
chodząc dla $\varphi = 90^\circ$ (i 270°) w dwa koła położone na osi Z
o średnicach ρ_{\max} .

Skuteczność anten. - Takie samo natężenie pola e.m., jakie w danym punkcie przestrzeni P wytwarza dowolna antena z prądem \bar{I}_0 /mierzonym w miejscu włączenia przyrządu pomiarowego /może być wytworzone przez pewną fikcyjną antenę prostoliniową /ustawioną na miejscu anteny złożonej /zasilaną prądem \bar{I}_0 , równomiernie rozłożonym na jej wysokości h_{sk} . Tę wysokość h_{sk} anteny fikcyjnej będziemy nazywali wysokością skuteczną danej anteny, odniesioną do prądu punktu pomiaru prądu \bar{I}_0 i do danego kierunku, w którym leży punkt P . Iloczyn $\bar{I}_0 \cdot h_{sk}$ będziemy nazywać skutecznością anteny dla danego kierunku. Dla anten prostych i dla kąta $\vartheta_0 = 90^\circ$ wysokość skuteczna daje się łatwo określić na zasadzie znajomości rozkładu prądu w antenie. Tak np. dla rozkładu prądu równomiernego /rys. 6 / będzie oczywiście $h_{sk} = Z_0$, dla rozkładu prądu linjowego /rys.7/ $h_{sk} = \frac{1}{2} Z_0$, dla kosinusoidalnego /rys.8 / - $h_{sk} = \frac{2}{\pi} \cdot Z_0$. Dla dowolnego rozkładu prądu /rys. 5/ określimy h_{sk} z zależności

$$h_{sk} \cdot \bar{I}_0 = \int_0^A \bar{I}_z \cdot dz \quad | \quad /35/$$

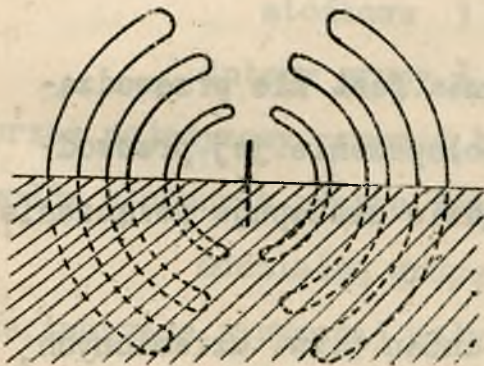
Zmiana h_{sk} wraz z kątem ϑ_0 odbywa się tu według oczywistej zależności :

$$h_{sk, \vartheta} = h_{sk} \cdot \sin \vartheta_0$$

Dla anteny ramowej /rys.23 / - wysokość skuteczna dla kierunku $\vartheta = 0$ będzie

$$h_{sk} = \frac{2 \cdot Z_0 \cdot Y_0 \cdot \pi}{\lambda} \quad /36/$$

W p ł y w z i e m i. - Rozkład pola e.m. dookoła oscylatora znajdującego się w swobodnej i nieograniczonej przestrzeni nie ulegnie zmianie, jeśli do tego pola wprowadzimy nieograniczoną płaszczyznę doskonale przewodzącą, przechodzącą przez środek oscylatora i do niego prostopadłą. W tym przypadku bowiem linie sił składowego pola elektrycznego przebiegac będą



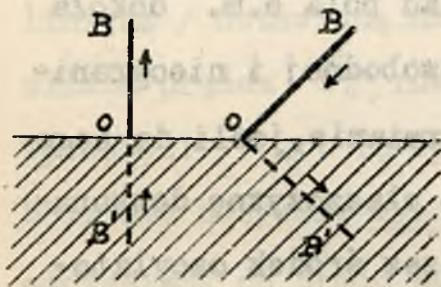
Rys. 25.

do niej normalnie, a więc żadnego nie wywołają w niej działania. Jeśli w dalszym ciągu - jedna połowa tak podzielonej przestrzeni zostanie za- pełniona doskonale prze-

wodzącym czynnikiem, wówczas w części pozostałej przebieg pola nie ulega zmianie. Zatem oscylator, umieszczony nad doskonale przewodzącą płaszczyzną, będzie się zachowywać pod względem wytwarzania pola nad tą płaszczyzną tak, jak gdyby był on uzupełniony innym

oscylatorem, będącym jego lustrzanym odbiciem.

Powierzchnię ziemi, w odniesieniu do anten nad nią się znajdujących, można uważać w pierwszym przybliżeniu za tego rodzaju płaszczyznę, dającą odbicie oscylatorów. Założenie takie jest o tyle ścisłe,



Rys. 26.

o ile własności ziemi istotnie odpowiadają powyższemu założeniu. W rzeczywistości jednak nie jest ona doskonale przewodzącą, wskutek czego jej działanie odbijające jest w znacznym stop-

niu zmniejszone.

W przypadku, gdy ziemia jest źle przewodząca, szczególnie ważnym jest polepszenie jej przewodności tuż u podnóża anteny, gdzie następuje połączenie ziemi z anteną / punkt O /.

Przy rozpatrywaniu anten t.zw. uziemionych, wpływ obecności ziemi wyrazi się w poprzednich wzorach podwojeniem wysokości skutecznej układów, bowiem antenie o wysokości h_{sk} nad powierzchnią ziemi będzie odpowiadać jej odbicie o tej samej wysokości, a prze-

$$h_{sk \text{ uziemion.}} = 2 \cdot h_{sk \text{ nieuziem.}}$$

RODZAJE ANTEN.

Anteny otwarte.

Stosowane anteny otwarte niekierunkowe dają się podzielić pod względem kształtu na :

1. Anteny prostolinijne , pionowe, pochylone lub poziome,
2. Anteny kształtu T lub Γ ,
3. Anteny z wybitną pojemnością końcową; parasolowe, dachowe i t.d.
4. Anteny innych kształtów : wachlarzowe, stożkowe i t.d.

Anteny grupy 1 i 2 mogą być utworzone przez pojedynczy przewód, bądź też przez układ przewodów ułożonych płasko lub pryzmatycznie.

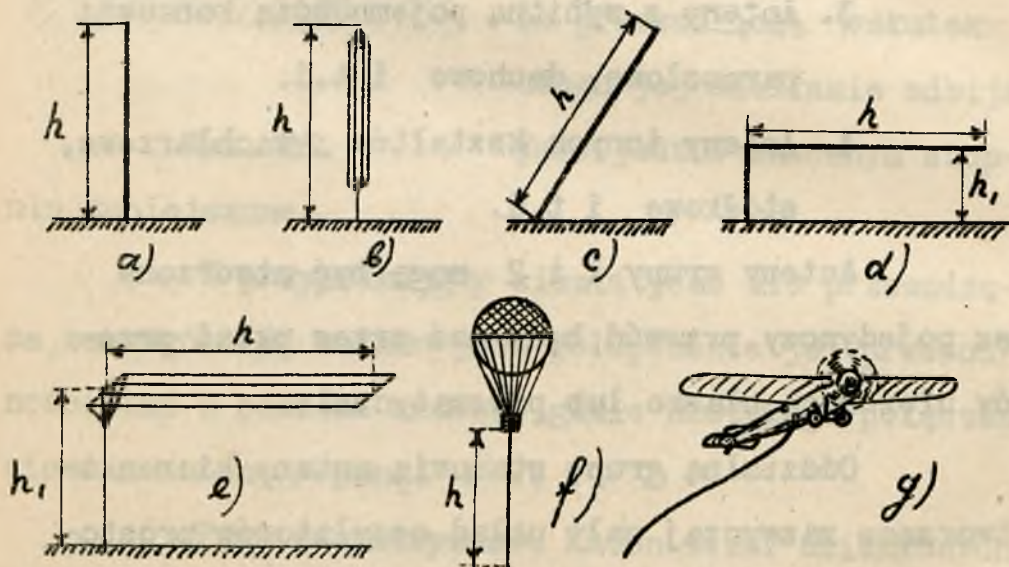
Oddzielną grupę stanowią anteny kierunkowe, tworzące zazwyczaj cały układ oscylatorów prostolinijnych odpowiednio rozmieszczonych i zasilanych.

1. Anteny prostolinijne - jako anteny nadawcze znajdują zastosowanie w radjokomunikacji falami krótkimi oraz na statkach żeglugi powietrznej ; jako odbiorcze szeroko są one zastosowane w prostych

urządzeniach odbiorczych np. radjofonicznych.

Częstokroć w większych urządzeniach nadawczych, szczególnie krótkofalowych, są one utworzone przez układ równoległych przewodów / anteny cylindryczne lub pryzmatyczne / , mających na celu zwiększenie jednostkowej pojemności przy jednoczesnym zmniejszeniu jednostkowej indukcyjności.

Rys. 1 przedstawia kilka charakterystycznych odmian anteny prostoliniowej.



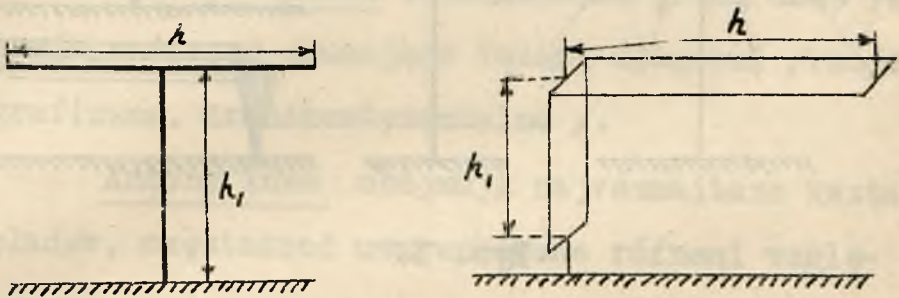
Rys. 1.

Anteny te należą do anten z równomiernie rozłożonymi stałymi, a więc rozkład prądu i napięcia jest w nich naogół kosinusoidalny, względnie sinusoidalny.

2. Anteny kształtu T i Γ /rys. 2. /.

są już częściowym przejściem do anten z pojemnością końcową.

Składają się one z tak zwanej części poziomej oraz pionowej, zwanej częście doprowadzeniem.



Rys. 2.

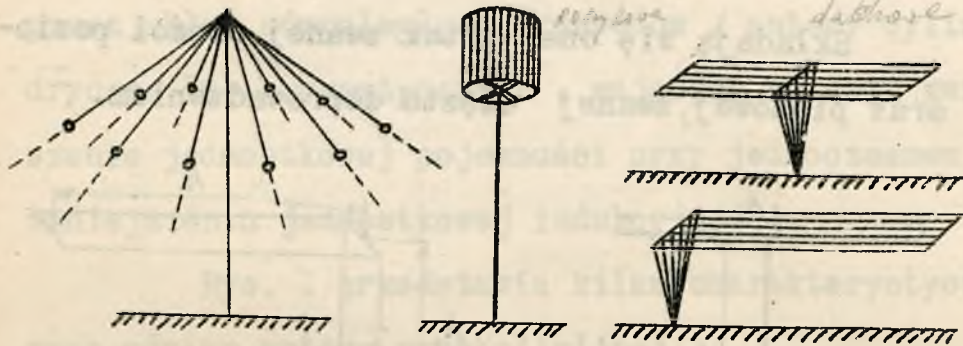
W tym rodzaju anten obie części utworzone są zazwyczaj przez układ przewodów jednego typu /pojedynczy przewód, graniastosłup lub kilka płasko ułożonych przewodów / ; zaś długości obu tych części również są mniej więcej jednakowego rzędu.

Zastosowanie : dla celów nadawczych / małej mocy / oraz dla celów odbiorczych.

3. Anteny z pojemnością końcową / rys. 3 /.

Są to anteny o bardzo rozgałęzionym zakończeniu, stanowiącym dużą pojemność w porównaniu z pojemnością doprowadzenia, które zazwyczaj jest pionowe.

W tego rodzaju antenach główną rolę pod względem skuteczności anteny odgrywa odprowadzenie, w którym rozkład prądu jest prawie równomierny. Jednocześnie duża



Rys. 3.

pojemność końcowa obniża wysokość napięcia w brzuscu anteny, jakie powstaje na skutek dużego natężenia prądu w doprowadzeniu.

Antena parasolowa składa się z pewnej ilości t.zw. promieni / od kilku do kilkunastu / oraz doprowadzenia. Promienie te, ze względów konstrukcyjnych /przy zastosowaniu jednego punktu podparcia /, nie są poziome, lecz nieco pochylone, przez co zmniejszają nieco wysokość skuteczną doprowadzenia, gdyż kierunek prądu jest w nich przeciwny niż w doprowadzeniu.

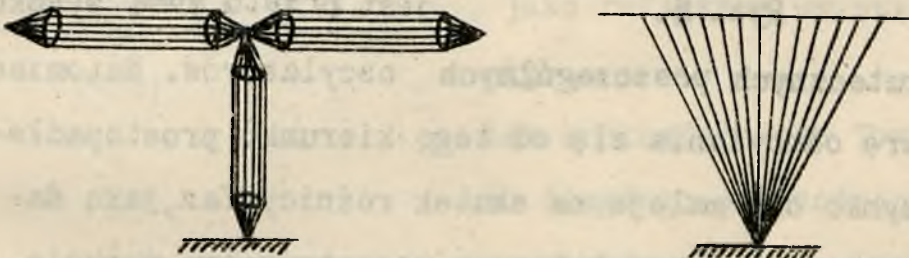
Anteny parasolowe znajdują głównie zastosowanie w niewielkich radiostacjach przenośnych nadawczo-odbiorczych / np. wojskowych /. Zaletą ich jest

możność użycia jednego masztu do zawieszenia.

Anteny koszykowe są stosowane do celów odbiorczych w tych przypadkach, gdy brak miejsca nie pozwala na większe wymiary pojemności końcowej /anteny na domach gęsto zamieszkanym /.

Anteny dachowe stosowane są przez duże radiostacje nadawcze, pracujące falami długimi /radiotelegraficzne, transkontynentalne /.

Anteny inne obejmują najrozmaitsze kształty układów, częstokroć uwarunkowane różnymi wzglę-

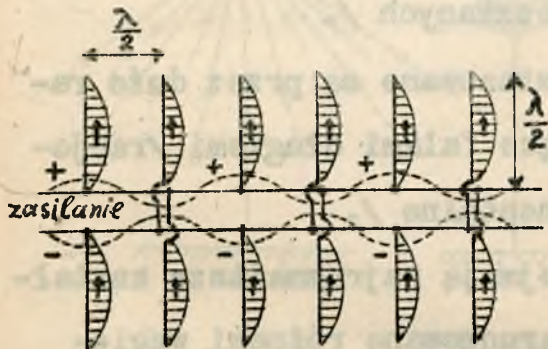


Rys. 4.

dami, wynikającymi zazwyczaj ze specjalnych warunków lokalnych przy budowie danego urządzenia. /rys. 4./

Anteny kierunkowe, stosowane dużo w technice fal krótkich, przeważnie należą do typu reflektorowego. Składają się one z części promieniującej, utworzonej przez układ oscylatorów zasilanych zgodnymi fazami oraz z części odbijającej, utworzonej przez podcibny

układ oscylatorów /reflektor/, zazwyczaj niezasilanych, lecz pobudzanych przez układ poprzedni. Fragment takiego układu oscylatorów przedstawia rys. 5. Każdy z oscylatorów, dzięki przyłączeniu do przewodów, za-



Rys. 5.

silających co jedną długość fali, jest zasilany z tą samą fazą; wysokość skuteczna całego układu w kierunku prostopadłym do płaszczyzny układu

jest przeto sumą wysokości skutecznych poszczególnych oscylatorów. Natomiast w miarę odchylenia się od tego kierunku prostopadłego szybko ona maleje na skutek różnicy faz, jaką dają poszczególne oscylatory w rozpatrywanym punkcie.

Reflektor, utworzony przez identyczny układ oscylatorów, umieszczony jest z tyłu w odległości $\frac{\lambda}{4}$. Indukujące się w nim prądy znoszą promieniowanie oscylatorów w kierunku poza reflektor, natomiast potęgają promieniowanie naprzód, dając charakterystykę jednokierunkową.

Inny układ anteny kierunkowej /Chireix - Mesny/ przedstawia rys. 6. Jest to zespół pozala-

mywanych pod kątem prostym przewodów, o odcinkach długości pół fali, zasilanych z jednego końca, rzędami

chireix - Henry



Rys. 6.

naprzemian. Powstające w nim prądy o kierunkach wskazanych strzałkami /rys.6/ dają składowe w kierunku pionowym, a więc nadają całemu układowi własności oscylatora

promieniującego prostopadle do jego płaszczyzny. Identyczny układ, działający jako reflektor, umieszcza się w odległości $\frac{\lambda}{4}$ z tyłu.

Zasada systemu anten krótkofalowych Tow.

Marconi polega na stosowaniu długiego przewodu, pobudzonego wyższą harmoniczną, w którym promieniowanie co drugą połówką fali zostało usunięte drogą geometrycznego skrócenia odpowiednich odcinków anteny do zera przez skręcenie tej części anteny w cewkę o niewielkich wymiarach. / t.zw. cewki fazowe Franklina

Marconi



Rys. 7.

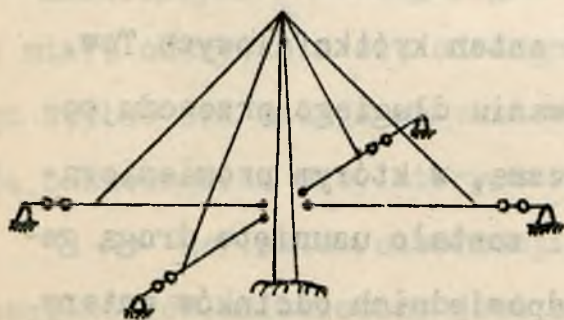
na /. Antena składa się z szeregu takich oscylatorów, ustawionych pionowo i tworzących niejako ścianę

promieniująca, za którą - w odległości ok. $3/4$ długości fali - znajduje się układ przewodów reflektorowych.

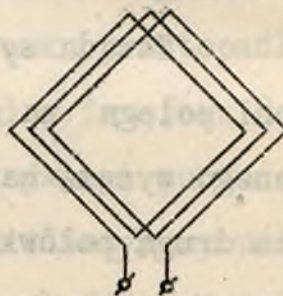
Anteny zamknięte.

Stosowane anteny zamknięte / ramowe / możemy podzielić na jednozwojowe i wielozwojowe, pojedyncze i w układzie Bellini-Tosi.

Ramy jednozwojowe / rys. 8. /, o dość dużych wymiarach, budowane są nazewnątrz budynków w postaci równoramiennej trójkątów /układ Bellini i Tosi dla celów radjogoniometrii /. Zazwyczaj jest to układ



Rys. 8.



Rys. 9.

dwóch takich ram, ustawionych w płaszczyznach wzajemnie prostopadłych, zawieszonych na jednym maszcie.

Ramy wielozwojowe, o mniejszych wymiarach, przeważnie obracalne koło osi pionowej, są właściwie cewkami większych wymiarów, kwadratowe, sześcioboczne lub kołowo nawiniętymi / rys. 9. /.

WZBUDZANIE PRĄDU W ANTENACH.

W nadawczych antenach nowoczesnych urządzeń radjokomunikacyjnych prąd, niezbędny dla uzyskania żądanej skuteczności, wzbudza się zazwyczaj przez wprowadzenie do obwodu anteny sinusoidalnej SEM-nej nietłumionej wielkiej częstotliwości.

Obwodem anteny będziemy tu nazywać układ samych oscylatorów lub też - w przypadku obecności pobliskiej ziemi - układ oscylatorów oraz ich odbicia w ziemi. Obwód zasilany jest w jakimś punkcie, w tym zazwyczaj, w którym uskuteczania się pomiar napięcia prądu. Do tego punktu zostają odniesione również wszelkie własności charakterystyczne obwodu anteny. Dla tej SEM-nej obwód anteny przedstawia pewną oporność, będącą - w najogólniejszym przypadku - opornością zespoloną, która zależy od stałych elektrycznych anteny, a więc od pojemności, indukcyjności i oporności.

Ponieważ wymiary anteny, naogół biorąc, nie są do pominięcia wobec długości fali prądów wzbudzanych, zaś stałe te nie są skupione, lecz są rozłożone mniej lub więcej równomiernie wzdłuż

obwodu, będziemy tu przeto mieli do czynienia z przebiegami nibyustalonymi prądów i napięć. Co się zaś tyczy sposobu rozłożenia stałych anteny wzdłuż obwodu, będziemy rozróżniali anteny o stałych rozłożonych równomiernie i o stałych rozłożonych nierównomiernie.

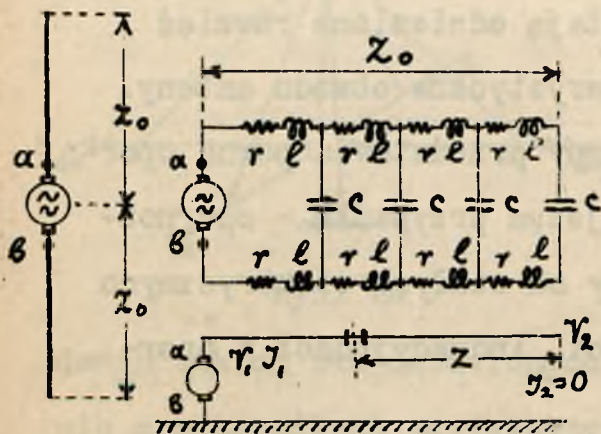
ANTENY O STAŁYCH RÓWNOMIERNIE ROZŁOŻONYCH.

Oporność anteny w punkcie zasilania.

Przy rozkładzie równomiernym pojemność, indukcyjność i oporność na jednostkę długości układu anteny są stałe. Taką antenę można przedstawić w

postaci anteny prostej, symetrycznej, o pewnej długości $2h$ i o stałych ℓ , c i r na jednostkę długości /rys. 1/.

Antena ta, zasilana w punktach ab , może być jak wiadomo w dalszym ciągu zastąpiona przez



Rys. 1.

obwód, składający się z szeregu elementów ℓ i c , skupionych co jednostkę długości.

Tego rodzaju układ, przy założeniu bezstratności oraz biegu jałowego, posiada dla SEM-nej zmiennej działające w punktach oporność

$$Z \cong \sqrt{\frac{\ell}{c}} \quad 121$$

Równanie napięcia w punkcie Z jest tu

$$V_z = V_2 \cdot \cos mz, \quad 122$$

zaś równanie prądu

$$I_z = j \cdot \frac{V_2}{Z} \cdot \sin mz, \quad 131$$

gdzie

$$m = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{u} = \frac{\omega}{u} \quad 141$$

u - oznacza tu szybkość rozchodzenia się zaburzenia w linii, λ - długość fali, f - częstotliwość, ω - pulsację SEM-nej wzbudzającej

$$u = \frac{1}{\sqrt{\ell \cdot c}} \quad 151$$

$$mz = \omega \cdot \sqrt{\ell \cdot c} \cdot Z \quad 161$$

Zatem równania tej linii będą :

$$V_z = V_2 \cdot \cos(\omega \sqrt{\ell \cdot c} \cdot Z) \quad 171$$

$$I_z = j \frac{V_2}{Z} \sin(\omega \sqrt{\epsilon} \cdot c \cdot z) \quad /8/$$

Oznacza to, iż rozkład napięcia wzdłuż przewodu jest -licząc od źródła SEM-nej - sinusoidalny, zaś rozkład prądu - kosinusoidalny.

Dla początku linii, t.j. dla $z = z_0$

$$V_1 = V_2 \cdot \cos(\omega z_0 \sqrt{\epsilon} \cdot c) \quad /9/$$

$$I_1 = j \frac{V_2}{Z} \cdot \sin(\omega z_0 \sqrt{\epsilon} \cdot c) \quad /10/$$

Stąd oporność wejściowa linii, czyli oporność anteny odniesiona do źródła SEM-nej, jest

$$\frac{V_1}{I_1} = -j \sqrt{\frac{\epsilon}{c}} \cdot \operatorname{ctg}(\omega z_0 \sqrt{\epsilon} \cdot c) \quad /11/$$

Jest więc to oporność urojona

$$X = -\sqrt{\frac{\epsilon}{c}} \operatorname{ctg}(\omega z_0 \sqrt{\epsilon} \cdot c), \quad /12/$$

która może być ujemna, równa zero lub dodatnia, zależnie od wartości wyrażenia pod znakiem kotangensa.

Oznaczając

$$\omega \cdot z_0 \sqrt{\epsilon} \cdot c = n \cdot \frac{\pi}{2} \quad /13/$$

spostrzeżemy, że X staje się zerem dla n całkowitych

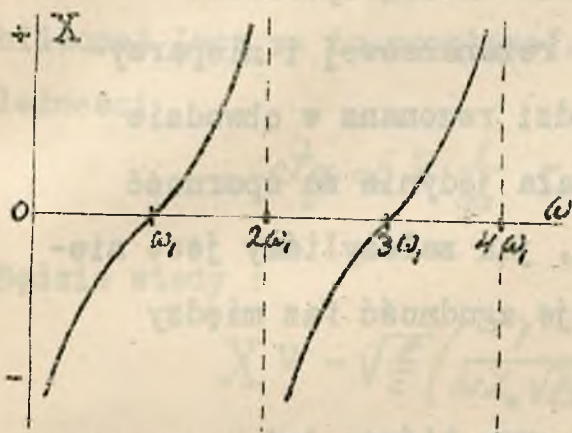
tych dodatnich nieparzystych, a więc dla

$$n = 1, 3, 5, \dots$$

natomiast X staje się nieskończenie wielkiem dla n całkowitych dodatnich parzystych:

$$n = 0, 2, 4, \dots$$

Dla wartości n niecałkowitych X jest dodatnie lub



Rys. 2.

ujemne, jak to wskazuje wykres rys. 2.

Liczba n określa rząd harmonicznej, powstającej w antenie fali.

Falę dla $n = 1$ nazywamy podstawową, dla $n = 2$ drugą, dla $n = 3$ trzecią i t.d. harmoniczną.

Oznaczając pulsacje podstawową przez ω , otrzymamy wyższe harmoniczne

$$2\omega, 3\omega, 4\omega, \dots \text{ i t.d.}$$

$$\omega_1 = \frac{\pi}{2L \cdot \sqrt{LC}}$$

Z równań rozkładu napięcia i prądu wynika, że na końcu anteny zawsze mamy brzusiec napięcia i węzeł prądu / fala stojąca /. Co się tyczy początku anteny, a więc punktu zasilania, to dla podstawowej i har-

monicznych rzędu nieparzystego mamy tu brzusiec prądu oraz węzeł napięcia, natomiast dla harmonicznych parzystych, odwrotnie.: brzusiec napięcia i węzeł prądu. W tym ostatnim przypadku SEM-na potrzebna do wywołania prądu w antenie musi być nieskończenie wielka, gdyż obwód anteny w odniesieniu do punktu zasilania przedstawia nieskończenie wielką oporność.

Dla częstotliwości rezonansowej i nieparzystych harmonicznych zachodzi rezonans w obwodzie anteny. Wówczas SEM-na działa jedynie na oporność rzeczywistą obwodu / która, jak założyliśmy jest niewielka / , a przeto istnieje zgodność faz między SEM-ną a prądem.

Jest to przypadek, przy którym ~~ładane~~ natężenie prądu można uzyskać najmniejszą wartością SEM-nej

Wykres zależności

$$X = -\sqrt{\frac{\rho}{\epsilon}} \operatorname{ctg}(\omega z_0 \sqrt{\epsilon \cdot c}) = f(\omega)$$

wskazany jest na rys.2. Punkty przecięcia kotangensoid z osią ω odpowiadają podstawowej i harmonicznym nieparzystym, asymptoty - parzystym.

Kombinując równania /4/, /5/ i /13/ otrzymamy związek między długością anteny λ_0 , a jej falą re-

zonansową dla różnych harmonicznych λ w postaci

$$\lambda = \frac{4Z_0}{n} \quad /14/$$

Dla $n=1$, $\lambda=4Z_0$ jest długością własnej fali anteny /dla podstawowej/. Dla $n=2$, $\lambda_2=2Z_0$ jest drugą harmoniczną, i t.d.

Równanie /12/ można przedstawić w postaci nieco przybliżonej, lecz za to prostszej, opierając się na zależności

$$\operatorname{ctg} \alpha \cong \frac{1}{\alpha} - \frac{\alpha}{3} + \dots$$

Będzie wtedy :

$$X \cong -\sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} \left(\frac{1}{\omega Z_0 \sqrt{\epsilon_0 c}} - \frac{\omega Z_0 \sqrt{\epsilon_0 c}}{3} \right) \quad /15/$$

Dla małych ω wyraz drugi może być pominięty wobec pierwszego, a przeto oporność urojona anteny

$$X_{\omega \cong 0} = -\frac{1}{\omega Z_0 c} \quad /16/$$

jest równoważna oporności pojemnościowej kondensatora o pojemności

$$C_s = c \cdot Z_0 \quad /17/$$

Tę pojemność C_s będziemy nazywać pojemnością statyczną anteny.

Jest to pojemność, odpowiadająca równomiernie-

mu rozkładowi potencjałów wzdłuż całej anteny /np. przy ładowaniu prądem stałym lub prądem o bardzo małej częstotliwości /.

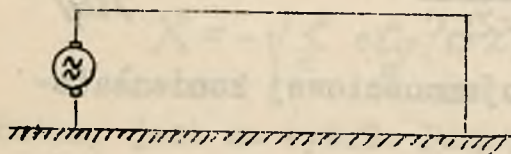
Analogicznie możemy wprowadzić pojęcie statycznej indukcyjności anteny

$$L_s = l \cdot Z_0, \quad /18/$$

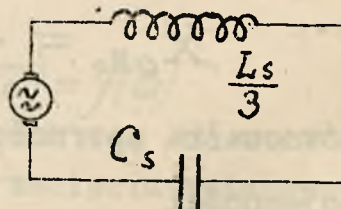
jaką mielibyśmy przy równomiernym rozkładzie prądu wzdłuż całej anteny (np. zwierając jej koniec z ziemią -/rys. 3/i przepuszczając prąd stały lub b.małej częstotliwości). W ten sposób, wprowadzając C_s i L_s do wzoru /15/, otrzymamy

$$X = -\frac{1}{\omega C_s} + \frac{\omega L_s}{3} \quad /19/$$

Odpowiadający temu wzorowi obraz obwodu anteny o stałych skupionych C_s i $\frac{L_s}{3}$, zastępujący obwód o sta-



Rys. 3.



Rys. 4.

łych rozłożonych, przedstawiony jest na rys. 4.

Jego pulsacja rezonansowa /własna/ określa się przez:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{3}{L_s C_s}} \quad /20/$$

Scisły wzór /12/, po wprowadzeniu do niego ℓ i c z wyrażen /17/ i /18/, przybiera postać

$$X = -\sqrt{\frac{L_s}{C_s}} \operatorname{ctg} \omega L_0 \sqrt{L_s C_s} \quad /21/$$

Dostrajanie anteny.

W przypadku, gdy częstotliwość SEM-nej, działającej w obwodzie anteny, nie jest w rezonansie z tym obwodem, można uzyskać rezonans przez włączenie do obwodu dodatkowej oporności urojonej

$$X_1 = X_L - X_c = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \quad /22/$$

tak, aby było

$$X_L - X_c + X = 0 \quad /23/$$

Podstawiając tu X z /21/, otrzymamy warunek rezonansu dostrojonego obwodu

$$\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \sqrt{\frac{L_s}{C_s}} \operatorname{ctg} \omega \sqrt{L_s C_s} = 0 \quad /24/$$

Przy stosowaniu wzoru uproszczonego /19/ mamy zależność

$$\omega \left(L_1 + \frac{L_s}{3} \right) - \frac{1}{\omega} \frac{C_s + C_1}{C_s \cdot C_1} = 0 \quad /25/$$

▪ Skracanie ▪ anteny.

Gdy częstotliwość własna ω , anteny jest zbyt mała, dla dostrojenia obwodu do rezonansu włącza się w szereg ze źródłem SEM-nej pojemność C_s . Wówczas warunek rezonansu brzmi

$$-\frac{1}{\omega C_s} - \sqrt{\frac{L_s}{C_s}} \operatorname{ctg} \omega \sqrt{L_s C_s} = 0 \quad /26/$$

Wartość potrzebnej do dostrojenia pojemności otrzymujemy z równania

$$\frac{C_s}{C_1} = -\omega \sqrt{L_s C_s} \cdot \operatorname{ctg} \omega \sqrt{L_s C_s} \quad /27/$$

albo

$$\frac{C_s}{C_1} = -\frac{2\pi Z_0}{\lambda} \operatorname{ctg} \frac{2\pi Z_0}{\lambda} = \frac{2\pi Z_0}{\lambda} \operatorname{ctg} \left[\pi \left(1 - \frac{2Z_0}{\lambda} \right) \right], \quad /28/$$

bowiem $\omega \sqrt{L_s C_s} = \frac{2\pi Z_0}{\lambda}$.

$$\omega \sqrt{L_s C_s} = \omega Z_0 \sqrt{LC} = Z_0 \frac{\omega}{u} = \frac{2\pi Z_0}{\lambda}$$

Dyskusja wzoru /28/ pokazuje, iż dla uzyskania fali

$\lambda = 2Z_0$, winno być

$C_s = 0$, zaś dla uzyska-

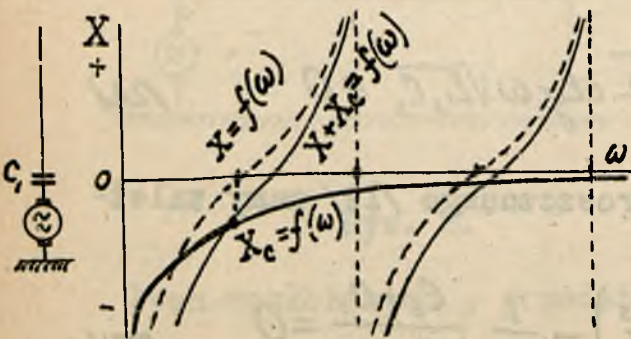
nia fali $\lambda = 4Z_0$ winno

być $C_s = \infty$.

Zatem zmiana C_s od 0

do ∞ daje zmianę λ

od $2h$ do $4h$.



Rys. 5.

Z graficznego wykresu równania $X+X_c=0$

/rys. 5 / widoczna jest rola pojemności skracającej dla wyższych częstotliwości harmonicznych. Ze wzrostem rzędu harmonicznej n , pojemność ta wywiera coraz mniejszy wpływ na nastrojenie obwodu.

„Przedłużanie” anteny/indukcyjność szeregowo/.

Gdy częstotliwość własna ω , anteny jest zbyt duża, dla dostrojenia do rezonansu włącza się szeregowo ze źródłem SEM-nej indukcyjność L_1 . Wówczas warunek rezonansu brzmi

$$+\omega L_1 - \sqrt{\frac{L_s}{C_s}} \cdot \text{ctg } \omega \sqrt{L_s C_s} = 0 \quad /29/$$

Wartość potrzebnej do dostrojenia indukcyjności otrzymujemy z równania

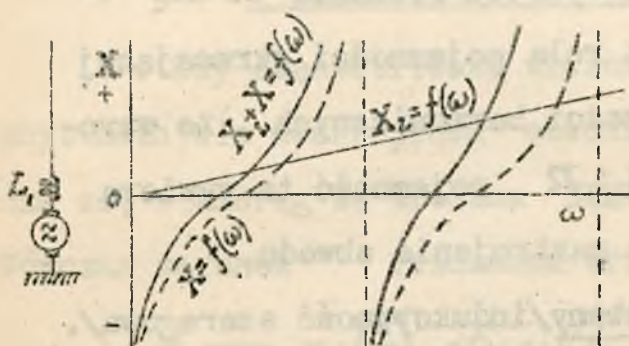
$$\frac{L_1}{L_s} = \frac{1}{\omega \sqrt{L_s C_s}} \cdot \text{ctg } \omega \sqrt{L_s C_s} \quad /30/$$

albo

$$\frac{L_1}{L_s} = \frac{\lambda}{2\pi z_0} \cdot \text{ctg } \frac{2\pi z_0}{\lambda} \quad /31/$$

Dyskusja wzoru /31/ wskazuje, że teoretycznie rzecz biorąc, niema granicy w „przedłużaniu” fali obwodu przez zwiększenie L_1 .

Co się tyczy wpływu L_1 na wyższe harmoniczne ze wzrostem ω



czny ten jest coraz wybitniejszy - jak to wynika z wykresu, przedstawionego na rys. 6.

Rys. 6.

Wzór uproszczony. - W większości przypadków przeliczania skrócenia lub przedłużenia obwodu anteny, w zagadnieniach praktycznych, można posługiwać się wzorem uproszczonym

$$\omega \left(L_1 + \frac{L_{1s}}{3} \right) - \frac{1}{\omega} \frac{C_s + C_1}{C_s \cdot C_1} = 0 \quad /32/$$

który daje się przekształcić jeszcze do zmej postaci

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\left(L_1 + \frac{L_{1s}}{3} \right) \frac{C_1 C_s}{C_1 + C_s}} \quad /33/$$

/ λ , L i C w cm./

Wzory /32/ lub /33/, w stosunku do wzorów ścisłych, dają oczywiście pewne różnice. Wynikający stąd błąd jest zależny od wielkości skrócenia, względnie przedłużenia, anteny.

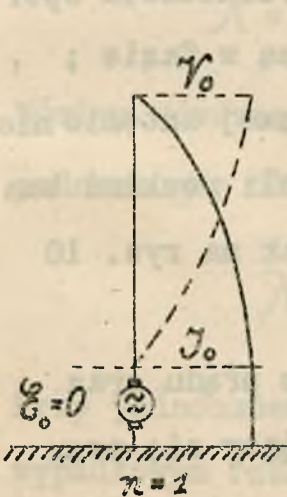
Tak np. dla $\frac{L_1}{L_{1s}} = 0 ; 0,5 ; 1,0 ; 5,0 ; 20,0$, wzór przybliżony daje na długość fali wyniki

o 10 , 1,7 0,7, 0, 0 % za duże.

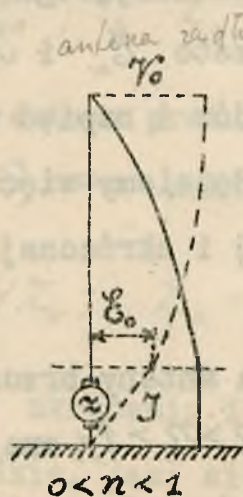
Rozkład prądu i napięcia w antenie.

Jak było powiedziane, w rozpatrywanych antenach prostych, zasilanych SEM-ą w punkcie uziemienia, rozkład prądu / i napięcia, / jest kosinusoidalny / sinusoidalny / przyczem na końcu anteny tworzy się brzusiec napięcia i węzeł prądu .

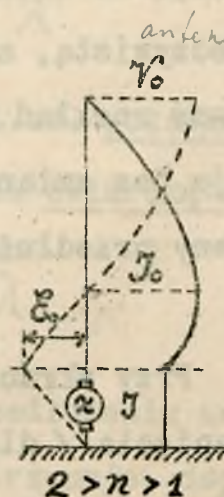
Dla rezonansu / $n = 1, 3, 5, \dots$ / mamy przy uziemieniu - w założeniu, że oporność rzeczywista anteny jest znikomo mała - brzusiec prądu i węzeł napięcia, zaś SEM-na \mathcal{E}_0 , potrzebna do tego, jest wtedy również znikomo mała i jest w fazie z prądem J_0 / rys. 7 /



Rys. 7.



Rys. 8.



Rys. 9.

Gdy rezonansu nie ma / rys.8 i 9 / $n \neq$ wielokrotnej nieparzystej całkowitej / , wówczas punktowi przyłoże-

nia SEM-nej nie odpowiada węzeł napięcia oraz brzusec prądu.

Wielkość potrzebnej w tym wypadku SEM-nej jest większa od zera, gdyż pracuje ona wówczas na urojonej oporność większą lub mniejszą od zera ; a ponadto między \mathcal{E}_0 i \mathcal{J}_0 istnieje przesunięcie faz w czasie.

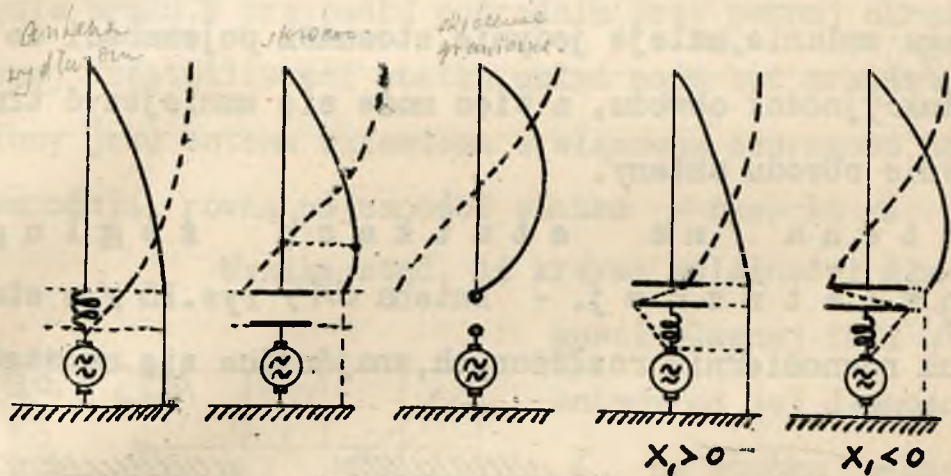
To przesunięcie faz - jak widzieliśmy - można skompensować przez włączenie dodatkowej oporności urojonej X , "skracającej" lub "przedłużającej" antenę.

Wówczas osiąga się to, iż obwód anteny, w odniesieniu do źródła zasilającego - przedstawia oporność rzeczywistą, a przeto \mathcal{E}_0 i \mathcal{J}_0 są w fazie ; jednakowoż rozkład prądów i napięć w samej antenie nie pozostaje bez zmiany. Będziemy więc mieli rozkład ten dla anteny przedłużonej i skróconej, jak na rys. 10 i 11 .

Przy skracaniu anteny brzusec prądu oraz węzeł napięcia / dla $2 > n > 1/$, znajdujący się przy $C, \cong \infty$, t.j. dla $n=1$, tuż w punkcie uziemienia, przesuwa się od uziemienia nieco ku górze / rys. 11/.

Przy skróceniu granicznym / $C, \cong 0$ / wypadła on na połowie długości anteny / rys. 12 /.

Przy pojemności skracającej $C_1 \cong 0$ występuje na obu końcach anteny brzusiec napięcia ; mamy



Rys.10.

Rys.11.

Rys.12.

Rys.13.

Rys.14.

wtedy wypadek dla $n=2$, któremu odpowiada fala

$$\lambda = 2z_0 ; \quad z_0 = \frac{1}{2} \lambda \quad /34/$$

Mówimy wówczas, że antena pracuje t.zw. połówka fali, podczas gdy dla $C_1 = \infty$ pracowała cwiartka fali

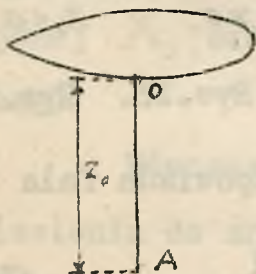
$$\lambda = 4z_0 ; \quad z_0 = \frac{1}{4} \lambda \quad /35/$$

Przy jednoczesnym skróceniu i przedłużeniu anteny o wypadkowym rozkładzie, jaki się otrzymuje, decyduje znak oporności dołączonej $X_1 = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}$.

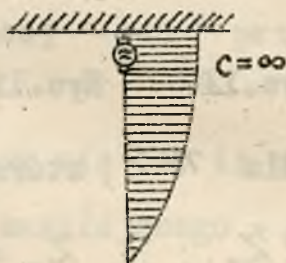
Gdy $X_1 > 0$ /rys.13 / mamy przypadek jak przy włączeniu indukcyjności przedłużającej, gdy

$X_s < 0$ /rys.14/, taki, jak przy pojemności skracającej. Gdy $X_s = 0$ nastrojenie obwodu anteny nie ulega zmianie, maleje jedynie stosunek pojemności do indukcyjności obwodu, a więc może się zmniejszyć tłumienie obwodu anteny.

Antena na statkach żeglugi powietrznej. - Antena OA /rys.15/, o stałych równomiernie rozłożonych, znajdująca się na statku



Rys. 15.



Rys. 16.



Rys.17.

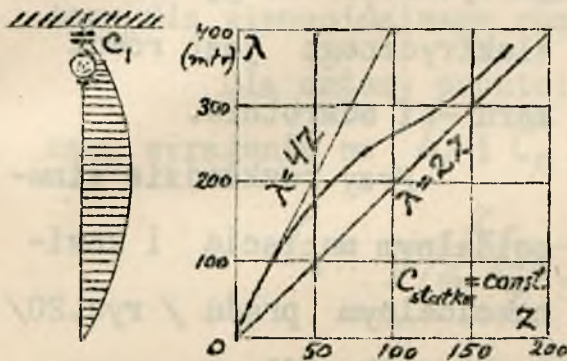
żeglugi powietrznej wysoko nad ziemią, z zasilaniem w swym punkcie zawieszenia O , wobec dużej odległości od ziemi posiada w stosunku do niej pojemność znikomo małą; zatem na własności anteny wywiera wyłączny wpływ jej pojemność względem statku.

Gdy pojemność statku jest b. duża w stosunku do pojemności anteny, antena może być upodobniona do pracującej ćwiartką fali, z zasilaniem u brzośca prądu. Gdy pojemność statku jest natomiast mała wobec

pojemności anteny, ta ostatnia winna być rozpatrywana raczej jako pracująca połówka fali i zasilana w węzle prądu. W przypadku pośrednim, przy pewnej określonej częstotliwości statku, układ może być przedstawiony jako antena uziemiona z włączoną szeregowo pojemnością, równą pojemności statku / rys. 18 /.

Wynika stąd, iż krzywa zależności dłu-

gości własnej fali λ anteny od jej długości Z , na statku o danej pojemności zawiera się między dwiema prostymi / rys.19 / : jedną o równaniu $\lambda = 4Z$, dla niewielkich Z , dru-



Rys. 18.

Rys.19.

ga - o równaniu $\lambda = 2Z$ - dla dużych Z .

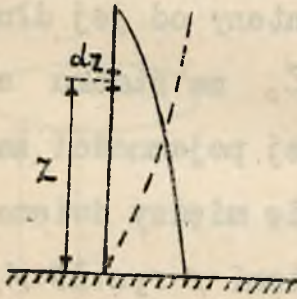
Związek między napięciem i prądem.

Z równania /8/ możemy wyznaczyć stosunek napięcia w brzuscu napięcia / na końcu anteny / do prądu w brzuscu prądu / w środku wzgl. u podnóża / jako

$$J_1 = j \frac{V_2}{Z}, \text{ czyli } \frac{V_0}{I_0} = \sqrt{\frac{\ell}{c}} = \sqrt{\frac{\ell \cdot x_0}{c \cdot x_0}} = \sqrt{\frac{Z_s}{C_s}} \quad /36/$$

Z równania tego wynika ponadto, że między V_2 i J_1 istnieje przesunięcie faz 90° .

Związek między \bar{V}_0 i \bar{I}_0 można wyprowadzić, wychodząc z równania energii pola elektrycznego i magnetycznego anteny. Mianowicie, ponieważ między prądem a napięciem w antenie istnieje przesunięcie w czasie 90° , przeto w tym momencie, gdy cała energia koncentruje się w polu magnetycznym, energia pola



Rys. 20.

elektrycznego jest równa zero - i odwrotnie.

Przy rozkładzie sinusoidalnym napięcia i kosinusoidalnym prądu / rys.20/ energie obu pól są :

$$A_{el} = \int_{z=0}^{z=z_0} v^2 \cdot c \cdot dz = c \bar{V}_0^2 \int_0^{z_0} \sin^2 \frac{\pi z}{2z_0} dz = \frac{1}{2} \bar{V}_0^2 \frac{2}{\pi} c z_0 = \frac{1}{2} \bar{V}_0^2 \frac{2}{\pi} C_s \quad /37/$$

$$A_m = \int_{z=0}^{z=z_0} i^2 \cdot l \cdot dz = l \bar{I}_0^2 \int_0^{z_0} \cos^2 \frac{\pi z}{2z_0} dz = \frac{1}{2} \bar{I}_0^2 \frac{2}{\pi} l z_0 = \frac{1}{2} \bar{I}_0^2 \frac{2}{\pi} L_s \quad /38/$$

Ponieważ $A_{el} = A_m$, przeto

$$\bar{V}_0^2 \cdot C_s = \bar{I}_0^2 \cdot L_s \quad ,$$

a więc

$$\frac{\bar{V}_0}{\bar{I}_0} = \sqrt{\frac{L_s}{C_s}} \quad /39/$$

Wielkości

$$C_d = \frac{2}{\pi} C_s \quad i \quad L_d = \frac{2}{\pi} L_s \quad /40/$$

nazywamy dynamicznymi pojemnościami indukcyjnością anteny dla sinusoidalnego rozkładu napięć.

Dla anteny prostoliniowej jedнопrzewodowej mamy wyrażenia na L_s i C_s :

$$C_s = \frac{z_0}{2 \left(\ln \frac{2z_0}{r} - 1 \right)} \text{ cm.} \quad /41/$$

$$L_s = 2z_0 \left(\ln \frac{2z_0}{r} - 1 \right) \text{ cm.} \quad /42/$$

a zatem / w omach /

$$\sqrt{\frac{L_s}{C_s}} = 2 \left(\ln \frac{2z_0}{r} - 1 \right) \cdot \sqrt{\frac{9 \cdot 10^4}{10^9}} = 60 \left(\ln \frac{2z_0}{r} - 1 \right) \quad /43/$$

Przyjmując, że wartość stosunku długości drutu do promienia drutu zawiera się w granicach bardzo szerokich

$$\frac{2z_0}{r} = 2000 \div 20000 \quad /44/$$

otrzymamy dla jego logarytmu granice

$$\ln \frac{2Z_0}{r} = 8 \div 10 ,$$

a więc średnio można przyjąć

$$\sqrt{\frac{L_s}{C_s}} \cong 500 \Omega \quad /45/$$

Związek między SEM-ą i prądem.

Przy rezonansie SEM-na działająca w obwodzie anteny pokrywa spadek napięcia wywołany przez \bar{I}_0 , płynący w rzeczywistej oporności R_A obwodu anteny ;

$$\mathcal{E} = J_0 \cdot R_A \quad \text{albo} \quad \bar{E} = \bar{I}_0 \cdot R_A \quad /46/$$

przyczem między J_0 i \mathcal{E} istnieje oczywiście zgodność faz.

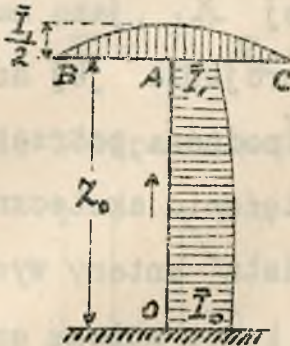
ANTENY O STAŁYCH NIERÓWNOMIERNIE ROZŁOŻONYCH.

W antenie o stałych równomiernie rozłożonych natężenie prądu w końcu anteny jest równe zero, sam zaś rozkład prądu jest kosinusoidalny, a przeto wysokość skuteczna anteny zawiera się w granicach

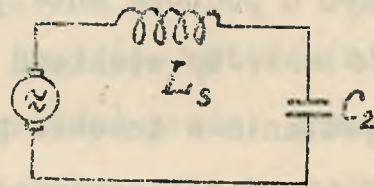
$$h_{sk} = \left(\frac{1}{2} \div \frac{2}{\pi} \right) Z_0 = (0,5 \div 0,64) Z_0 .$$

Dla uzyskania rozkładu bardziej równomiernego dodaje się na końcu takiej anteny OA / rys. 21 / t.zw. pojemność końcowa BAC , w postaci układu przewodów o

znacznie większej pojemności na jednostkę długości, który ten układ w stosunku do anteny OA odgrywa rolę pojemności skupionej. Jeśli ta pojemność końcowa C_2 może być uważana za dostatecznie skupioną oraz jeśli



Rys. 21.



Rys. 22.

jest duża w stosunku do pojemności części OA anteny, wówczas można rozpatrywać taką antenę jako obwód składający się z pojemności C_2 oraz z indukcyjności L_s części OA

$$L_s = l \cdot Z_0,$$

jak to przedstawia rys.22.

Warunek rezonansu takiej anteny, przy włączeniu szeregowym w jej obwód dostrajającej oporności urojonej X_1 , będzie

$$\omega(L_s + L_1) - \frac{1}{\omega} \cdot \frac{C_2 + C_1}{C_2 \cdot C_1} = 0 \quad || \cdot \omega$$

Wysokość skuteczna $h_{sk} \equiv Z_0$

Przykład

1. Antena prostolinijna utworzona jest przez prosty pionowy drut o średnicy $2r = 4\text{ mm}$, długości $Z_s = 40\text{ m}$, umieszczony nad doskonale przewodzącą ziemią. Obliczyć: a/ wielkość oporności pozorniej X_p , jaką należy włączyć u podnóża anteny dla dostrojenia jej do fali $\lambda = 120\text{ m}$. b/ wielkość SEM-nej u podnóża, potrzebnej do wywołania w antenie prądu o natężeniu skutecznym $I_A = 10\text{ A}$, jeśli oporność rzeczywista anteny wynosi $R_A = 50\ \Omega$, c/ wielkość napięcia na końcu anteny oraz na oporności X_p , d/ wielkość SEM-nej o pulsacji fali 120 m w przypadku, gdyby $X_p = 0$, e/ skuteczność anteny.

a/ Ze wzoru /41/ i /42/ obliczamy

$$C_s = \frac{4000}{2 \left[\operatorname{ch} \left(\frac{2 \cdot 4000}{2} \right) - 1 \right]} = 275\text{ cm}; \quad L_s = 2 \cdot 4000 \left(\operatorname{ch} \frac{2 \cdot 4000}{2} - 1 \right) = 58000\text{ cm}$$

$$\sqrt{\frac{L_s}{C_s}} = \sqrt{\frac{\ell}{c}} = 440\ \Omega; \quad Z_0 \sqrt{\ell c} = \frac{4}{3 \cdot 10^7}$$

Fala własna anteny wg. /35/ jest $\lambda = 4 \cdot 40 = 160\text{ m}$, przeto należy antenę skrócić do fali $\lambda = 120\text{ m}$ przy pomocy szeregowej pojemności, którą obliczamy ze wzoru /28/:

$$\frac{C_s}{C_1} = \frac{2\pi \cdot 4000}{12\ 000} \operatorname{ctg} \left[\pi \left(1 - \frac{2 \cdot 4000}{12\ 000} \right) \right] = \frac{2\pi}{3} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{3} \approx 1,2$$

a więc $C_1 = 230\text{ cm}$.

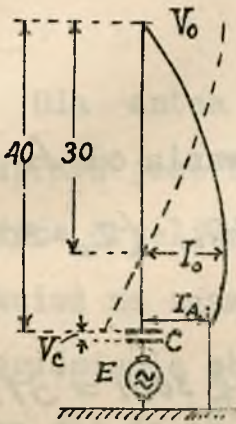
Pojemność i indukcyjność dynamiczne

$$C_d = \frac{2}{\pi} \cdot 275 \approx 240 \text{ cm.} \quad L_d = \frac{2}{\pi} 58000 = 37000 \text{ cm.}$$

b/ przy rezonansie będzie

$$E = I_A \cdot R_A = 10 \cdot 50 = 500 \text{ V}$$

c/ Dla obliczenia V_0 musimy znaleźć natężenie w



Rys. 23.

brzúsku prądu. Brzusiec ten wypada w punkcie P , leżącym w odległości 10 m od podnóża / rys. 23 /, gdyż w części PB anteny układa się $\frac{1}{4} \lambda = 30 \text{ m}$.

Ponieważ rozkład prądu jest kosinusoidalny, prze-

to I_A i I_0 związane są zależnością

$$10 \text{ A} = I_0 \cdot \cos \frac{\pi \cdot 10}{2 \cdot 40}, \quad \text{skąd } I_0 \approx 11 \text{ A.}$$

Napięcie /amplituda/ u wierzchołka, ze wzoru /39/

$$\bar{V}_0 = 11 \cdot \sqrt{2} \cdot 440 = 6800 \text{ V}$$

Napięcie na C , /wartość skuteczna /

$$V_1 = I_A \cdot \frac{1}{\omega C} = 10 \frac{9 \cdot 10^{11}}{\left(\frac{\pi}{2} \cdot 10^7\right) 230} = 2500 \text{ V}$$

bowiem

$$\omega = \frac{2 \cdot \pi \cdot 3 \cdot 10^{10}}{12000} = \frac{\pi}{2} \cdot 10^7$$

d/ Ze wzoru /12/ obliczamy

$$X_i = -440 \cdot \operatorname{ctg}\left(\frac{\pi}{2} \cdot 10^7 \cdot \frac{4}{3 \cdot 10^7}\right) = -440 \cdot \operatorname{ctg} \frac{2}{3} \pi = -250 \Omega$$

Wielkość SEM-nej $E = 10 \cdot 250 = 2500 \text{ V}$.

e/ Skuteczność anteny.

$$I_z = I_0 \cos \frac{\pi z}{2z_0} ; \quad \text{granice całkowania od } A \text{ do } B$$

można rozłożyć na $AP + PB = 10_m + 30_m$ ($z_0 = 30_m$)

Będzie wówczas

$$I_0 \cdot h_{sk} = I_0 \int_A^B \cos \frac{\pi z}{2z_0} dz = \frac{3}{\pi} z_0 I_0 = \frac{3}{\pi} 30 \cdot 11 = 315$$

metr-ampereów. Skuteczna wysokość : $h_{sk} = 28,5 \text{ m}$.

2. Antenę z przykładu 1 przedłużyć /elektrycznie/ do fali $\lambda = 400 \text{ m}$. Obliczyć potrzebne L_i przy pomocy wzorów przybliżonych.

Stosujemy wzór /33/, w który wstawiamy $\lambda = 40000 \text{ cm}$, $L_s = 58000 \text{ cm}$, $C_s = 275 \text{ cm}$, zakładając jednocześnie $C_i = \infty$. Otrzymujemy $L_i \cong 128000 \text{ cm}$. Dokładny wzór /31/

dałby wynik niewiele różniący się

$$L_i = 58000 \cdot \frac{400}{2\pi \cdot 40} \cdot \operatorname{ctg} \frac{2\pi \cdot 40}{400} \cong 127000 \text{ cm}.$$

OPORNOŚĆ UROJONA ANTENY.

Obliczanie urojonej oporności anteny uskutecznić można zgodnie ze wzorami/17 i 18 l.c./ na podstawie znajomości jej wymiarów oraz jednostkowych indukcyjności ℓ i pojemności C .

Dla anten o równomiernie rozłożonych stałych wystarczy wprost znajomość wielkości statycznych L_s i C_s .

Dla anten o stałych nierównomiernie rozłożonych sprawa jest bardziej złożona. Nie mniej jednak przybliżone przeliczenie oporności urojonej możliwe jest również na zasadzie tych wielkości statycznych. Zatem zagadnienie obliczania urojonej oporności anten sprowadza się do obliczenia statycznych C_s i L_s anteny.

W poniższych wzorach wszystkie długości wchodzi w cm., pojemności w cm cgs. el. st., indukcyjności w cm cgs. el.m.

Pojemność anten.

Obliczanie statycznej pojemności anten kształtów złożonych jest zagadnieniem bardzo żmudnym i często niezbyt prostym, a to ze względu na skomplikowany przebieg pól elektrycznych między poszczególnymi częściami

ciami anteny oraz ziemią i pobliskimi przedmiotami terenu.

Na pojemność anteny w takich warunkach składa się szereg czynników a więc :

- pojemność samej anteny /odosobnionej /,
- wpływ ziemi / "odbicia" w ziemi /,
- wpływ otoczenia / masztów, budynków i t.p./.

W przypadku anteny złożonej, można ją rozpatrywać jako składającą się z szeregu elementów prostszych ; wówczas pojemność anteny będzie sumą pojemności tych elementów poszczególnych, z uwzględnieniem wzajemnego ich oddziaływania. Oddziaływanie to wyraża się w ten sposób, że każdy element zbliżony do innego / o ładunku tego samego znaku / powoduje zmniejszenie się pojemności sumarycznej, a przeto połączenie np. n elementów identycznych / działających na siebie / da wzrost pojemności mniejszy, aniżeli n -krotny, gdyż jednocześnie pojemności poszczególnych elementów uległy zmniejszeniu.

Natomiast wpływ ziemi, wyrażający się przez „odbicie” ładunków o znaku przeciwnym, wyraża się wzrostem pojemności anteny.

Poniżej podane wzory zostały wyprowadzone

w założeniu, że rozkład ładunków na poszczególnych elementach anteny jest równomierny przy pewnym średnim potencjale.

Przy takim założeniu pojemność anteny może być wyrażona wzorem ogólnym

$$C = \frac{q \cdot Z \cdot n}{V_{sr}} = \frac{Z \cdot n}{v_{sr}} \quad 1/$$

gdzie : q = ładunek jednostki dług. przewodu anteny

n = ilość przewodów

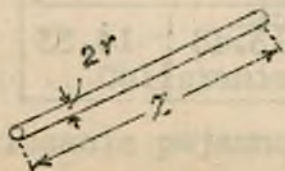
Z = długość przewodu

V_{sr} = średni potencjał / $v_{sr} = \frac{V_{sr}}{q}$ /

Wielkość tego średniego potencjału zależy będzie właśnie od wszystkich możliwych wpływów i oddziaływań. Wzory dla obliczenia v_{sr} pewnych bardziej charakterystycznych układów prostszych, np. stanowiących pojemność końcową anten, podane są poniżej

Antena o d o s o b n i o n a.

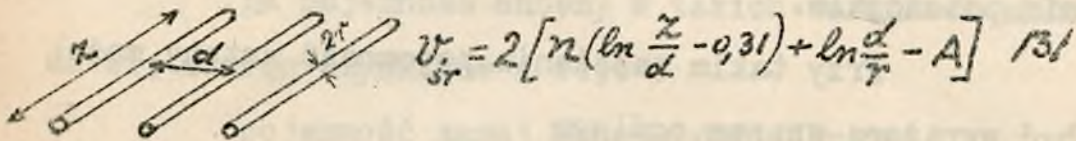
a/ prosty przewód o długości Z i promieniu przekroju r / rys. 1 /.



$$v_{sr} = 2 \left(\ln \frac{Z}{r} - 0,31 \right) \quad 12/$$

Rys. 1.

b/ układ płaski z n drutów w odległości wzajemnej d / rys. 2 /

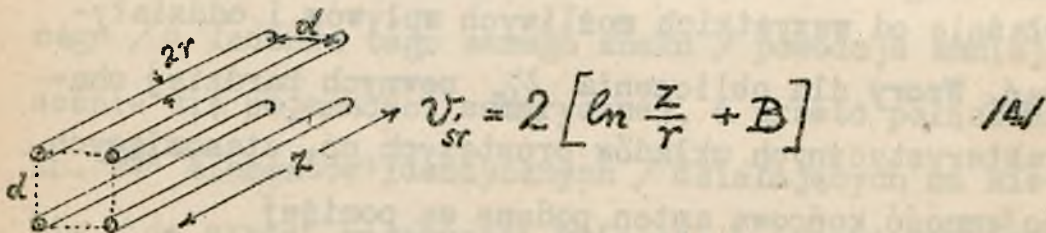


Rys. 2.

gdzie $A = f(n)$, a mianowicie

$n =$	2	4	6	8	10	12	> 12
$A =$	0	0,46	3,48	6,40	9,8	13,6	$2,44(n-6,7)$

c/ układ graniastosłupowy o 4 przewodach / rys. 3 /

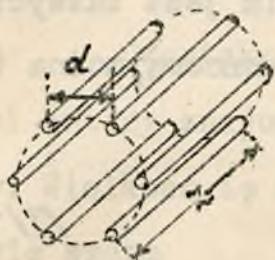


Rys. 3.

gdzie $B = f(\frac{z}{d})$, a mianowicie

$\frac{z}{d} =$	20	50	100	150	200
B	7,58	10,22	12,26	13,48	14,33

d/ Układ graniastosłupowy o n przewodach /rys.4/



Rys. 4.

$$V_{sr} = 2 \left[\ln \frac{Z}{r} + B' \right] \quad /5/$$

gdzie

$$B' \equiv \left[(B + 0,31) \frac{n}{4} - 0,31 \right] /6/$$

W p ł y w z i e m i. - Wpływ ziemi - jak wspomniano wyżej - wyraża się zmniejszeniem V_{sr} przez odjęcie wielkości $n \cdot D$, gdzie n jest ilością drutów w antenie, zaś $D = f\left(\frac{Z}{Z_1}\right)$; Z - długość anteny, Z_1 - wysokość nad ziemią.

$\frac{Z}{Z_1}$	40	20	10	8	4	2	1,0	< 1,0
D	5,46	4,20	2,98	2,62	1,64	0,94	0,48	$= \frac{Z}{2Z_1}$

W p ł y w m a s z t ó w, w i e ż, i t.p. Wpływ masztów, wież, budynków i t.d. może być w każdym przypadku jedynie indywidualnie oszacowany przez dodanie pewnego procentu do obliczonej wartości C_s .

Indukcyjność anten.

Obliczanie indukcyjności anten, podobnie jak obliczanie pojemności, należy do zagadnień bardziej skomplikowanych. Jeżeli chodzi o indukcyjność ukła-

du prostego, np. pojedynczego przewodu prostoliniowego o równomiernym rozkładzie prądu, jakim jest zazwyczaj doprowadzenie anteny, z pojemnością końcową, można tu posługiwać się wzorem ^{x/}

$$L = 2Z \left[\ln \frac{2Z}{r} - 1 \right]. \quad /7/$$

Wzór ten w przypadku, gdy

$$2Z \gg r$$

oraz gdy doprowadzenie jest prostopadłe do ziemi i u podnóża uziemione, sprowadza się do postaci nieco prostszej

$$L = 2Z \ln \frac{2Z}{r} \quad /8/$$

Z = długość przewodu, r - promień jego przekroju.

Dla układu graniastosłupowego przewodów o promieniu koła graniastosłupa $= R$, ilości przewodów $= n$, wzór ma postać

$$L = 2Z \left[\ln \left(\frac{2Z}{\sqrt[0,78]{n \cdot r \cdot n \cdot R^{n-1}}} \right) - 1 \right] \quad /9/$$

^{x/}

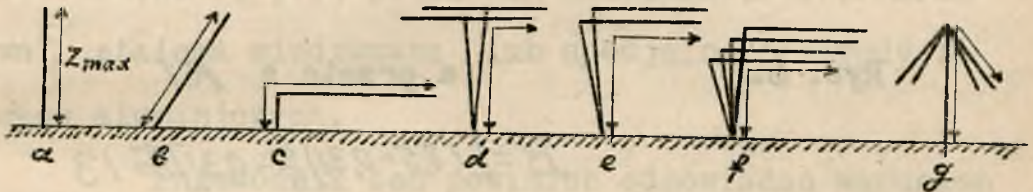
jest to indukcyjność przewodu prostego, gdy powrót prądu odbywa się na odległości nieskończenie wielkiej.

Fala własna anteny.

Częstokroć ułatwia określenie pozornej oporności anteny znajomość orientacyjna własnej fali anteny. Wielkość tę można obliczyć orientacyjnie na podstawie wzoru

$$\lambda_0 = k \cdot Z_{max}, \quad /10/$$

gdzie Z_{max} jest najdłuższą drogą prądu w antenie, zaś k - pewnym współczynnikiem, zależnym od kształtu anteny. Wartości współczynnika k dla różnych typów anten są następujące /rys. 5 /:



Rys. 5.

a.	Przewód prosty pionowy uziemiony	$k = 4,1$
b.	" " pochylony "	" 4,2
c.	" " poziomy 1 m. nad ziemią	" 5
d.	Antena T wąska	" 4,5 ÷ 5
e.	" dachowa wąska	" 5 ÷ 7
f.	" " szeroka	" 8 ÷ 9
g.	" parasolowa	" 6 ÷ 10

Przykład.

Obliczyć pojemność i indukcyjność anteny przedstawionej na rys. 6.

Stosujemy wzór /5/ ; w tym celu ustalamy :

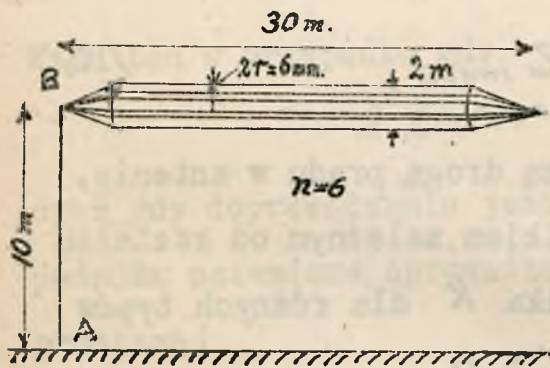
$$Z = 3000 \quad \alpha = 100.$$

$$Z_1 = 1000 \quad n = 6$$

$$r = 0,3$$

Z tablicy znajdującej się u dołu strony X.d.4 bierzemy

$$B = f\left(\frac{Z}{\alpha}\right) = f\left(\frac{30}{1}\right) = 8,5,$$



Rys. 6.

a przeto z /6/

$$B' = [(8,5 + 0,31)^{\frac{6}{4}} - 0,31] \approx 13$$

Ze wzoru /5/

$$v_{sr} = 2 \left[\ln \frac{3000}{0,3} + 13 \right] \approx 44$$

Dla uwzględnienia wpływu ziemi obliczamy

$$\frac{Z}{Z_1} = 3, \quad D = 1,3, \quad n \cdot D = 8, \quad v_{sr} - n \cdot D = 36$$

Pojemność końcowa anteny ze wzoru /1/

$$C = \frac{3000 \cdot 6}{36} = 500 \text{ cm}$$

Indukcyjność obliczamy jedynie dla części AB ze wzoru /8/

$$L = 2 \cdot 1000 \cdot \ln \frac{2 \cdot 1000}{0,3} = 17600 \text{ cm.}$$

BUDOWA ANTEN.

Antena składa się z sieci antenowej, zawieszanej przy pomocy odciągaczy i izolatorów na masztach lub wieżach, oraz z uziemienia lub przeciwwagi. Ponadto w skład anteny mogą wchodzić przewody zasilające / feeder /.

W ten sposób materiał antenowy daje się podzielić na: przewodnik antenowy, izolatory, odciągacze, maszty i wieże.

Przewodnik antenowy.

Najczęściej stosowanym materiałem do budowy sieci antenowej jest plecionka miedziana, fosforobronzowa^{x/}, stalowa miedziana lub specjalne przewody ze stopów aluminiowych.

Przewodnik ten powinien odpowiadać warunkom elektrycznym i mechanicznym, a więc musi mieć oporność możliwie małą /dla danej częstotliwości / przy możliwie dużej wytrzymałości mechanicznej, przyczem przyjmować tu należy pod uwagę możliwość dodatkowego obciążenia przez śnieg, która często ma sprzyjające warunki tworzenia się wskutek znacznych wysokości zawiesz-

^{x/} fosforbronz ; wytrzymałość ca 70 kg/mm².

nia sieci antenowej /. Ponadto bierze się pod uwagę średnicę, ze względu na możliwość tworzenia się "korony" przy wysokich napięciach ^{x/}.

Dla radjostacji przenośnych /stacje wojskowe, lotnicze /, oprócz wytrzymałości na zerwanie, odgrywa rolę giętkość przewodów antenowych /ze względu na zwijanie sieci /. Stosuje się tu przeto z reguły plecionkę z miękkiej miedzi.

Sprawa oporu przewodów antenowych wysuwa się na plan pierwszy przy falach długich, dla których opór promieniowania jest stosunkowo mały, a więc należy dążyć do zmniejszenia całkowitego oporu anteny dla uzyskania dobrej sprawności. Natomiast dla fal krótkich opór promieniowania jest już znacznie większy, tak, że nie opłaca się już zmniejszać zbytnio oporu przewodów antenowych.

M a s z t y i w i e ż e. Dla zawieszenia przewodów antenowych służą maszty i wieże, budowane naogół na tych samych zasadach, co podobne urządzenia dla linii elektrycznych i t.p.

Maszty będziemy nazywać takie konstrukcje,

^{x/}

przy średnicy 0,6 cm. napięcie korony 60 kV,

przy 1,9 cm - 200 kV.

które nie są umocowane dostatecznie sztywno u podnóża i wymagają do utrzymania odciągaczy - / liny stalowe lub konopne, zakotwiczone w blokach betonowych / w przeciwieństwie do wież, które są u podstawy sztywno zamocowane w ziemi / fundament betonowy /.

Jako materiał na budowę masztów stałych wchodzi pod uwagę żelazo i drzewo . O ile pierwszy, jako dobry przewodnik elektryczny, wywiera wpływ na przebieg pola elektrycznego, o tyle drugi - w stanie suchym - zachowuje się jak dobry izolator, co ma dodatkowe znaczenie ze względu na małe straty w polu anteny.

Wysokość budowanych masztów drewnianych dochodzi do 100 m , żelaznych do 300 m.

Konstrukcja masztów, jak również wież, najczęściej bywa kratowa. Montowanie masztów odbywa się albo w całości na ziemi i gotowy maszt podnosi się do pionu przy pomocy masztu dodatkowego albo - jak wieże - buduje się stopniowo przez dodawanie coraz to nowych elementów.

Maszty radiostacji przenośnych , ze względów transportowych, bywają zazwyczaj składane z poszczególnych rur lub wykonywane jako urządzenia teleskopowe o wysuwanych rurach.

Odciągacze przytrzymujące maszt powinny być

z reguły dzielone na części przy pomocy izolatorów. Jest to konieczne dla uniknięcia w nich strat energii elektrycznej oraz uwydatniania harmonicznych.

Również wskazane, aczkolwiek trudne do osiągnięcia, jest izolowanie masztu u podnóża. W wypadku izolowania należy pamiętać o występujących między ziemią a masztem dość wysokich różnicach potencjałów. W razie złej izolacji masztu lepiej jest uziemić go dobrze.

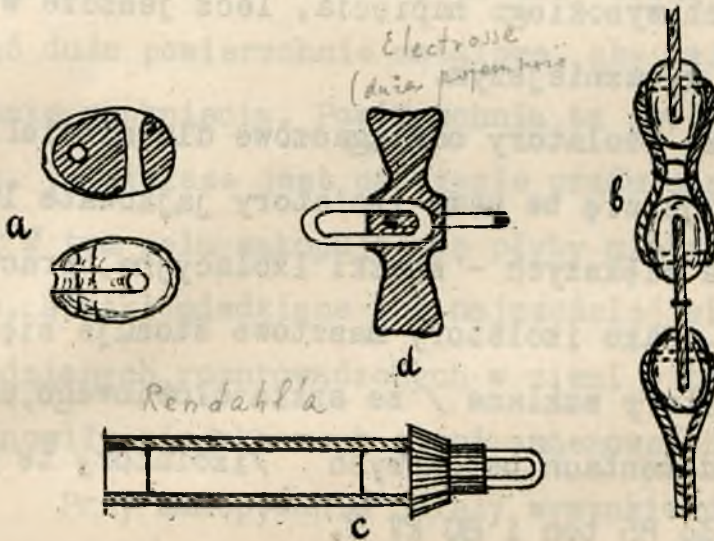
I z o l a t o r y. - Izolatory, znajdujące zastosowanie w urządzeniach antenowych, podzielić można na 3 grupy :

- 1/ izolatory antenowe właściwe, izolujące przewody sieci antenowej od odciągaczy antenowych,
- 2/ izolatory odciągaczowe i izolatory masztowe,
- 3/ izolatory wejściowe dla przewodów od aparatury do anteny.

Jako materiał izolacyjny stosuje się w urządzeniach nadawczych porcelanę, szkło, w odbiorczych czasami ebonit.

Izolatorem, rozpowszechnionym dziś w mniejszych instalacjach nadawczych oraz w większości odbiorczych, jest t.zw. izolator jajkowaty / rys. 1a /, dogodny z

tego względu, iż można go łączyć w łańcuchy o większej liczbie członów, zależnie od wymaganej izolacji / rys. 1 b /.



Rys. 1.

Podobne pod tym względem są izolatory siodłowe / Vedovelli /. Zaletą ich, jak również i jajkowych izolatorów, jeszcze jest to, iż w razie pęknięcia jednego z izolatorów zawieszenie nie zostaje zerwane.

W dużych instalacjach stosuje się izolatory typu Rendahl'a - w postaci długiego cylindra porcelanowego /rys. 1 c/ z wkitowanymi uchami metalowymi oraz kapami, jak również izolatory typu "Electrose" /rys. 1 d /; wadą - duża pojemność elektryczna.

Nierównomierny rozkład napięcia na poszczególne człony łańcucha / izolatory bliżej ziemi są mniej naprężone elektrycznie / występuje tu , podobnie jak w instalacjach wysokiego napięcia, lecz jeszcze w stopniu znacznie wyraźniejszym.

Jako izolatory odciągaczowe dla niewielkich masztów stosuje się te same izolatory jajkowe lub siodłowe. Dla większych - krążki izolacyjne, pracujące na ściskanie. Jako izolatory masztowe stosuje się u podnóża izolatory szklane / ze szkła ołowiowego, ustawiane na fundamentach betonowych /izolatory te bywają budowane do 85 ton i 80 kV /.

Izolatory wejściowe / przepustowe /, stosowane w radjotechnice, są identyczne do stosowanych w technice wysokich napięć. Liczyć się tu jedynie należy dodatkowo z prądami pojemnościowymi, jakie płyną przy wielkich częstotliwościach od przewodu do ściany/nagrzewanie się izolatora i pękanie / .

U z i e m i e n i e . - Zadanie uziemienia polega na możliwie bezoprowem połączeniu podnóża półoscylatora z masą ziemi. Gdyby ziemia była przewodnikiem doskonałym , wystarczyłoby wówczas proste przyłączenie do jakiegokolwiek punktu tuż u podnóża. / Stacje okrętowe - masa metalowa okrętu w słonej wodzie morskiej /. W rze-

czywistości , chociaż mamy do czynienia z lepszym lub gorszym przewodnictwem ziemi , jest ono dalekie jeszcze od doskonałego . Wskutek tego, dla jaknajbardziej bezoporowego przejścia od anteny do masy ziemi, należy stosować duże powierzchnie metalowe, aby zwiększyć powierzchnię zetknięcia. Powierzchnia ta powinna być tem większa, im większe jest natężenie prądu u podnóża anteny. W tym celu zakopuje się płyty miedziane lub cynkowe, siatki miedziane lub najczęściej sieć przewodów miedzianych, rozproszonych w ziemi w ten sposób, aby stanowiły niejako rzut sieci antenowej na ziemię.

Przy zakopywaniu należy wyszukiwać warstwy ziemi możliwie dobrze przewodzące, np. warstwy bliskie do wody zaskórnej.

W razie stosowania płyt /blach/, wskazane jest zaopatrzenie ich w szereg otworów dla umożliwienia przeciekania wody deszczowej z warstw górnych do dolnych.

Wogóle należy mieć na uwadze, iż tereny wilgotne i pobliskie zbiorniki wodne naturalne sprzyjają polepszeniu uziemienia.

P r z e c i w w a g a. - W razie, gdy przewodność ziemi w otoczeniu radjostacji jest bardzo zła, korzystniej jest zamiast /lub oprócz/ uziemienia zastosować t.zw. prze-

ciwwagę, czyli system przewodów, tworzących sieć metalową, umieszczoną u podnóża anteny na niewielkiej wysokości nad ziemią. Układ taki może być rozpatrywany jako płyta metalowa o dużej powierzchni, a więc znacznej pojemności względem warstw przewodzących ziemi.

Cały układ anteny z przeciwwagą i przewodzącymi warstwami ziemi można upodobnić do anteny z doskonałym uziemieniem, u podnóża której włączony jest kondensator o dużej pojemności. Gdy pojemność ta jest dostatecznie wielka, w rozkładzie prądów i napięć anteny z doskonałym uziemieniem i anteny z przeciwwagą różnic niema.

Ażeby osiągnąć korzystne działanie przeciwwagi należy ją dobrze izolować od ziemi, w przeciwnym razie w kondensatorze "przeciwwaga - ziemia" będą występować straty.

Zazwyczaj przeciwwaga utworzona bywa przez płaską sieć drutów, przypominającą swym kształtem antenę /rzut anteny na powierzchnię ziemi /. Sieć ta jest zawieszona na wysokości zazwyczaj paru metrów nad ziemią przy pomocy izolatorów i odciągaczy. Powierzchnia objęta przez przeciwwagę nie powinna być mniejsza od powierzchni rzutu sieci anteny na ziemię, aby zapewnić zamykanie się możliwie dużej ilości linii sił pola

elektrycznego anteny.

Przeciwwaga uziemiona i metalizacja ziemi. - W razie, gdy przewodność ziemi w pobliżu podnóża anteny jest bardzo zła, natomiast w pewnej odległości znacznie się poprawia, lub gdy wogóle przewodnictwo jest przeciętne, dobrze jest stosować t.zw. przeciwwagi uziemione.

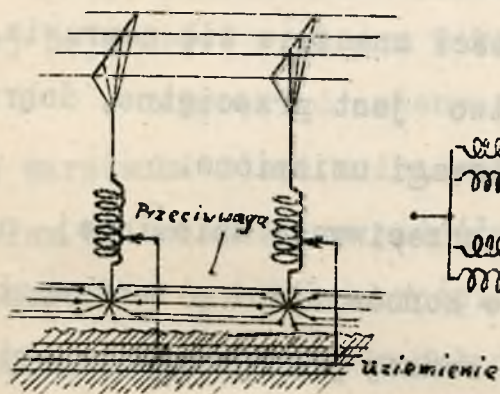
Pierwszy rodzaj przeciwwagi uziemionej uzyskuje się przez połączenie końców sieci przeciwwagi z ziemią, natomiast drugi rodzaj przeciwwagi uziemionej może być rozpatrywany jako uziemienie przy pomocy sieci przewodów zakopanych w ziemi o złym przewodnictwie.

Wówczas działanie jej jest częściowo elektrostatyczne - jako okładziny kondensatora w dielektryku utworzonym przez ziemię o niedoskonałym przewodnictwie, częściowo galwaniczne - jako płyty uziemiającej w dielektryku przewodzącym.

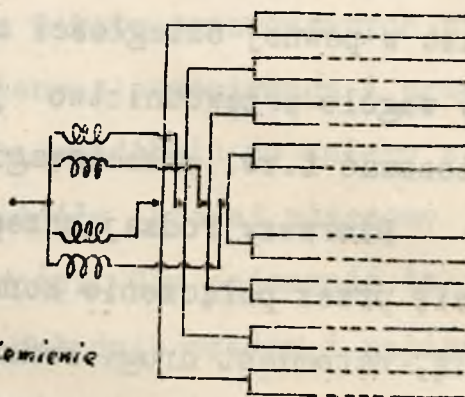
Często stosuje się na wielkich radiostacjach uziemienie kombinowane, składające się z uziemienia i przeciwwagi. / rys.2/

Częstokroć dla uzyskania równomiernego przepływu prądów w poszczególnych przewodach, prowadzących do sieci uziemiającej, stosuje się cewki dodatkowe służące dla wyrównania oporności tych przewodów. / rys.3/

Przewody zasilające. - W wielu przypadkach, szczególnie przy falach krótkich, albo, gdy aparatura nadajnika znajduje się w pewnym oddaleniu od podnoża anteny, stosuje się układ przewodów, do pro-



Rys. 2.



Rys. 3.

wadzających energję wielkiej częstotliwości z budynku aparatu do punktu zasilania anteny.

Bywają bądź to dwa równoległe przewody, prowadzone we wzajemnej odległości kilkudziesięciu cm. na wysokości paru metrów nad ziemią, bądź też system koncentrycznych przewodów / drut w rurze/. Zasilacz taki odpowiednio dopasowany, sprzężony jest z jednej strony z nadajnikiem - z drugiej z anteną.

OPORNOŚĆ RZECZYWISTA ANTENY.

Oporność, moc, sprawność. Energia doprowadzona ze źródła SEM-nej \mathcal{E} , potrzebnej dla wywołania w antenie żadanego natężenia prądu J w celu uzyskania odpowiedniej skuteczności anteny $\sqrt{I_0 Z_0}$, tylko w części zostaje wypromieniowana w przestrzeń pod postacią fal e.m., w części zaś bezużytecznie zamienia się na ciepło w obwodzie anteny oraz w jej najbliższym otoczeniu.

Moc doprowadzona do anteny P_A może więc być podzielona na moc użyteczną / promieniowania P_p oraz moc strat P_s

$$P_A = P_p + P_s \quad (1)$$

Stąd sprawność anteny

$$\eta_A = \frac{P_p}{P_p + P_s} = \frac{1}{1 + \frac{P_s}{P_p}} \quad (2)$$

Oporność równoważna mocy doprowadzonej P_A przy skutecznym natężeniu prądu u podnóża anteny I_A w miejscu działania SEM-nej / nazywać będziemy opornością rzeczywistą obwodu anteny ; określa się ją z zależności

$$R_A = \frac{P_A}{I_A^2} \quad (3)$$

Oporność tę można podzielić na : oporność promieniowania i oporność strat, a mianowicie :

$$R_p = \frac{P_p}{I_A^2} ; \quad R_s = \frac{P_s}{I_A^2} \quad 14/$$

Zatem

$$\eta_A = \frac{R_p}{R_p + R_s} = \frac{1}{1 + \frac{R_s}{R_p}} \quad 15/$$

Dla uzyskania dobrej sprawności należy dążyć, aby

$$R_s \ll R_p .$$

Musimy zatem zapoznać się z temi czynnikami, które wywierają wpływ na wielkości odpowiednich oporności.

Moc promieniowania.

Wytwarzanie w danym punkcie przestrzeni P pola e.m. o natężeniu \hat{h}, \hat{f} związane jest ze stałym dostarczeniem energii przez oscylator. Energia ta, niesiona przez fale e.m., przepływa przez punkt P , tworząc strumień energii. Jest on określony wektorem Poynting'a ^{x/}.

$$\vec{G} = [\hat{h}, \hat{f}] , \quad G = h \cdot f \cdot \sin(\hat{h}, \hat{f}) \quad 16/$$

^{x/}

Patrz M. Pożaryski l.c. str.180.

Ponieważ w swobodnej przestrzeni kąt między wektorami $(\hat{h}, \hat{f}) = 90^\circ$, przeto

$$\sigma = h \cdot f \quad 17/$$

Co do kierunku wektora $\hat{\sigma}$ - jest on prostopadły do płaszczyzny \hat{h}, \hat{f} , a więc leży na linii szybkości fali i skierowany jest od oscylatora.

Natężenie strumienia energii, t.j. ilość energii przepływającej w jednostce czasu przez 1 cm^2 powierzchni prostopadłej do kierunku przepływu w punkcie P , jest proporcjonalne do σ , a mianowicie jest ono

$$p_{(1)} = \frac{u}{4\pi} \cdot \sigma = \frac{u}{4\pi} \cdot h \cdot f \quad 18/$$

natężenie strumienia energii

Wielkość wektora $\hat{\sigma}$ oraz natężenie strumienia energii są zmienne w czasie tak, jak zmienne w czasie są h i f .

Natężenia chwilowe pola e.m., wytworzonego przez elementarny oscylator w punkcie P , określone są równaniami / 7 i 8.X.a / ; zatem wstawiając te wartości do /8/ otrzymujemy

$$p_{(1)} = \frac{u}{4\pi} e^2 \frac{m^4}{r^2} \sin^2 \vartheta \cdot \sin^2(mr - \omega t) \quad 19/$$

Równanie / 9 / pokazuje jak zmienia się w czasie natężenie strumienia energii, a więc jest to równanie chwilowej mocy promieniowanej przez 1 cm^2 powierzchni.

Zatem chwilowa moc promieniowana przez powierzchnię ds będzie

$$dp = \frac{u}{4\pi} \cdot c^2 \cdot \frac{m^4}{r^2} \cdot \sin^2 \vartheta \cdot \sin^2(mr - wt) \cdot ds \quad /10/$$

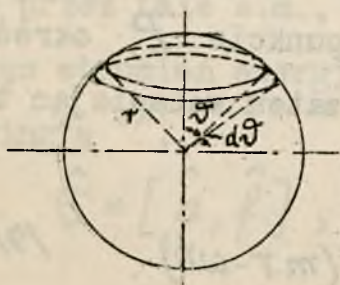
Średnia wartość tej mocy za okres zmienności pola e.m. będzie

$$dP = \frac{1}{T} \int_0^T dp = \frac{u}{4\pi} \cdot c^2 \cdot \frac{m^4}{r^2} \cdot \sin^2 \vartheta \left\{ \frac{1}{T} \int_0^T \sin^2(mr - wt) dt \right\} ds \quad /11/$$

a po scałkowaniu, wobec tego, iż $\left\{ \right\} = \frac{1}{2}$,

$$dP = \frac{u}{8\pi} \cdot c^2 \cdot \frac{m^4}{r^2} \sin^2 \vartheta \cdot ds \quad /12/$$

Średnia moc promieniowana przez powierzchnię ds zmienia się wraz z kwadratem sinusa kąta ϑ , poza tem



Rys. 1.

składnie z kwadratem odległości i rośnie z czwartą potęgą częstotliwości.

Dla obliczenia całkowitej mocy, promieniowanej

przez ten oscylator, należy znaleźć całkę wyrażenia /12/ po powierzchni kuli, opisanej dokoła oscylatora.

Otóż powierzchnia elementarnego pasa kulistego, położonego pod kątem ϑ , o szerokości $d\vartheta$ jest

$$ds = (2\pi r \cdot \sin\vartheta) \cdot r \cdot d\vartheta = 2\pi r^2 \sin\vartheta \cdot d\vartheta \quad /13/$$

Zatem moc, promieniowana przez całą powierzchnię kuli, a więc całkowita moc promieniowania oscylatora

$$P = \frac{\mu}{4} \ell^2 m^4 \int_0^\pi \sin^3\vartheta \cdot d\vartheta \quad /14/$$

Ponieważ

$$\int_0^\pi \sin^3\vartheta \cdot d\vartheta = \frac{4}{3} \quad , \quad /15/$$

przeto

$$P = \frac{\mu}{3} \cdot \ell^2 \cdot m^4 \quad /16/$$

Wstawiając tu

$$\mu = 3 \cdot 10^{10} \quad , \quad m = \frac{\omega}{u} \quad , \quad \omega = \frac{2\pi u}{\lambda}$$

oraz - dla anteny prostej o skuteczności $\bar{I}_0 \cdot h_{sk}$, gdy prąd \bar{I}_0 mierzony jest w *cgs. e.s.*, lub $\frac{\bar{I}_A \cdot u}{10} \cdot h_{sk}$, gdy prąd \bar{I}_A mierzony jest w amperach - moment elektryczny :

$$\varphi = \frac{\bar{I}_0 \cdot h_{sk}}{\omega} = \frac{\bar{I}_A \cdot u \cdot h_{sk}}{10 \cdot \omega} \quad /17/$$

otrzymamy wyrażenie na moc / w watach /

$$P = 40 \cdot \pi^2 \left(\frac{\bar{I}_A \cdot h_{sk}}{\lambda} \right)^2 = 80 \cdot \pi^2 \left(\frac{I_A \cdot h_{sk}}{\lambda} \right)^2 \quad /18/$$

gdzie I_A skuteczny prąd w amperach, h_{sk} i λ w jednakowych jednostkach.

W przypadku anteny uziemionej wysokość skuteczna - na skutek odbicia w ziemi - podwaja się. Należałoby zatem do wzoru /18/ wstawić zamiast h_{sk} wartość $2h_{sk}$ /gdzie h_{sk} - jest wysokością skuteczną anteny rzeczywistej /. Jednocześnie jednak - ponieważ energia jest promieniowana tylko w półkuli górnej, należy wziąć połowę mocy, wyrażonej wzorem /18/. Będzie więc tu

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} \cdot 80 \cdot \pi^2 \left(\frac{I_A \cdot 2 \cdot h_{sk}}{\lambda} \right)^2 = 160 \cdot \pi^2 \left(\frac{I_A \cdot h_{sk}}{\lambda} \right)^2 = \\ &= 1570 \left(\frac{h_{sk}}{\lambda} \right)^2 \cdot I_A^2 \approx 1600 \left(\frac{h_{sk}}{\lambda} \right)^2 \cdot I_A^2 \quad /19/ \end{aligned}$$

Powyższe wzory są ściśle w założeniu, że długość anteny $z_0 < \lambda$. W przeciwnym razie, zamiast wzoru /9/ należałoby stosować wzór, uwzględniający fazy

dla anteny uziemionej

działań poszczególnych elementów oscylatora.

Oporność promieniowania. Moc promieniowana P_p jest równoważną mocy wydzielonej przez prąd I_A w pewnym oporze rzeczywistym

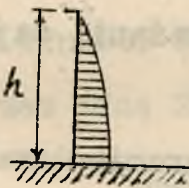
$$R_p = \frac{P_p}{I_A^2}, \quad /20/$$

zwanym opornością promieniowania anteny.

Oporność tę daje nam wzór /19/ jako

$$R_p \approx 1600 \left(\frac{h_{sk}}{\lambda} \right)^2 \quad /21/$$

Dla anteny uziemionej, pracującej ćwiartką fali /rys.2/



Rys. 2.

oporność promieniowania obliczymy, podstawiając

$$\lambda = 4h, \quad h_{sk} = \frac{2}{\pi} \cdot h$$

$$R_p = 1600 \cdot \frac{1}{4\pi^2} = 40 \Omega \quad /22/$$

Oporność ta jest stała, niezależna od długości fali.

√ Dokładne rozważania tego wypadku, z uwzględnieniem zależności faz zaburzeń e.m. od poszczególnych elementów anteny, prowadzą do wzoru na oporność promieniowania

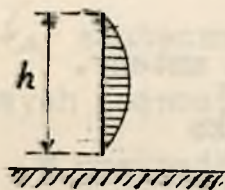
$$R_p = 36,6 \Omega \quad]$$

X.f.8.

Oporność promieniowania anteny z dużą pojemnością końcową, dla której $h_{sk} = h$, będzie

$$R_p = 1600 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2 \quad /23/$$

Wreszcie, dla anteny pracującej połówką fali /rys.3/



Rys. 3.

oporność promieniowania - wobec warunku

$$\lambda = 2h, \quad h_{sk} = \frac{2}{\pi} \cdot h$$

będzie

$$R_p = 160 \cdot \pi \frac{2}{\pi^2} = 160 \Omega \quad /24/$$

Podobnie w tym wypadku ściśle rozważania dają na

$$R_p \approx 147 \Omega$$

Dla celów praktycznych oporność promieniowania może być z dostateczną dokładnością określona przy pomocy wzoru ogólnego

$$R_p = 1600 \left(\frac{h_{sk}}{\lambda} \right)^2 = \alpha \cdot \frac{1}{\lambda^2} \quad /25/$$

Oporność ta zależy od stosunku skutecznej wysokości anteny do długości fali roboczej. Przy stałej wysokości anteny, w miarę oddalania się od jej fali własnej, oporność szybko maleje, jak to pokazuje wykres rys. 4. dla anten stacji długofalowych.

Np. dla radjostacji transatlantyckiej w Warszawie

$$\text{mamy } \lambda \approx 18000 \text{ mtr}$$

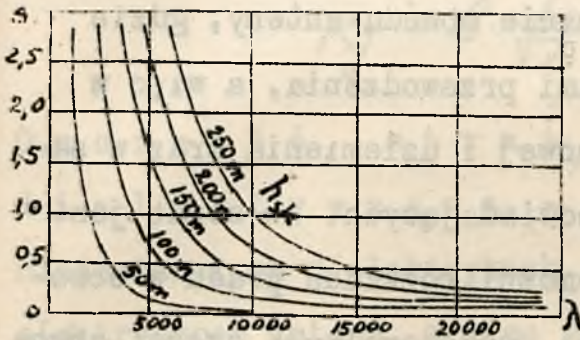
$$h_{sk} \approx 90 \text{ mtr}$$

$$R_p = 0,04 \Omega$$

Dla stacji radjofonicznej Warszawa-Raszyn

$$h_{sk} = 120 \text{ m}, \lambda \approx 1400 \text{ m}$$

$$R_p = 1600 \left(\frac{120}{1400} \right)^2 \approx 11,5 \Omega$$



Rys. 4.

Dla stacyj pracujących falami krótkimi oporność promieniowania wypada znacznie większa, dochodząc do wartości 40Ω lub wyżej, w zależności od stosunku $\frac{h_{sk}}{\lambda}$ oraz w zależności od ilości anten elementarnych, zasilanych przez daną SEM-ną.

Moc tracona w antenie.

Oporność strat R_s , będąca miarą mocy straconej, może być w dalszym ciągu podzielona na szereg oporności, a mianowicie

1. Oporność na skutek strat na ciepło Joule'a i prądy wirowe R_j
2. Oporność na skutek strat histerezy dielektrycznej R_h
3. Oporność na skutek strat upływności R_u .

Oporność strat na ciepło Joule'a i prądy wirowe. Oporność ta występuje w każdym punkcie obwodu anteny, gdzie mamy do czynienia z prądami przewodzenia, a więc w przewodnikach sieci antenowej i uziemienia oraz w samej ziemi. Obliczenie odpowiadających im strat jest możliwe na zasadzie znajomości rozkładu prądu w obwodzie anteny oraz oporności poszczególnych części obwodu.

Dla zmniejszenia strat Joule'a należy stosować przewody o małej oporności dla prądów w.cz., a więc druty miedziane, przy falach długich dzielone /plecionki / i dobrze łączone. Szczególniej należy na to zwracać uwagę w doprowadzeniach, gdzie natężenie prądu jest zazwyczaj największe /stosowanie doprowadzeń graniastosłupowych /.

Pod względem strat na ciepło Joule'a do obwodu anteny będą należeć cewki i warjometry nastrojcze, ew. kondensatory skracające, przyrządy miernicze i t.d. Co się zaś tyczy strat przez prądy wirowe, należy unikać umieszczania w polu magnetycznym obwodu anteny mas metalowych.

Oporność równoważna omawianym tu stratom jest proporcjonalna do pierwiastka z częstotliwości prądu,

a więc odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka z długości fali

$$R_j = \beta \cdot \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \quad /26/$$

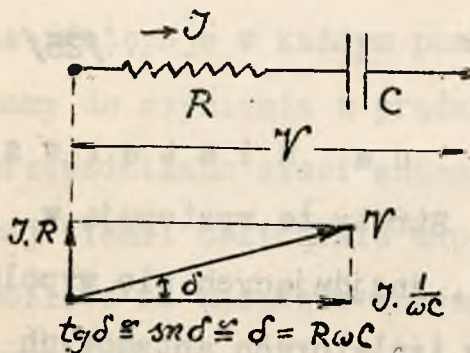
Oporność strat na histerezę dielektryczną. - Straty te występują w niedoskonałych dielektrykach, znajdujących się w polu elektrycznym anteny, a więc w izolatorach antenowych oraz we wszystkich pół-przewodnikach, jakimi są różne objekty, znajdujące się w najbliższym otoczeniu anteny /budynki, maszty drewniane, roślinność pod anteną, ziemia jako niedoskonały dielektryk, np. piasek, skały i t.d./. Należy przeto stosować odpowiedni materiał na izolatory: najlepiej porcelanę lub specjalne gatunki szkła oraz zachowywać właściwy rozkład napięć na poszczególnych izolatorach, a przede wszystkim dążyć do obniżenia napięcia na antenie. Ponadto, teren pod anteną oraz w jej pobliżu winien być wolny od bujnej roślinności, zaś ziemia uczyniona dobrze przewodzącą /zmetalizowana/.

Oznaczając kąt stratności dielektryka /rys.5/ przez

$$\delta \cong \sin \delta \cong \operatorname{tg} \delta, \quad /27/$$

otrzymamy równoważną /szeregową/ oporność strat dielek-

trycznych R_h kondensatora o pojemności C jako



$$R_h = \frac{\delta}{\omega C} \quad /28/$$

Ponieważ $\omega = \frac{2\pi u}{\lambda}$, przeto

$$R_h = c \cdot \lambda, \quad /29/$$

Rys. 5.

czyli oporność strat dielektrycznych jest proporcjonalna / $C = \text{spółcz. prop.} /$ do λ .

Oporność strat przez upływowość. - Straty te są analogiczne do tych, jakie występują przy wysokim napięciu, a więc przede wszystkim straty związane z wyładowaniami jarzącymi /"korona" /, występujące szczególnie w tych miejscach przewodników, gdzie promień krzywizny jest mały.

Dla zmniejszenia tych strat nie należy przekraczać pewnych granic napięcia maksymalnego, dopuszczalnego ze względu na zjawisko korony dla danej średnicy przewodów antenowych oraz unikać dużych krzywizn przewodów / a więc załamania, zagięć, ostrych końców i t.d. /.

Dla orientacji można przyjmować, iż napięcie

"koronv" / w kilowoltach / równe jest liczbowo 10-cio krotnej wartości średnicy przewodu w mm.

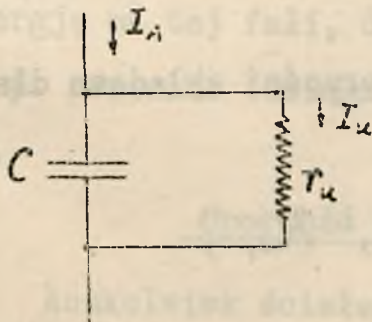
W praktyce radjotechnicznej najwyższe napięcie na przewodach anten rzadko przekracza dla stacji b. dużej mocy - 180 kV .

Co się tyczy wielkości napięcia występującego na antenie, jest ono związane z natężeniem prądu w antenie zależnością

$$V_A = I_A \cdot \frac{1}{\omega C} = I_A \frac{\lambda}{2\pi u c} \quad /30/$$

Jest ono proporcjonalne do λ , a więc przy stałej pojemności anteny i stałym prądzie napięcie to rośnie wraz z długością fali.

Oprócz strat na koronę , występują tu jeszcze straty na skutek upływności powierzchniowej izo-



Rys. 6.

latorów, niejako przez oporności r_u , boczni-
kujące dielektryk izo-
latora / rys. 6 /.

Prąd upływności jest proporcjonalny do napię-

$$I_u = \frac{V_A}{r_u} ,$$

a przeto straty upływności

$$P_u = I_u^2 \cdot r_u = \frac{V_A^2}{r_u} = \frac{I_A^2 \cdot \lambda^2}{4\pi^2 u^2 c^2 \cdot r_u}$$

Oznaczając oporność szeregową równoważną tym stratom przez R_u otrzymamy

$$I_A^2 \cdot R_u = I_A^2 \frac{\lambda^2}{4\pi^2 u^2 c^2 r_u}$$

skąd

$$R_u = \alpha \cdot \lambda^2 \quad /31/$$

jest proporcjonalne do kwadratu długości fali.

Krzywa skutecznej oporności anteny. - Reasumując powyższe rozważania, możemy oporność skuteczną obwodu anteny wyrazić równaniem

$$R_A = \alpha \cdot \frac{1}{\lambda^2} + \beta \cdot \frac{1}{\lambda} + \gamma \cdot \lambda + \delta \cdot \lambda^2 \quad /32/$$

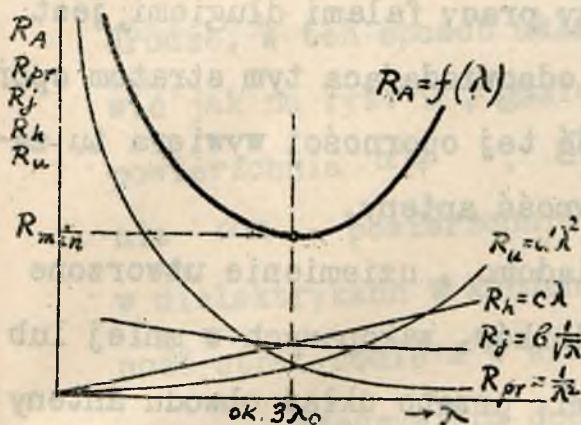
Jeżeli oznaczymy odpowiednie oporności składowe dla pewnej fali λ_1 przez

$$R_{p1}, R_{j1}, R_{h1}, R_{u1},$$

wówczas dla dowolnej fali λ będziemy mieli

$$R_A = R_{p1} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda}\right)^2 + R_{j1} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}} + R_{h1} \left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right) + R_{u1} \left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right)^2 \quad /33/$$

Dla otrzymania przebiegu funkcji $R_A = f(\lambda)$ wykreślmy poszczególne zależności, jak to przedstawia rys. 7. Krzywa wypadkowa wykazuje minimum, odpowiadają-



Rys. 7.

ce długości fali, zazwyczaj parokrotnie większej od własnej fali anteny. Jeżeli ze zwiększeniem się fali daje się zauważyć znaczny wzrost oporności, oznacza to istnienie strat na upływność oraz na histerezę. W razie, gdy zdjęta doświadczalnie krzywa $R_A = f(\lambda)$ wykazuje jakiś garb w swym przebiegu, może to świadczyć o obecności - w pobliżu anteny - pewnego układu, absorbującego energję na tej fali, dla której ten garb występuje / np. rezonans odciągacza antenowego, masztu lub wieży /.

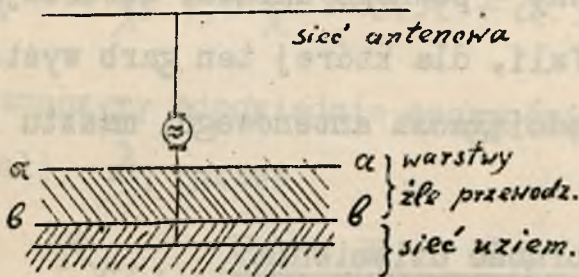
Oporność uziemienia

Aczkolwiek ścisłego rozdzielenia rozpatrywanych strat pomiędzy poszczególne części obwodu antenowego nie da się przeprowadzić, gdyż różnego rodzaju straty te mogą występować jednocześnie w tym samym

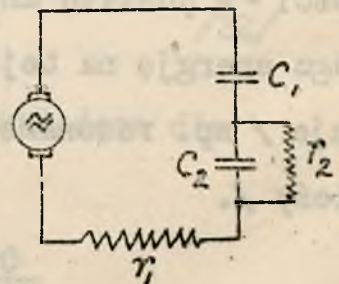
punkcie obwodu, niemniej jednak można mówić o oporności poszczegolnej części obwodu.

Taką częścią obwodu, która przysparza zazwyczaj najwięcej strat przy pracy falami długimi, jest uziemienie anteny, albo odpowiadająca tym stratom oporność uziemienia. Wielkość tej oporności wywiera tu zasadniczy wpływ na sprawność anteny.

Ponieważ, jak wiadomo, uziemienie utworzone jest przez układ przewodników, zakopanych w mniej lub więcej przewodzącej ziemi, przeto układ obwodu anteny można przedstawić jako kondensator, którego jedną okładzinę stanowią przewody anteny, drugą - częściowo sieć uziemienia oraz warstwy przewodzące gruntu / rys. 8 /. Dielektryk między temi okładzinami składa się z dwóch



Rys. 8.



Rys. 9.

warstw : warstwy powietrza - doskonałego dielektryka oraz warstwy złe przewodzącej ziemi - jako dielektryka ze stratami przewodnictwa oraz histerezy. Ponadto

to , ponieważ prądy, zamykające się od górnej okładziny, powracają do źródła zasilającego częściowo przez ziemię, dochodzą tu jeszcze straty Joule'a na tej drodze. W ten sposób układ uziemienia można przedstawić jak na rys. 9 , gdzie C_1 - pojemność "antena powierzchnia aa ", C_2 - pojemność " powierzchnia aa - powierzchnia bb , r_2 - oporność strat w dielektrykach w kondensatorze C_2 , r_1 - oporność strat Joule'a w ziemi.

Rzeczywista oporność zastępcza, w odniesieniu do źródła zasilającego antenę, będzie

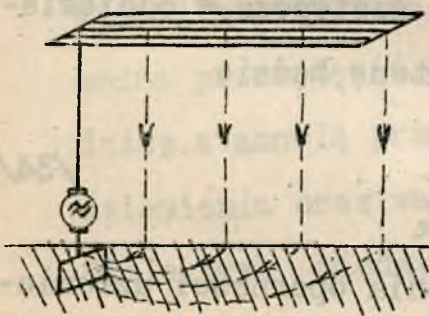
$$r_1 + \frac{1}{\frac{1}{r_2} + j\omega C_2} \quad . \quad /34/$$

Wynika stąd, iż dla zmniejszenia oporności uziemienia należy : 1^o uczynić r_1 możliwie małym przez skrócenie oraz polepszenie przewodności drogi prądów w ziemi,

2^o uczynić r_2 możliwie małe przy możliwie dużym C_2 , przez metalizację powierzchni ziemi oraz przez stosowanie sieci uziemniającej o dużej rozległości.

W tym celu stosuje się sieć przewodów miedzianych, zakopanych pod powierzchnią ziemi na całym ob-

szarze , objętym rzutem anteny a nawet wychodzącym znacznie po za ten obszar / o wysokość anteny /. Często, dla uzyskania równomiernego rozkładu prądu w poszczególnych drutach oraz dla uniknięcia przepływu prądu w ziemi gdzie występują znaczne straty, sieć ta posiada szereg odprowadzeń, niejako punktów zasilających, które bieżą ponad ziemią do źródła zasilającego / rys.10 /. Dla skrócenia drogi prądów



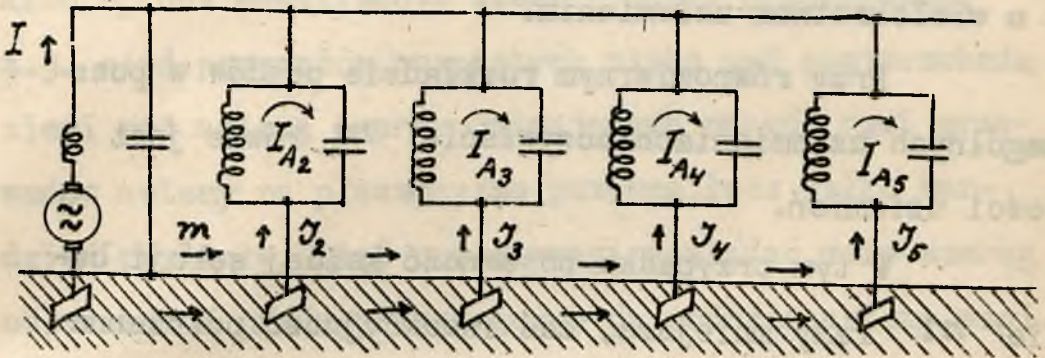
Rys. 10.



Rys. 11.

powrotnych od krańców do podnóża anteny, stosuje się t.zw. wielokrotne uziemienia / rys. 11 /, przy których oporność uziemienia maleje niejako na skutek zastąpienia szeregowego połączenia oporności uziemienia przez równoległe, a więc dzięki skróceniu drogi oraz zmniejszeniu gęstości prądu u podnóża źródła zasilającego. Bowiem antenę z uziemieniem wielokrotnem można rozważać jako składającą się z pewnej ilości mniejszych

anten, odpowiadających każdemu uziemieniu, połączonych tak jak obwody antirezonansowe i zasilane przez źródło SEM-nej w pierwszym uziemieniu / rys. 12 /. W tych



Rys. 12.

warunkach energia doprowadzona zostaje do tych obwodów pod wysokim napięciem V_A , przy niewielkim prądzie I , a przeto straty przez niego wywołane w ziemi są bez porównania mniejsze. Natomiast prądy płynące w zejściach uziemiających anteny I_{A_1} , I_{A_2} , I_{A_3} i t.d. jako prądy obwodów rezonansowych $L_1 C_1$, $L_2 C_2$ i t.d. mają duże natężenie, a przeto ich suma

$$I_A = I_{A_1} + I_{A_2} + I_{A_3} + \dots \quad /35/$$

daje żadaną skuteczność stacji.

Ponieważ pomiar prądu I_{A_1} odbywa się zazwyczaj w pierwszym uziemieniu, zaś prądy w innych uziemieniach są do I_{A_1} proporcjonalne, przeto wyraża się całkowity prąd antenowy jako

$$I_A = m \cdot I_{A1} \quad /36/$$

gdzie m jest t.zw. współczynnikiem zasilania anteny o wielokrotnym uziemieniu.

Przy równomiernym rozkładzie prądów w poszczególnych uziemieniach oczywiście m równe jest ilości uziemień.

W tym przypadku pojemność każdej sekcji będzie m razy mniejsza, zaś indukcyjność potrzebna do dostrojenia m razy większa.

Oznaczając SEM-ną źródła przez \mathcal{E} , oporność wewnętrzną przez r_2 , otrzymamy dla rezonansu

$$J_1 = \frac{\mathcal{E}}{r_2 + r_A} \quad /37/$$

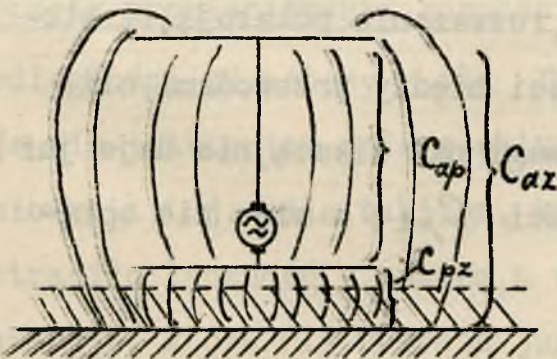
Oporność r_A nazywamy szeregową opornością anteny wielokrotnie uziemionej. Oporność /równoległa / anteny R_A wielokrotnie uziemionej otrzymamy z równania mocy

$$J_{A1}^2 \cdot r_A = (m J_{A1})^2 \cdot R_A$$

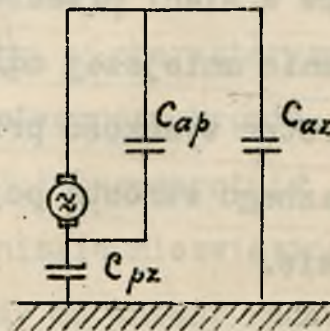
czyli

$$R_A = \frac{r_A}{m^2} \quad /38/$$

W razie, gdy przewodność ziemi pod anteną jest mała albo gdy chodzi o bardzo daleko idące zmniejszenie oporności uziemienia, stosuje się - zamiast albo oprócz metalizacji ziemi - t.zw. przeciwwagę, t.j. sieć przewodów, rozpiętych nisko nad powierzchnią ziemi pod anteną i przypominających naogół rzut przewodów anteny na płaszczyznę poziomą, lecz tylko bardziej rozległy. Sieć przeciwwagi posiadać może szereg odprowadzeń prądu, prowadzących do podnóża anteny, wzgl. do poszczególnych uziemień, przy wielokrotnem uziemieniu. Przeciwwaga winna być dobrze izolowana w stosunku do wierzchniej, źle przewodzącej, warstwy ziemi, gdyż ma ona za zadanie działać jako okładzina kondensatora / rys. 13 / w stosunku do warstw dobrze przewodzących,



Rys. 13.



Rys. 14.

a więc nie powinna wnosić strat.

Przeciwwaga wraz z anteną może być przedsta-

wiona przez układ jak na rys. 14. W odniesieniu do źródła zasilającego mamy pojemność wypadkową

$$C_A = C_{ap} + \frac{C_{az} \cdot C_{pz}}{C_{az} + C_{pz}} \quad /39/$$

C_{ap} = pojemność "antena - przeciwwaga "

C_{az} = " " "antena - ziemia "

C_{pz} = " " "przeciwwaga - ziemia"

Gdyby sieć przeciwwagi była bardzo rozległa / $C_{pz} \approx \infty$ /, wówczas oczywiście $C_A \approx C_{ap}$, a więc układ zachowałby się jak przy ziemi doskonale przewodzącej.

Widoczna jest stąd korzyść stosowania przeciwwag o dużej rozpiętości. Co się tyczy gęstości przewodów w sieci przeciwwagi, rozważania pokazują, iż stosowanie mniejszej odległości między przewodami, niż 3-krotna wysokość przeciwwagi nad ziemią, nie daje już wyraźnego wzrostu pojemności C_{pz} , a więc nie opłaca się.

ROZCHODZENIE SIĘ FAL.

Pole e. - m. oscylatora. - Przestrzeń otaczająca antenę nadawczą może być podzielona na obszary: indukcji, promieniowania oraz obszar pośredni. Obszar indukcji, odnoszący się do bezpośredniej bliskości anteny, charakteryzuje się istnieniem w nim pól elektrycznego i magnetycznego indukcji, t.j. takich pól, których energia wciąż jeszcze pozostaje związana z obwodem anteny: w jednej części okresu jest przez nią wydzielana, w innej części z powrotem pochłaniana.

Przesunięcie faz / w czasie / między temi polami składowymi wynosi 90° . Słabną one z trzecią wzgl. drugą potęgą odległości.

Obszar promieniowania, rozpościerający się w znacznej odległości od anteny / dla $r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$ /, charakteryzuje się istnieniem pola elektromagnetycznego promieniowania, t.j. pola takiego, które już bezpowrotnie straciło łączność z anteną, a więc niesie niezwiązaną energję, która nie powraca już nigdy do anteny nadawczej.

Między składową elektryczną a magnetyczną tego pola istnieje zgodność faz w czasie. Słabnie ona

z pierwszą potęgą odległości, stanowi przeto właściwą podstawę radjokomunikacji.

W obszarze pośrednim można w przybliżeniu przyjmować, iż pole słabnie z kwadratem odległości; przesunięcie faz między polami składowymi w czasie zawiera się tu między 0° a 90° .

Co się tyczy przesunięcia między składowymi polami w przestrzeni swobodnej, wynosi ono zawsze bez względu na obszar - 90° .

Rozchodzenie się fal w warunkach rzeczywistych. Rozważania dotyczące oscylatora Hertza odnosiły się do wypadku, gdy oscylator znajdował się w nieograniczonej przestrzeni swobodnej, albo też, że przestrzeń ta w połowie /według płaszczyzny symetrii oscylatora/ była wypełniona doskonałym przewodnikiem. W tych warunkach natężenie pola e.m. w dużej odległości - w obszarze promieniowania - zostało określone wzorami / 7 i 8 X.a. /.

Zjawiska komplikują się, gdy jedna połowa przestrzeni przestaje być idealną /wypełnia się gazami i parami / oraz nieograniczoną od góry/ warstwą przewodzącej atmosfery /, zaś druga połowa zostaje wypełniona przewodnikiem niedoskonałym / ziemia, gorzej lub lepiej przewodząca /. Wzory, wyprowadzone dla warunków

idealnych, przestają obowiązywać w tej postaci; należy wprowadzić do nich poprawki, wywołane działaniem tłumiacem przestrzeni i powierzchni przewodzącej. W takich właśnie warunkach odbywa się praca anten nadawczych na powierzchni ziemi; okazuje się, że można tu niejako mówić o dochodzeniu energji do żądanego punktu /stacji odbiorczej/ dwierma drogami: przestrzenią - pod postacią fali przestrzennej oraz wzdłuż powierzchni ziemi - pod postacią fali powierzchniowej.

Każda z tych rodzajów fal na swej drodze, między anteną nadawczą a odbiorczą, zostaje tłumiona wskutek pochłaniania energji; w fali przestrzennej przez niedoskonały dielektryk, jakim jest atmosfera - w fali powierzchniowej przez niedoskonały przewodnik, jakim jest ziemia.

To pochłanianie energji zależy od częstotliwości fali, przyczem wpływ ten występuje szczególnie wybitnie przy falach krótkich. Niedoskonałość przewodności powierzchni ziemi pociąga za sobą częściowe przenikanie energji fali w głąb ziemi, co związane jest właśnie ze stratą energji. Na skutek tego następuje szybkie zmniejszenie się amplitudy w miarę posuwania się fali wzdłuż powierzchni ziemi, ponadto zjawia się pewne przesunięcie fazy w przestrzeni

między \hat{F} i \hat{H} różne od 90° , a mianowicie wektor składowego pola elektrycznego otrzymuje pochylenie od pionu w kierunku ruchu fali ; pochylenie to jest zależne od własności elektrycznych terenu oraz od częstotliwości fali.

Wreszcie między polami składowymi zjawia się jeszcze przesunięcie faz w czasie.

Ażeby zdać sobie sprawę z udziału atmosfery oraz ziemi w zjawiskach rozchodzenia się fal elektromagnetycznych, promieniowanych przez oscylator, rozpatrzmy pod tym względem własności półprzewodników, jakimi właśnie w ogólnym wypadku są warstwy powietrza, począwszy od suchego powietrza pod ciśnieniem atmosferycznym, będącego doskonałym dielektrykiem, aż do rozrzedzonego i zjonizowanego, będącego doskonałym przewodnikiem oraz powierzchnia ziemi, począwszy od powierzchni oceanów, będących dobrym przewodnikiem, kończąc na suchym piasku, będącym znów dielektrykiem.

Fale w półprzewodnikach . - Równania pola e.m. dla

fali płaskiej w półprzewodniku jednorodnym / za jaki może być np. uważana powierzchnia ziemi na pewnym odcinku /, o stałych : stałej dielektr. ϵ , przenikli-

wości magnetycznej μ i oporności właściwej ρ przybierają postać

$$f = \bar{F} \cdot e^{-\alpha r} \cdot \sin(\omega t - m r)$$

*przesunięcie
o czasie*

11/

$$h = \bar{H} \cdot e^{-\alpha r} \cdot \sin[(\omega t - m r) - \varphi]$$

gdzie, zgodnie z /5.X.a./,

12/

zaś

$$u = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} [1 + \sqrt{1 + p^2}]}}$$

13/

jest szybkością rozchodzenia się fali w danym półprzewodniku,

$$\alpha = \frac{2\pi}{\rho} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} [1 + \sqrt{1 + p^2}]}}$$

14/

jest miarą tłumienia fali w półprzewodniku,

$$\bar{H} = \bar{F} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cdot \sqrt{1 + p^2}$$

15/

określa związek między amplitudami, wreszcie

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{p}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + p^2}}}$$

16/

jest przesunięciem faz w czasie między wektorami \hat{F} i \hat{H} .

Wielkością charakterystyczną, wchodzącą do tych równań, jest wyrażenie :

$$\rho = \frac{4\pi}{\omega \cdot \rho \cdot \epsilon} ,$$

m/

służące jako kryterjum przy zaliczaniu danego półprzewodnika do przewodników lub do dielektryków.

Mianowicie,

gdy $\rho^2 \ll 1$ mamy dielektryk,

zaś gdy $\rho^2 \gg 1$ mamy przewodnik.

Tak np. dla suchej ziemi, dla której

$$\mu = 1, \quad \epsilon = 5 \text{ cgs. e. st.} = \frac{5}{9 \cdot 10^{20}} \text{ cgs. e. m.}, \quad \rho = 5 \cdot 10^{15} \text{ cgs. e. m.}$$

$$\text{przy } \omega = 2\pi \cdot 10^4, \quad = 2\pi \cdot 10^5, \quad = 2\pi \cdot 10^8$$

$$\text{mamy } \rho^2 = 50 \gg 1, \quad = 0,5 \approx 1, \quad = 0,00005 \ll 1,$$

a przeto zachowuje się ta ziemia przy falach b. d. długich / $\lambda = 30\,000$ m. / jak przewodnik, przy długich / $\lambda = 3\,000$ m. / jak półprzewodnik, zaś przy b. krótkich / $\lambda = 3$ m. / jak dielektryk. Szybkość rozchodzenia się fal w tej ziemi wynosi odpowiednio / u_s - szybkość światła / : $0,5 \cdot u_s$, $0,95 \cdot u_s$ i u_s .

Fale w gazach zjonizowanych. - Natomiast, gdy dielektryk o stałej dielektrycznej ϵ posiada swobodne ładunki elektryczne q o masie m / np. cząsteczki zjonizowanych gazów /, wówczas prąd elektryczny

w nim jest sumą prądu przesunięcia / jak np. w dielektryku doskonałym / i prądu przewodzenia / konwekcyjnego - jak np. w cieczy zdysocjowanej /.

Gęstość prądu przesunięcia, zjawiającego się pod wpływem pola elektrycznego o natężeniu \mathcal{F} , zmiennego z pulsacją ω

$$f = \bar{F} \cdot \sin \omega t \quad /8/$$

jest

$$\frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{df}{dt} \quad /9/$$

albo, symbolicznie,

$$J_p = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot j \cdot \omega \mathcal{F} \quad /10/$$

Gęstość prądu przewodzenia znajdziemy, mając na uwadze, że cząsteczka o masie m i ładunku q pod wpływem pola \mathcal{F} nabiera szybkości u takiej, aby

$$m \frac{du}{dt} = q \cdot f, \quad /11/$$

a przeto z /11/ w oznaczeniach symbolicznych wyrazimy

$$u = - \frac{q}{m} \cdot j \frac{\mathcal{F}}{\omega} \quad \text{prid} \quad /12/$$

Gdy koncentracja ładunków swobodnych wynosi N /cząstek w jednostce objętości /, gęstość prądu kon-

X.g.8.

wekcyjnego będzie

$$J_k = N \cdot q \cdot \mathcal{U} = - \frac{n q^2}{\omega m} \cdot j \cdot \mathcal{F} \quad /13/$$

Prąd całkowity

$$J = J_p + J_k = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot j \omega \mathcal{F} - \frac{N \cdot q^2}{\omega \cdot m} \cdot j \cdot \mathcal{F} \quad /14/$$

albo

$$J = \frac{\epsilon}{4\pi} \cdot j \cdot \omega \mathcal{F} \left(1 - \frac{4\pi N \cdot q^2}{\epsilon \cdot \omega^2 \cdot m} \right) \quad /15/$$

Zastępując dielektryk o stałej dielektrycznej ϵ ze swobodnymi ładunkami, innym, bez swobodnych ładunków, mielibyśmy dla tego ostatniego zależność

$$J = \frac{\epsilon'}{4\pi} \cdot j \omega \mathcal{F}, \quad /16/$$

a przeto stała dielektryczna dielektryka ze swobodnymi ładunkami jest

$$\epsilon' = \epsilon \left(1 - \frac{4\pi N q^2}{\epsilon \cdot \omega^2 \cdot m} \right), \quad /17/$$

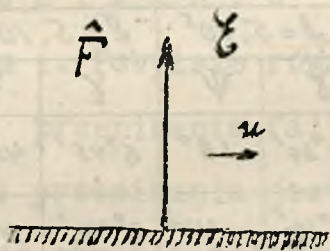
masa ładunku

czyli mniejsza od ϵ .

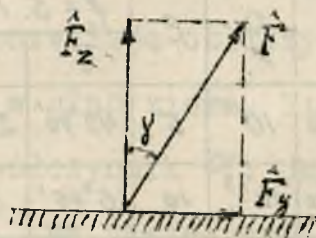
Pole e.m. fali powierzchniowej - Ze względu na zagadnienia radiokomunikacji najbardziej interesującą jest powierzchnia ziemi, na której znajdują się zazwyczaj anteny odbiorcze, a

więc powierzchnia rozgraniczająca dwa środowiska : atmosfery i ziemi. Gdyby ziemia była doskonale przewodzącą, pole elektryczne fali, wypromieniowane przez oscylator uziemiony, przebiegałoby prostopadle do powierzchni ziemi. / rys. 1 /.

Ponieważ jednak ziemia posiada pewną oporność, przeto pole to tuż na powierzchni pochyla się w kierunku biegu fali, przez co powstaje pewna składowa w ziemi \vec{F}_y /rys. 2 /.



Rys. 1.



Rys. 2.

Pochylenie pola wyraża się wzorem Sommerfeld'a

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{F_y}{F_z} = \sqrt{\frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\rho \epsilon} \cdot u^2}{1 + \left(\frac{1}{2\rho}\right)^2}} \quad /18/$$

Jeśli $\rho^2 \gg 1$, a więc dla terenu dość dobrze przewodzącego, można pominąć $\left(\frac{1}{2\rho}\right)^2$ wobec 1; będzie wtedy

$$\operatorname{tg} \delta \cong \sqrt{\frac{1}{2\rho \epsilon u_s^2}} = \frac{1}{2u_s} \sqrt{\rho \cdot f} \quad /19/$$

Ponadto między \hat{F}_z i \hat{F}_y istnieje przesunięcie faz Ψ w czasie, które wyraża się zależnością

$$\operatorname{tg} 2\Psi = \rho \quad /20/$$

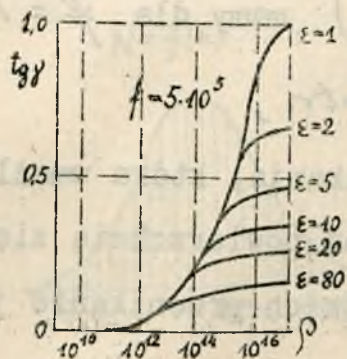
Obliczone według tych wzorów /19/ i /20/ kąty δ i Ψ dla kilku rodzajów ziemi podane są w poniższej tabelicy dla kilku częstotliwości f .

	ρ	ϵ	$f = 5 \cdot 10^6$		$f = 5 \cdot 10^5$		$f = 5 \cdot 10^4$	
			δ	Ψ	δ	Ψ	δ	Ψ
Ziemia sucha	10^{15}	5	49°40'	2°5'	20°30'	18°	6°45'	41°
Ziemia mokra	10^{13}	10	6°45'	37°	2°10'	ca.44°	0°40'	45°
Woda słodka	10^{14}	80	20°30'	1°17'	6°45'	12°	2°10'	40°
Woda morska	$10''$	80	0°40'	ca.45°	ca.0°	45°	0°	45°

Zależność $\operatorname{tg} \delta$ od różnych wartości ρ i ϵ dla $f = 5 \cdot 10^5$ przedstawiają wykresy na rys. 3. Widać stąd, iż gdy ϵ jest małe, pochylenie pola jest duże i to tem większe, im większa jest oporność ziemi.

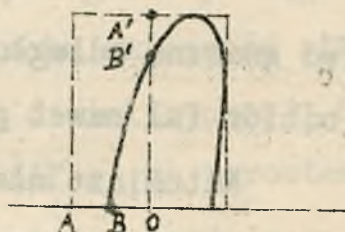
Ponieważ - jak wspomniano - między wektora-

mi pola \hat{F}_z i \hat{F}_y istnieje przesunięcie faz w czasie, tworzą one wypadkowy wektor t.zw. wirujący, opisujący pół-elipsę, określoną równaniami/rys. 4 /.



Rys. 3.

$$\frac{OA}{OA'} = \operatorname{tg} \gamma; \quad \frac{OB}{OB'} = \sin \psi \quad /21/$$



Rys. 4.

Przenikanie fali e.m. w głąb ziemi. Powyższe równania pozwalają obliczyć głębokość przenikania fali e.m. w głąb ziemi. Miarą głębokości przenikania jest tu współczynnik α . Jego odwrotność określa odległość r_0 , na jakiej amplituda spada do $\frac{1}{e}$ tej wartości, jaką miała na powierzchni.

Dla doskonałego przewodnika

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{2\pi \mu \omega}{\rho}} \approx \infty, \quad /22/$$

a więc głębokość przenikania $r_0 = 0$.

Dla wody morskiej ($\rho = 10^{10}$ cgs.e.m. $\mu = 1$) mamy

dla $f = 10^4, 10^5, 10^6, 10^7, 10^8$ c.

$r_0 \approx 5, 1,5, 0,5, 0,15, 0,05$ m.

Widzimy więc, że fale długie przenikają łatwiej w głąb, co pozwala na stosowanie ich dla radjokomunikacji z łodziami podwodnymi.

Dla suchej ziemi ($\rho = 10^{15}$, $\epsilon = 2$) mamy dla $f = 10^4$
 $r_0 \cong 500$ mtr. ,

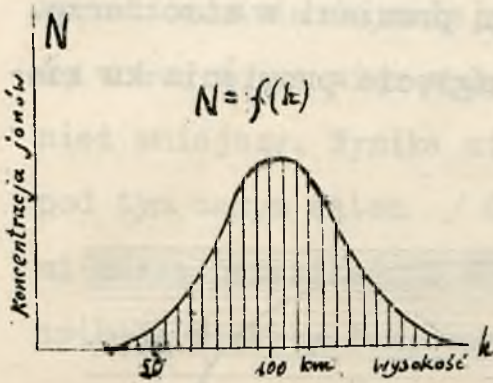
a więc znaczną odległość przenikania, która umożliwia odbiór fal nawet głęboko pod powierzchnią ziemi.

Natomiast dla fal krótkich przenikanie jest znacznie płytsze.

F a l e e l e k t r o m a g n e t y c z n e w a t m o s f e r z e. - Jak już wspomniano, atmosfera otaczająca ziemię nie może być uważana za dielektryk doskonały, gdyż wraz ze zmniejszeniem się ciśnienia w warstwach górnych oraz działania czynników jonizujących / jak promienie ciał promieniotwórczych, promienie ultrafioletowe, pył kosmiczny i t.d. / występuje jonizacja obojętnych cząsteczek gazów atmosfery, dzięki czemu staje się ona przewodzącą. Koncentracja jonów, zmieniająca się wraz z wysokością /rys. 5 / zależy ponadto jeszcze od szeregu innych czynników.

Największa koncentracja jonów, a więc największa przewodność atmosfery, ma miejsce na wysokości ok. 90 do 100 km, t.j. nad górną granicą występowania

nia argonu, tworząc t.zw. warstwę Kennely-Heaviside'a



Rys. 5.

Ta zmienność koncentracji jonów / N - ilość jonów w jednostce objętości / w gazie pociąga za sobą zmienność stałej dielektrycznej ϵ atmosfery ze wzrostem wysokości, zgodnie z

17/, w którym $N = f(h)$, a przeto $\epsilon' = f(h)$.

Promień fali e. m., przechodząc przez środowisko o zmiennej stałej dielektrycznej, zachowuje się jak promień światła w środowisku o zmiennym współczynniku załamania n , bowiem między n a ϵ jest związek

$$n = \sqrt{\epsilon}$$

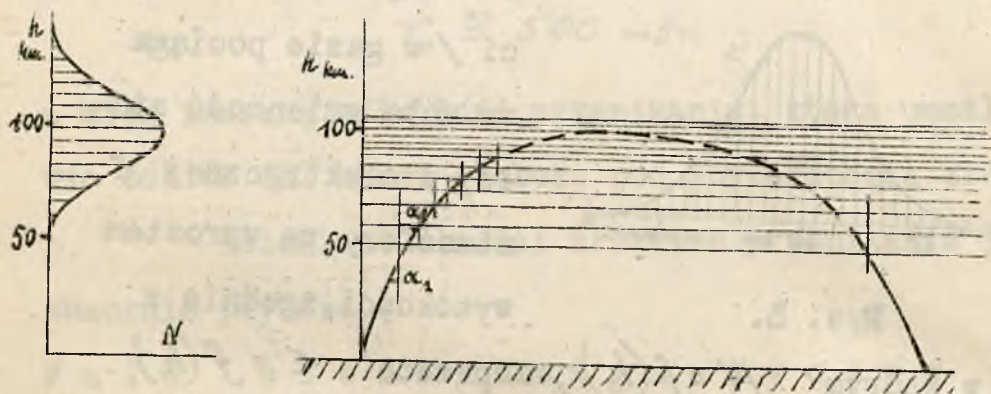
Ponieważ dla warstw dolnych atmosfery $N = 0$, przeto ze wzrostem wysokości ϵ' maleje, a więc

$$\epsilon' < \epsilon,$$

czyli promień wychodzący z powierzchni ziemi ku górnym warstwom atmosfery przechodzi ze środowiska o większym n do środowiska o mniejszym n , a więc odchyła się od normalnej do warstwy / rys. 6 /.

czyli $\alpha_2 > \alpha_1$.

Różnym kątom wyjścia promieni z ziemi α_1 będą odpowiadać różne tory biegu promieni w atmosferze. Naogół otrzymuje się zawsze zagięcie promienia ku kie-

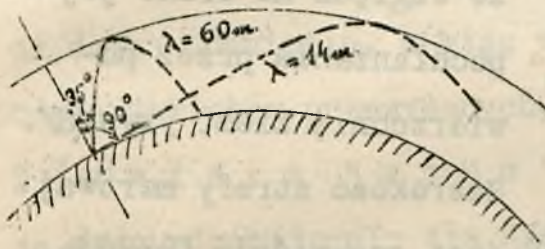


Rys. 6.

runkowi stycznemu do warstw /poziomemu /, występujące w warstwach największej koncentracji jonów /Heaviside'a /, poczem promień, padając pod kątem większym od kąta granicznego, ulega całkowitemu wewnętrznemu odbiciu od warstw o jeszcze większej koncentracji, a przeto zawraca, ulegając stopniowym załamywaniom, z powrotem na ziemię.

Jedynie te promienie, które wychodzą z ziemi pod kątem /względem pionu / małym, trafiają na warstwę Heaviside'a pod kątem mniejszym od granicznego, a przeto mogą ją przekroczyć, nigdy nie powracając na ziemię.

Jak to wynika ze wzoru /17/, ϵ' zależy jeszcze od ω . Gdy ω wzrasta / λ maleje /, drugi wyraz w nawiasie, malejąc, odgrywa coraz mniejszą rolę wobec 1, a więc wpływ zmian N na ϵ jest również mniejszy. Wynika stąd, że fale krótsze /wychodząc pod tym samym kątem / dla zagięcia swego toru ku ziemi muszą przenikać do wyższych warstw atmosfery, t.j. opisują większy łuk, zanim powrócą na ziemię /rys.7 /.



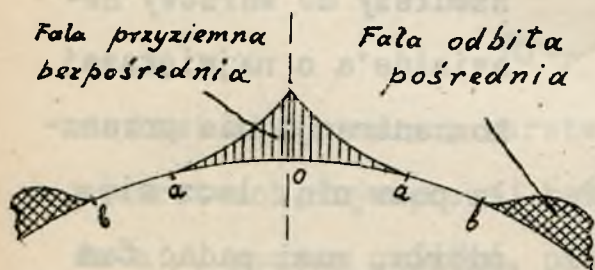
Rys. 7.

Z drugiej zaś strony, ażeby fala krótka, doszedłszy do warstwy Heaviside'a o największej koncentracji nie przeszła poza nią, lecz się odbiła, musi padać tam już pod kątem większym od granicznego, a przeto musi wyjść z ziemi pod pewnym kątem nie za małym, względem pionu /. Ten najmniejszy kąt nazywa się tu kątem krytycznym. Np. fala $\lambda = 14m$. winna być wypromieniowana pod kątem 90° , aby uległa odbiciu dla powrotu na ziemię. Natomiast dla fali $\lambda = 60m$. kąt ten wynosi ok. 35° .

Z zagięciem toru krótkich fal el.m. wiąże się zjawisko t.zw. stref martwych, t.j. występowanie

pewnych obrazów nawet w pobliżu anteny nadawczej, w których natężenie pola jest bardzo słabe, a często równe zero, podczas gdy w odległościach znacznie dalszych pole to jest - bez porównania - silniejsze.

Strefy martwe są to właśnie obszary, odpowiadające odległościom mniejszym od tych, po za którymi następuje powrót fali przestrzennej po odbiciu od warstwy Heaviside'a, zaś fala powierzchniowa przyziemna / bezpośrednia / również do nich już nie dochodzi



Rys. 8.

ze względu na silne jej pochłanianie przez powierzchnię ziemi /rys. 8/. Szerokość strefy martwej jest oczywiście funkcją długości fali λ , bowiem od λ zależy jej początek

α / odległość tłumienia powierzchni ziemi / oraz koniec β / odległość powrotu promieni załamanych/.
 Z j a w i s k o z a n i k a n i a / f a d i n g /.
 Warstwy zjonizowane atmosfery nie mają swego ściśle określonego położenia, gdyż stan ich jonizacji ulega ciągłym zmianom na skutek szeregu czynników przypadkowych, a przeto tor promieni elektromagnetycznych ulega również ciągłym zmianom. W ten sposób fale e.m.

mogą dochodzić do danego punktu różnymi drogami, w wyniku czego otrzymujemy w tym punkcie pole jako wypadkowe z różnych wektorów o różnych kierunkach / w przestrzeni / i różnych fazach. Wektor wypadkowy ulega znacznemu wahaniu co do amplitudy i co do kierunku i daje bardzo niepożądane zjawisko t.zw. "fadingu", t.j. wzmaganie się i osłabianie natężenia pola z pewną okresowością mniej lub więcej przypadkową. Ponadto, w razie fal modulowanych, składowe pola fal dochodzących różnymi drogami posiadają różne chwilowe częstotliwości dając dudnienia, a więc w rezultacie zniekształcenia dźwięków przesyłanych.

Z j a w i s k o " e c h a " . Zjawisko to występuje przy rozchodzeniu się krótkich fal przestrzennych, które, zaginając się i odbijając od górnych warstw atmosfery, mogą wielokrotnie obiegać ziemię, dając kilkakrotne sygnały w danym punkcie. Sygnały te następują po sobie z pewnym opóźnieniem, zależnie od długości przebytej drogi, i wywołują zjawiska pewnego rodzaju "echa".

N a t ę ż e n i e p o l a f a l i p o w i e r z c h n i o w e j / b e z p o ś r e d n i e j / . Gdyby fale e.m. rozchodziły się po powierzchni ziemi jak wzdłuż

nieograniczonej płaszczyzny doskonale przewodzącej, natężenie pola fali powierzchniowej w odległości r od anteny nadawczej o skuteczności $I_0 \cdot h_{sk}$, pracującej falą λ , byłoby określone wyrażeniami /

$$\bar{E} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{1}{\mu_s} \cdot \frac{1}{r} \cdot \bar{I}_0 \cdot h_{sk} \quad /23/$$

$$\bar{H} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{1}{\mu_s} \cdot \frac{1}{r} \cdot \bar{I}_0 \cdot h_{sk} \quad /24/$$

gdzie λ , r , h_{sk} w cm., \bar{I}_0 w cgs e. st.,
 $\mu_s = 3 \cdot 10^{10}$, \bar{E} w cgs e. st., \bar{H} w cgs e. m.

Wyrażając

\bar{I}_A w amperach (A)

h_{sk} w metrach (m)

r w kilometrach (km)

λ w kilometrach (km)

\bar{E} w mikrowoltach na metr $\frac{\mu V}{m}$

\bar{H} w gausach

równania/23/i/24/ przedstawimy w postaci

$$\bar{E} = \frac{60 \cdot \pi \cdot \bar{I}_A \cdot h_{sk}}{\lambda \cdot r} \quad \frac{\mu V}{m} \quad /25/$$

$$\bar{H} = \frac{60 \cdot \pi \cdot \bar{I}_A \cdot h_{sk}}{\lambda \cdot r \cdot 3 \cdot 10^{10}} \quad \text{gauss} \quad /26/$$

Jeżeli uwzględnimy "odbicie" anteny w ziemi /pozostawiając oznaczenie h_{sk} dla anteny nad ziemią/ wówczas wzory /25/ i /26/ będą :

$$\bar{E} = \frac{120 \cdot \pi \cdot \bar{I}_A \cdot h_{sk}}{\lambda \cdot r} \quad /27/$$

$$\bar{H} = \frac{120 \cdot \pi \cdot \bar{I}_A \cdot h_{sk}}{\lambda \cdot r \cdot 3 \cdot 10^{10}} \quad /28/$$

Wzór / 27 / spotyka się często w postaci

$$E = 377 \frac{I_A \cdot h_{sk}}{\lambda \cdot r} \quad /29/$$

Ze wzoru /19.X.f / można określić wyrażenie

$$\frac{I_A \cdot h_{sk}}{\lambda} = \sqrt{\frac{P_p}{160 \pi^2}} \quad /30/$$

Po wstawieniu go do / 29 / otrzymamy

$$E = 0,0095 \frac{\sqrt{P_p}}{r} \cong 0,01 \frac{\sqrt{P_p}}{r} \quad /31/$$

przyczem

P_p - jest mocą promieniowaną przez anteną w watach

r - odległość w km.

E - skuteczną wartością natężenia pola elektrycznego w $\frac{\mu V}{m}$.

Dla obliczenia natężenia pola w rzeczywistych warunkach rozchodzenia się fali powierzchniowej wzory powyższe wymagają poprawki, uwzględniającej 1/ pochłaniające działanie powierzchni ziemi i atmosfery oraz 2/ kulistość ziemi. Poprawki, dotyczące pierwszego czynnika, zostały podane przez Austin'a, Cohen'a i Fuller'a w postaci wyrażenia

$$e^{-\frac{\alpha r}{\lambda \beta}}, \quad \lambda^{\beta} \quad /32/$$

gdzie e = zasada logarytmów naturalnych

λ = długość fali w km.

r = odległość w km.

α i β = współczynniki /,

przez które należy mnożyć F' , obliczone ze wzoru teoretycznego / 31 /.

Dla fal średnich i długich, we dnie, nad przeciętnym terenem, dla odległości do paru tysięcy kilometrów, Austin i Cohen określili

$$\alpha = 0,0015, \quad \beta = 0,5. \quad /33/$$

Natomiast dla większych odległości Fuller podał

$$\alpha = 0,0045, \quad \beta = 1,4. \quad /34/$$

Dla ułatwienia przeliczeń poniższa tabliczka podaje

zależność

$$y = e^{-x} = f(x)$$

/35/

$x =$	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4
e^{-x}	0,905	0,819	0,670	0,594	0,449	0,368	0,301	0,247
$x =$	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0
e^{-x}	0,202	0,165	0,135	0,111	0,090	0,074	0,061	0,050

Dla zakresu fal radjofonicznych i zasięgu radjofonicznego Eckersley proponuje poprawkę, wynikającą z teorii Sommerfeld'a o rozchodzeniu się fal :

$$S = f(r_0) , \quad /36/$$

przyczem

$$r_0 = \frac{\pi \cdot r \cdot \rho}{2 u_s \cdot \lambda^2} , \quad /37/$$

zaś

ρ = oporność właściwa terenu w cgs e.m.

u_s = szybkość światła = $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek

λ i r — w cm.

Zależność /36/ podana jest w poniższej tabliczce:

γ_0	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0
S	1	0,84	0,65	0,53	0,43	0,35	0,30	0,2	0,15

Co się tyczy wartości ρ , są one następujące dla różnych terenów

Rodzaj terenu	ρ
Teren nierówny, górzysty, silnie zalesiony	$2 \cdot 10^{14}$
Teren lesisty lub górzysty albo pagórkowaty zalesiony	10^{14}
Teren płaski, lesisty lub pagórkowaty	$2 \cdot 10^{13}$
Łąki z rozrzuconymi lasami/np.ter.Polski/	10^{13}
Teren płaski błotnisty	10^{12}
Woda morską	10^{11}

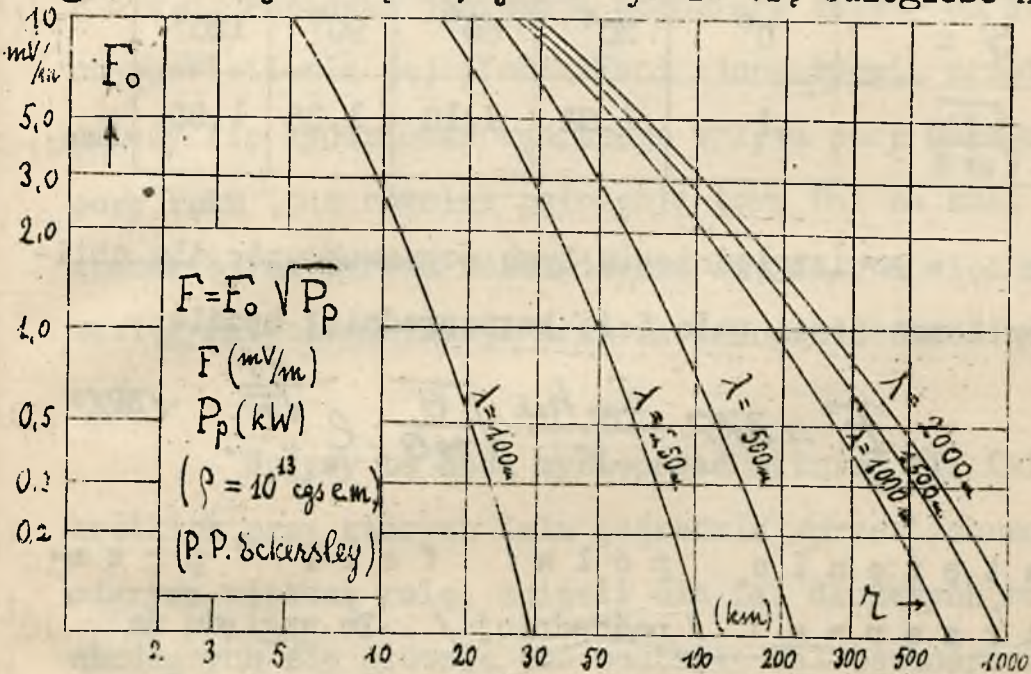
Wykres na rys. 9 podaje zależność natężenia pola F w $\frac{mV}{m}$ dla różnych długości fal od 50 do 2000 m w zakresie odległości do 1000 km nad terenem o średniej oporności $\rho = 10^{13}$ cgs e.m. dla mocy wypromieniowanej 1 kW.

Wpływ krzywizny ziemi uwzględnia poprawka
w postaci mnożnika

$$\sqrt{\frac{\Theta}{3\pi\Theta}}$$

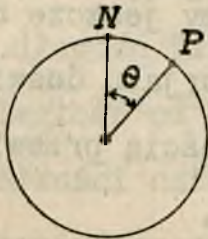
/38/

gdzie Θ jest kątem, jakim wyraża się odległość na



Rys. 9.

dużym kole między anteną nadawczą N a punktem P
rozpatrywanego pola na kuli ziemskiej /rys. 10 /.



Rys. 10.

Dla kątów bliskich 180° wzór
ten należy stosować z pewnymi
zastrzeżeniami, wywołanymi spec-
jalnymi zjawiskami, jakie wystę-
pują na antypodach anteny nadaw-

czej / interferencja fal, dochodzących różnymi drogami / .

Zależność $\sqrt{\frac{\theta}{\sin \theta}} = f(\theta)$ jest następująca:

$\theta =$	0°	30°	60°	90°	120°
$\sqrt{\frac{\theta}{\sin \theta}} =$:	1,02	1,10	1,26	1,55

Ze względu na te poprawki wzór dla obliczenia natężenia pola fali bezpośredniej będzie

$$F^1 = 327 \frac{I_A \cdot h_{sk}}{r} \cdot \sqrt{\frac{\theta}{\sin \theta}} \cdot e^{-\frac{\alpha r}{\sqrt{\lambda}}} \quad /39/$$

Natężenie pola fali przestrzennej / pośredniej / . Ze względu na skomplikowane przebiegów takich fal w atmosferze oraz ich niestabilność, nie tylko nie stosujemy dzisiaj odpowiednimi wzorami dla obliczenia natężenia pola fali pośredniej, ale nawet nie mamy jeszcze dostatecznej ilości zupełnie pewnego materiału doświadczalnego, aby być w stanie z całą ścisłością przewidzieć warunki rozchodzenia się tych fal.

Nie mniej jednak zebrane dane z szeregu obserwacji pozwalają już wyciągnąć pewne wnioski o za-

chowaniu się fal przestrzennych przy różnych jej długościach, różnych odległościach, różnej porze dnia i roku nad różnymi terenami.

Wpływ pory dnia i pory roku. Ponieważ jonizacja atmosfery zależy od stanu nasświetlenia jej promieniami słonecznymi, przeto należy się spodziewać wybitnego wpływu pory dnia oraz pory roku, jak również położenia toru fal na kuli ziemskiej na warunki rozchodzenia się fal, a więc na zasięg radjokomunikacji oraz na położenie stref martwych.

Wpływy te będą występować silniej dla fal krótkich, przy których fala pośrednia /przestrzenna/ odgrywa większą rolę, aniżeli dla fal dłuższych, rozchodzących się głównie pod postacią fal bezpośrednich.

Szerokim obszarem obserwacji stwierdzono, że natężenie pola fal długich jest większe naogół w nocy, niż w dzień, przyczem różnica ta jest tem wybitniejsza, im długość fali jest krótsza oraz im większa jest odległość od anteny nadawczej. Natomiast stałość wielkości natężenia jest większa w dzień, niż w nocy, najmniejsza o wschodzie i zachodzie słońca. Dalej stwierdzono, że natężenie pola słabnie, gdy droga fali

biegnie częściowo w obszarze oświetlonym, częściowo w ciemnym ; silniejsze jest gdy cała droga jest oświetlona , jeszcze silniejsze, gdy cała droga jest w ciemności.

Przyczyny tego należy szukać w działaniu przegradzającym powierzchni, która dzieli atmosferę na obszar dnia i nocy.

Wpływ pory roku wyraża się kilkakrotnym wzmaganiem natężenia pola w zimie, w stosunku do lata. Najlepszymi miesiącami są tu styczeń , luty, najgorszymi czerwiec - lipiec.

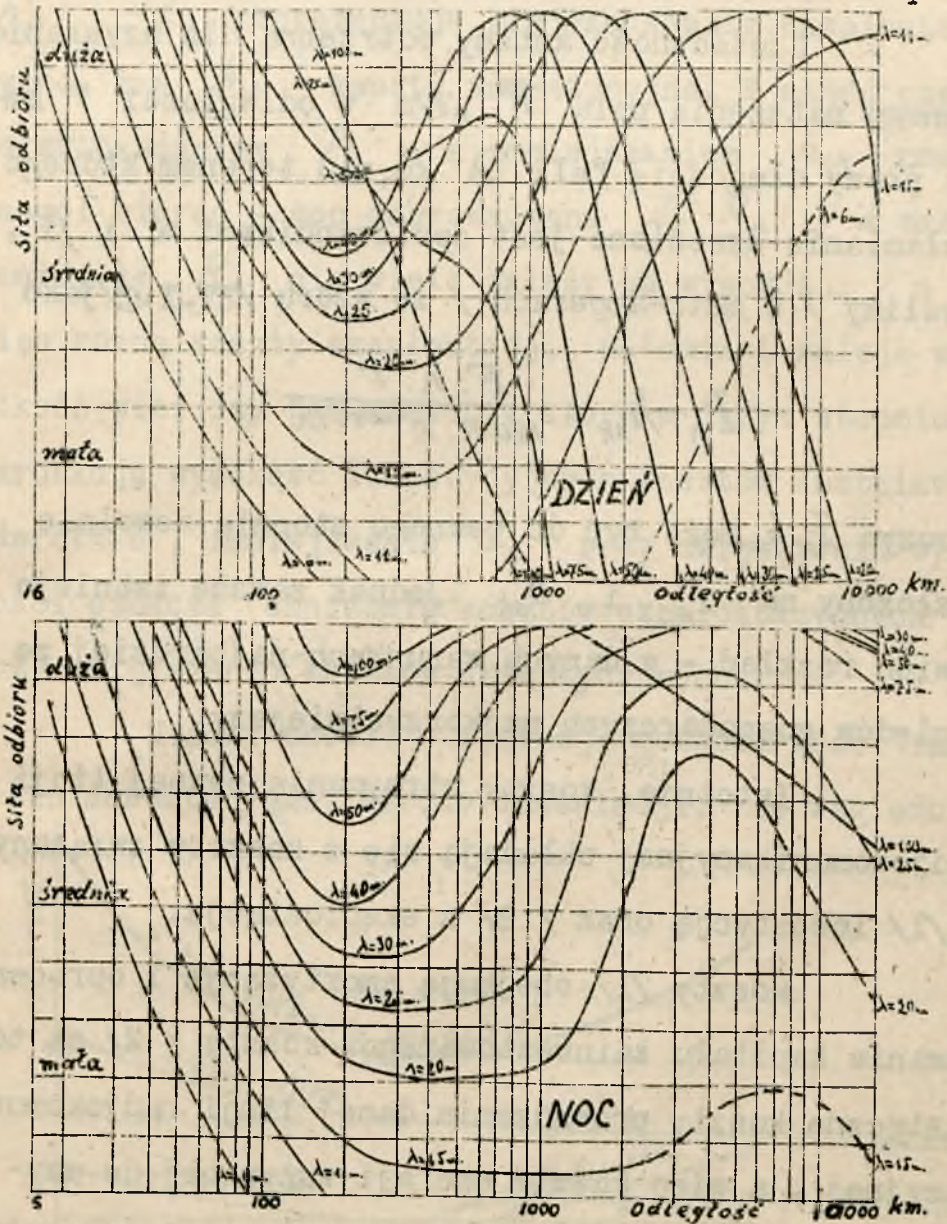
Co się tyczy wpływu pory dnia na rozcho-
dzenie się fal krótkich, jedne z ostatnich badań
wykazały co następuje :

Przy silnem oświetleniu dziennem fale dłuż-
sze od 18 m. są dość silnie tłumione, tak iż należy
stosować fale poniżej 18 m.

Podczas świtu tłumienia dla wszystkich dłu-
gości fal krótkich jest znacznie zmniejszone.

Podczas ciemności, w lecie i strefach ró-
wnikowych, zmniejszeniu tłumienia ulegają fale dłuż-
sze od 20 m., natomiast w zimie i w strefach polar-
nych korzystniejsze są fale dłuższe od 50 m ; fale
krótsze od 24 m są niekorzystne.

Dane odnośnie zachowania się fal krótkich we dnie i w nocy na różnych odległościach, zebrane przez



Rys. 11.

Towarzystwo Marconi's Wireless Telegraph Company, przedstawione są na rys. 11.

Rozkład metramperów nadawczych.

Skuteczność anteny, potrzebną dla uzyskania żadanego natężenia pola F $\mu\text{V/m}$ w odległości r km przy pracy długością fali λ km, nad terenem którego pochłanianie określone jest współczynnikami α i β , określimy / w metr-amperach / ze wzoru /27.X.g./ jako

$$I_A \cdot h_{sk} = \frac{F \cdot \lambda \cdot r}{120 \cdot \pi \cdot e^{-\alpha r} \cdot \sqrt{\lambda}}$$

Iloczyn $I_A \cdot h_{sk}$ może być do pewnego stopnia dowolnie rozłożony na I_A i h_{sk} . Jednak zawsze istnieje pewien rozkład - w danych warunkach - najbardziej ze względów gospodarczych najkorzystniejszy.

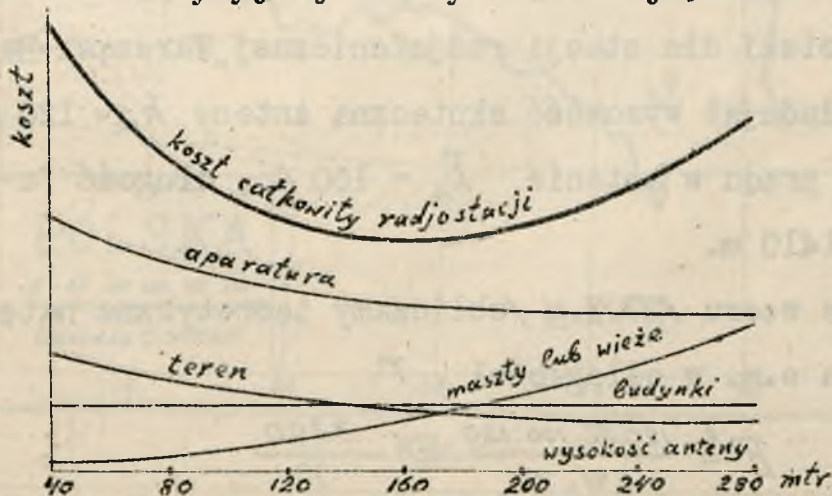
Istotnie, koszty utrzymania pewnej linii radjokomunikacyjnej składają się z kosztów związanych z /1/ inwestycją oraz /2/ z eksploatacją.

Koszty /1/ obejmują amortyzację i oprocentowanie kapitału zainwestowanego, koszty /2/ są to faktyczne koszty prowadzenia danej linii radjokomunikacyjnej, a więc koszty energii zużywanej do uzyskania danej mocy w antenie, koszty części zużywalnych, personelu, i t.d.

Jeśli chodzi o stronę czysto techniczną za-

gadnienia, to przy rozdziale $I_A \cdot h_{sk}$ na I_A i h_{sk} I_A reprezentuje niejako koszty eksploatacyjne, zaś h_{sk} - koszty inwestycyjne. W samej rzeczy, ze zwiększaniem I_A , a zmniejszaniem h_{sk} rośnie - naogół biorąc - moc doprowadzana $I_A^2 R_A$ / w założeniu, że R_A nie wiele zależy od wysokości / a więc rosną koszty eksploatacji, natomiast maleje wysokość wież, czy też masztów, które w dużym stopniu warunkują wysokość inwestycyjnych kosztów instalacji. Odwrotnie, zmniejszenie I_A przy zwiększeniu wysokości oznacza obniżenie kosztów eksploatacyjnych przy zwiększeniu kosztów inwestycyjnych.

Jeżeli chodzi o dyskusję gospodarności samej tylko inwestycyjnej strony instalacji, ze względu



Rys. 1

na minimum jej kosztu przy żądanych metramperach,

orientacyjny przebieg zależności kosztów składowych od wysokości anteny przedstawiają wykresy na rys. 1

Koszty te składają się z :

- a/ kosztu masztów, których cena rośnie bardzo szybko z wysokością,
- b/ kosztu aparatury nadawczej, której moc maleje ze wzrostem wysokości,
- c/ kosztu terenu, również malejącego ze względu na potrzebę coraz to mniejszej rozpiętości końcowej pojemności anteny i
- d/ kosztu budynków, niewiele zależących od mocy aparatury.

P r z y k ł a d y.

1. Wykreślić linje różnych natężeń pól na obszarze Polski dla stacji radjofonicznej „Warszawa-Raszyn“, zakładając wysokość skuteczną anteny $h_{sk} = 120$ m, natężenie prądu w antenie $I_A = 100$ A, długość fali $\lambda \cong 1410$ m.

Ze wzoru /27.X.g /obliczamy teoretyczne natężenie pola e.m. w odległości r

$$F' = \frac{120 \cdot \pi \cdot 100 \cdot 120}{1,41 \cdot r} \cong \frac{3200}{r}$$

i wpisujemy wartości F' dla różnych r do tabliczki /pod rys. 2 /. Następnie określamy poprawkę S na



Rys. 2.

$T =$	5	10	20	50	100	200	300	500	km.
$F' =$	640	320	160	64	32	16	10,6	6,4	$\frac{mV}{mV}$
$\alpha =$	0,013	0,026	0,052	0,13	0,26	0,52	0,78	1,3	
$S =$	1,0	0,99	0,97	0,95	0,90	0,80	0,72	0,58	
$F =$	640	320	155	60	30	13	7,5	3,5	$\frac{mV}{mV}$

pochłanianie terenu, przyjmując dla Polski $\rho = 10^{13}$.
 Obliczamy ze wzoru /37.X.g./ wartości γ_0 dla tych od-
 ległości a następnie z tablicy na str.X.g.22 bierzemy
 odpowiednie S . Wreszcie znajdujemy właściwe natęże-
 nie pola $F = F' \cdot S$ i wykreślamy koła różnych natę-
 żeń pól / rys. 2 /.

Odchylenie od pionu wektora pola elektryczne-
 go \hat{F} , zgodnie ze wzorem /19.X.g / wyniesie średnio

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{1}{2.3 \cdot 10^{10}} \cdot \sqrt{10^{13} \cdot 212000} = 0,025$$

t.j. $\gamma \cong 1^\circ 30'$.

Przenikanie w głąb ziemi obliczamy ze wzoru
 /4/ przyjmując dla wilgotnej ziemi $\epsilon = \frac{10}{9 \cdot 10^{20}}$ cgs. e.m.
 oraz ze wzoru /7/ $\rho \cong 90$. Będzie więc

$$\alpha = \frac{2\pi}{10^{13}} \sqrt{\frac{9 \cdot 10^{20}}{10}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} [1 + \sqrt{1 + 90^2}]}} \cong 0,9 \cdot 10^{-3}$$

a zatem na głębokości $\frac{1}{\alpha} \cong 1100 \text{ cm} = 11 \text{ m}$. natężenie pola spa-
 da do ok. $\frac{1}{3}$ wartości naziemnej.

2. Obliczyć skuteczność anteny, potrzebną dla radjokomu-
 nikacji telegraficznej między Warszawą a New-Yorkiem
 falą długą $\lambda = 18000 \text{ m}$. Niezbędne natężenie pola e.m. dla
 komunikacji $\cong 100 \text{ } \mu\text{V/m}$. Ze wzoru /39.X.g/ obliczamy $I_A h_{sk}$
 przyjmując: $F = 100 \text{ } \mu\text{V/m}$ $r = 6500 \text{ km}$ $\alpha = 0,0015$, $\beta = 0,5$

$$x = \frac{\alpha \cdot r}{\lambda^2} = 2, \quad e^{-x} = 0,135, \quad \sqrt{\frac{6}{3\pi\theta}} \cong 1,08 \quad \text{więc} \quad I_A h_{sk} = \frac{18 \cdot 6500 \cdot 100}{120 \cdot \pi \cdot 1,08 \cdot 0,135} \cong 213000 (\text{m}^2/\text{A})$$

ODBIÓR.

Wstęp.

Zagadnienie odbioru radjokomunikacyjnego polega na szeregu pewnych procesów, które prowadzą do udostępnienia obserwacji ludzkich zmysłów, nadawanych przez stacje nadawczą sygnałów.

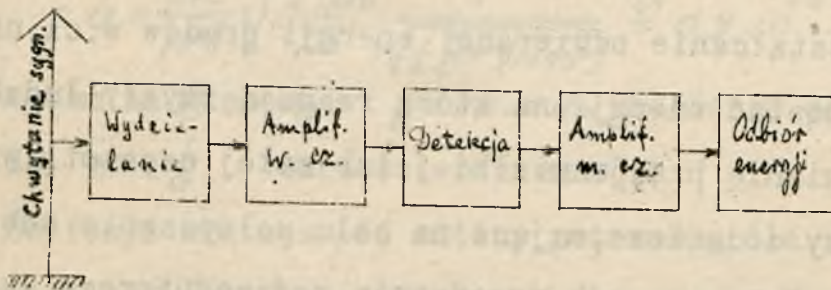
Procesy te dadzą się podzielić mniej więcej w sposób następujący :

1. Chwytnie energii sygnałów z pola elektromagnetycznego i przetwarzanie jej na energję prądu elektrycznego.
2. Oddzielanie sygnałów pożądaných od sygnałów i przeszkód niepożądaných, pochodzących od innych radjostacyj lub źródeł zaburzeń elektromagnetycznych.
3. Przekształcanie odbieranej energii prądów w.c.z. na taką postać energii, na którą reagują zmysły ludzkie.
4. Wzmacnianie prądów wielkiej lub małej częstotliwości.
5. Procesy dodatkowe, mające na celu polepszenie odbioru.

W ten sposób urządzenie radjoodbiorcze składa się naogół z następujących części :

1. Organu, służącego do chwytania energii z przestrzeni, czyli anteny odbiorczej otwartej lub zamkniętej /ramowej/ niekierunkowej lub kierunkowej.

2. Urządzenia, służącego do wydzielania sygnałów pożą-
danych z pośród niepożądanych, polegającego prze-
waznie na właściwościach obwodów rezonansowych
lub filtrów.
3. Urządzenia, służącego do przetwarzania prądów w.cz.
na prądy niższej częstotliwości lub małej często-
tliwości, a więc heterodyny i detektora.
4. Urządzenia, przez które odebrana energia sygnału od-
działywa na zmysły ludzkie słuchu, wzroku lub t.p., a
więc słuchawki, głośnika, wskaźnika optycznego lub tp.
5. Urządzeń wzmacniających czyli amplifikatorów, włączo-
nych w tym lub innym punkcie zespołu odbiorczego, a
więc: a/ między anteną a obwodami rezonansowymi lub
filtrami, między obwodami rezonansowymi przed dete-



Rys. 1.

ktorem - jako wzmacnianie wielkiej częstotliwości
lub b/:po detektorze - jako wzmacnianie m.cz.

Schematycznie mechanizm odbioru może być
w ogólnej postaci przedstawiony jak na rys.1.

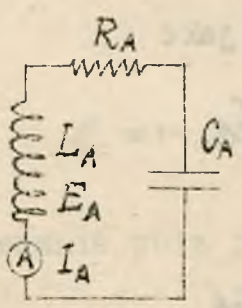
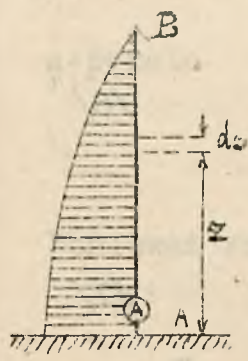
ANTENA ODBIORCZA.

Antena odbiorcza powinna odpowiadać nieco innym warunkom aniżeli antena nadawcza. O ile tam chodziło o jaknajwiększe wypromieniowanie energii, tu - przeciwnie - chodzi o jaknajwiększe pochłonięcie energii z pola e.m. Zagadnienie sprowadza się więc do uzyskania jaknajwiększej SEM-nej w obwodzie anteny przy jaknajmniejszej jego oporności. Te dwa czynniki : SEM-ną indukowaną oraz oporność anteny rozpatrzemy tu kolejno.

1. S E M-na w antenie odbiorczej

a. Antena otwarta.

W każdym elemencie dx anteny / rys. 1 /, umieszczonej w polu e.m. o natężeniu składowego pola elektrycznego \vec{E} , wzbudza się SEM-na



$$dE_z = F \cdot dx \quad /1/$$

Rys. 1. Rys.2. Jeśli rozkład prądu w antenie tej będzie określony zależnością

$$I_z = I_A \cdot f(z) \quad /2/$$

/ I_A - natężenie prądu w punkcie jego pomiaru /,

wówczas, w najkorzystniejszym wypadku /zgodności faz między prądem a SEM-ną /, otrzymamy moc, odpowiadającą temu elementowi jako

$$dP_z = I_z \cdot dE_z = F \cdot I_A \cdot f(z) \cdot dz \quad /3/$$

Moc dla elementów od A do B jest:

$$P_{AB} = \int_A^B dP_z = F \cdot I_A \cdot h_{sk} \quad /4/$$

bowiem

$$\int_A^B f(z) \cdot dz = h_{sk} \quad /5/$$

Moc P_{AB} , pochłaniana przez antenę na całej jej długości, może być przedstawiona jako

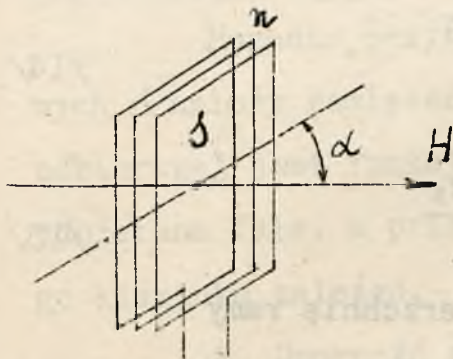
$$P_{AB} = E_A I_A, \quad /6/$$

gdzie

$$E_A = F \cdot h_{sk} \quad /7/$$

będzie SEM-ną, sprowadzoną do punktu pomiaru I_A . Wówczas obwód anteny odbiorczej można zastąpić przez równoważny obwód zamknięty, złożony z L_A , C_A i R_A /dynamicznych/, w którym pod działaniem SEM-nej E_A /rys. 2 / płynie prąd I_A .

b. Antena ramowa. W tym przypadku SEM-
można obliczyć, wychodząc ze strumienia obejmowanego
przez ramę o powierzchni S , ilości zwojów n ,
umieszczoną w polu elektromagnetycznym o natężeniu H



/rys. 3 / i tworzącym kąt
 α z płaszczyzną ramy.

Chwilowa SEM-
na wzbudzona
jest

$$e = -n \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad /8/$$

Rys. 3.

zaś

$$\Phi = H \cdot S \cdot \sin \alpha, \quad /9/$$

a przeto

$$e = -n \cdot S \cdot \sin \alpha \cdot \frac{dH}{dt} \quad /10/$$

Ponieważ równanie pola jest

$$h = \bar{H} \cdot \sin \omega t, \quad /11/$$

przeto

$$e = -n \cdot S \cdot \omega \cdot \bar{H} \cdot \sin \alpha \cdot \cos \omega t = -\bar{E}_R \cdot \cos \omega t, \quad /12/$$

jeżeli oznaczymy amplitudę SEM-nej indukowanej w ra-
mie przez

XI.a.4.

$$\bar{E}_R = n \cdot s \cdot \omega \cdot \bar{H} \cdot m \alpha \quad /13/$$

Podstawiając

$$\bar{H} = \frac{1}{u_s} \cdot \bar{F} \quad /14/$$

oraz

$$\omega = \frac{2\pi u_s}{\lambda} \quad /15/$$

i wprowadzając skuteczną powierzchnię ramy

$$n \cdot s = S \quad /16/$$

otrzymamy

$$E_R = F \cdot \frac{2\pi S}{\lambda} \cdot m \alpha \quad /17/$$

We wzorze tym, wyrażając F w $\frac{\mu V}{m}$, S w m^2

i λ w m , otrzymamy E_A w μV .

Gdy wprowadzimy wysokość skutecznej anteny ramowej

$$h_{sk} = \frac{2\pi S}{\lambda} \cdot m \alpha \quad /18/$$

ędziemy mieli, jak poprzednio

$$E_R = F \cdot h_{sk} \quad /19/$$

Należy tu zwrócić uwagę na zależności fazowe. Mianowicie, o ile SEM-na wzbudzona w antenie otwartej

jest w fazie z natężeniem składowego pola elektrycznego /a więc dla dużych odległości i z natężeniem składowego pola magnetycznego /, o tyle S_{EM} -na w antenie ramowej opóźnia się względem tych pól o 90° .

Ponadto, przy antenach kierunkowych /np. ramowych / należy pamiętać, iż wysokość skuteczna anteny odbiorczej jest funkcją kierunku, z jakiego przychodzą odbierane fale, a przeto i wielkość E_R będzie od tego kierunku zależeć.

2. Oporność anteny. Oporność ta składa się, jak wiadomo, z oporności promieniowania R_p i oporności strat R_s :

$$R_A = R_p + R_s \quad /20/$$

Oporność R_s naogół jest niewiele zależną od wysokości anteny : natomiast oporność R_p jest z nią ściśle związana zależnością

$$R_p = 1600 \left(\frac{h_{sk}}{\lambda} \right)^2 \quad /21/$$

Wynika stąd, iż zwiększenie wysokości anteny odbiorczej pociąga za sobą jednoczesny wzrost oporności tej anteny, chyba że jednocześnie zwiększa się roboczą długość fali λ .

Widzimy więc, iż uzyskanie dużej wartości E_A

wymaga dużej wysokości h_{sk} , natomiast uzyskanie małej oporności R_A - wymaga małej h_{sk} . Zatem, w przeciwieństwie do anten nadawczych, będzie tu pożą-
dane znaczne przedłużanie /elektryczne/ anten, bowiem w tym przypadku zmniejsza się ^{znacznie} /oporność promieniowa-
nia, natomiast nieznacznie tylko maleje /do wartoś-
ci $\frac{1}{2} h$ / wysokość skuteczna. Oprócz oporności R_p
i R_{st} , o których była mowa, należy wziąć pod uwagę oporność odbiornika energii, t.j. oporność równoważ-
ną, jaką wnosi urządzenie odbiorcze, czerpiące energję z anteny.

Oznaczając oporność odbiornika przez R_o ma-
my całkowitą oporność obwodu anteny

$$R_o + R_A = R_o + R_{st} + R_{pr} \quad /22/$$

Pod wpływem SEM-nej E_A otrzymujemy - przy rezonan-
sie-prąd

$$I_A = \frac{E_A}{R_o + R_A} \quad , \quad /23/$$

któremu odpowiada moc wydzielona w oporności R_o

$$P_o = I_A^2 R_o = \frac{E_A^2 \cdot R_o}{(R_o + R_A)^2} \quad /24/$$

Moc ta osiąga max.

$$P_{o \max} = \frac{E_A^2}{4 R_o} = \frac{E_A^2}{4 R_A} \quad /25/$$

dla

$$R_o = R_A$$

/26/

Jest to warunek najlepszego wykorzystania energii z anteny. Spełnienie tego warunku nazywamy dopasowaniem odbiornika energii do anteny.

Wprowadzając do wzoru /25/ wartości E_A i R_A , określone wyrażeniami /7/ i /22/, otrzymamy

$$P_{o max} = \frac{F^2 h_{sk}^2}{4(R_p + R_s)} \quad /27/$$

albo, po uwzględnieniu wzoru /21/ i przekształceniu,

$$P_{o max} = \frac{F^2 \lambda^2}{4 \cdot 1600} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_s}{R_p}} \quad /28/$$

Dyskusja tego ostatniego wyrażenia pokazuje, iż przy danym polu F , λ , ciągle dopasowując odbiornik dla otrzymania max.mocy w odbiorniku, warto zwiększać wysokość h_{sk} /zwiększać R_p / tem więcej, im większa jest oporność strat R_s , tak, aby zawsze było

$$\frac{R_s}{R_p} \ll 1$$

/29/

Wrazie, gdy dana jest stała oporność odbiornika energii R_o oraz oporność strat anteny R_s , wówczas można znaleźć max.mocy w odbiorniku ze względu na wysokość sku-

teczną, a mianowicie :

$$P_o = \frac{F^2 \cdot h_{sk}^2 \cdot R_o}{\left(R_o + R_s + 1600 \frac{h_{sk}^2}{\lambda^2}\right)^2} \quad /30/$$

Z zależności

$$\frac{dP_o}{dh_{sk}} = 0$$

otrzymujemy warunek na $\max P_o$ w postaci

$$R_o + R_s = 1600 \cdot \frac{h_{sk}^2}{\lambda^2} \quad /31/$$

Oznacza to, iż najkorzystniejsza wysokość jest każdorazowo uwarunkowana opornością strat i opornością odbiornika.

Dla anteny idealnej / bez strat / mamy zależność

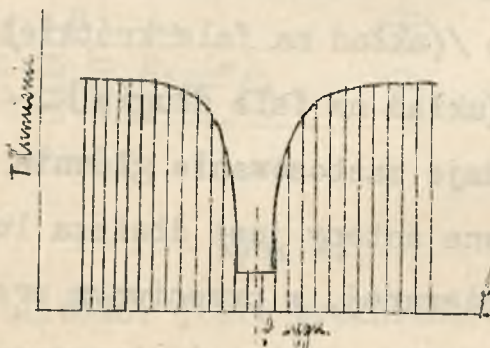
$$h_{sk \text{ opt}} = \frac{\lambda}{40} \sqrt{R_o} \quad , \quad /32/$$

a więc najkorzystniejsza wysokość anteny zależy tylko od oporności odbiornika.

Również ze wzoru /32/ wynika, iż w układach odbiorczych lampowych, pracujących na granicy reakcji, t.j. w takich warunkach, iż wniesiona do obwodu anteny oporność R_o jest prawie równa zero, wystarcza znikomo mała wysokość anteny dla uzyskania zadawalającego odbioru.

WYDZIELANIE SYGNAŁÓW I DOPASOWYWANIE ODBIORNIKA DO ANTENY.

Wydzielanie sygnałów uskutecznia się przy pomocy obwodów lub układu obwodów / filtrów/ o specjalnej charakterystyce tłumienia, i to mianowicie takiej, iż tłumienie dla pożądanej częstotliwości /sygnału / jest najmniejsze, zaś dla wszystkich innych możliwie duże / rys. 1 /. Najprostszym układem, odpo-



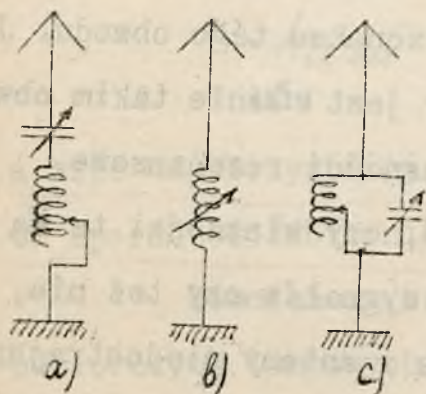
Rys. 1.

wiadającym temu warunkowi, jest obwód rezonansowy, złożony z L, C i R , dla którego charakterystykę tłumienia otrzymuje się z krzywej rezonansu tego obwodu. Jak wiadomo, już sam obwód anteny jest właśnie takim obwodem, a więc może wykazywać własności rezonansowe.

W zależności od tego, czy własności te są wykorzystane dla wydzielenia sygnałów czy też nie, rozróżniamy anteny dostrajane i anteny niedostrajane /błędnie zwane aperiodycznymi /.

Antena dostrojona. Tutaj dostrajamy obwód anteny do rezonansu z częstotliwością fali odbieranej przy mocy włączonej do obwodu zmiennej oporności urojonej X , w ten sposób, iż doprowadzamy całkowitą oporność zespoloną anteny $R_A + j \cdot (X_A + X)$ do wartości rzeczywistej R_A , czyniąc $X_A + X = 0$.

Zmienna oporność X składa się zazwyczaj z indukcyjności (skokami zmiennej) oraz pojemności lub indukcyjności, zmiennych w sposób ciągły, połączonych szeregowo / rys. 2 - a lub b / (układ na fale krótkie) lub równoległe / rys. 2 - c / (układ na fale długie). Układ na fale krótkie znajduje zastosowanie głównie w tym wypadku, gdy fala własna anteny jest dłuższa lub niewiele krótsza od fali odbieranej, w przeciwnym przy-



Rys. 2.

wypadku chętniej stosowany jest układ bez szeregowej pojemności / rys. 2 b / lub układ "na fale długie" / rys. 2 c /. Sprzężenie obwodu anteny z odbiornikiem energii uskutecznia się jednym z wie-

lu sposobów, np. indukcyjnie lub bezpośrednio, przy-
czem sprzężenie to winno dopasowywać obwód anteny do

obwodu odbiornika energii, którym może być obwód detektorowy, obwód siatki pierwszej lampy amplifikatora lub t.p.

Antena niedostrojona. W tym przypadku zazwyczaj niedostrojony obwód anteny sprzęga się indukcyjnie lub bezpośrednio z dostrajającym obwo-

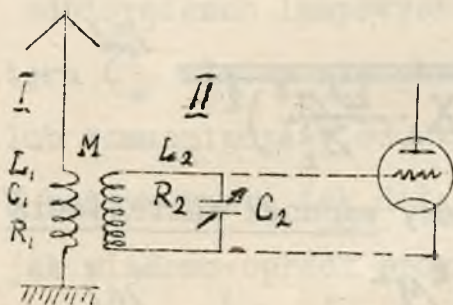
dem zamkniętym /rys.3/.

Niemniej jednak, w ten sposób powstały układ

"antena - obwód zamknięty", jako całość,

może być dostrajany dla

pewnego zakresu często-



Rys. 3.

tliwości jeśli spełnione są odpowiednie warunki co do fali własnej obwodu anteny.

Istotnie, przenosząc obwód II do obwodu I, zgodnie z oznaczeniami na rys. 3, otrzymamy - po przeniesieniu oporności

$$R_1' = R_1 + R_2 \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2}; \quad X_1' = X_1 + X_2 \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} \quad \text{[1, 12]}$$

przyczem

$$X_1 = \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}$$

$$X_2 = \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}$$

$$Z_2^2 = R_2^2 + X_2^2$$

Zmieniając X_2 można doprowadzić do warunku $X_1' = 0$

t.j.
$$X_1 - X_2 \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + X_2^2} = 0 \quad 14/$$

co oznacza dostrojenie całego układu do rezonansu.

Jednak bardziej interesującym jest tu rezonans obwo-
du drugiego, a mianowicie warunek max.prądu w jego
obwodzie. Prąd ten obliczamy jako

$$I_2 = \frac{E, \omega M}{Z_2 \sqrt{(R_1 + R_2 \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2})^2 + (X_1 - X_2 \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2})^2}} \quad 15/$$

Szukając $\frac{dI_2}{dX_2} = 0$ otrzymujemy warunek nastrojenia

$$\frac{X_2}{X_1} = \frac{\omega^2 M^2}{Z_1^2} \quad 16/$$

któremu odpowiada prąd

$$I_{2max} = \frac{E, \omega M}{Z_1 R_2 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_1} \cdot R_1} \quad 17/$$

W dalszym ciągu, szukając

$$\frac{dI_{2max}}{dM} = 0$$

znajdujemy warunek dopasowania

$$\frac{\omega^2 M_{opt}^2}{Z_1^2} = \frac{R_2}{R_1} \quad \text{albo} \quad M_{opt} = \frac{Z_1}{\omega} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \quad 18/$$

*Pomierz obwód L_1, C_1, R_1 jest
dostrojony do rezonansu.
to maxym. prąd obwodu będzie
gdy $R_2 = \frac{\omega^2 L_1^2}{Z_1} R_1$
 $\omega L_{1opt} = Z_1 \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$
 $M_{opt} = \frac{Z_1}{\omega} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$*

*nytelny
Ejwll i jwll : jwll + jx_2 z_2 = 0 \quad \text{skąd } I_2 = \frac{E jwll}{Z_2 + jx_2} \quad ; \quad I_2 = \frac{E jwll}{(R_1 R_2 + x_2^2)^2 + (R_1^2 + R_2^2)^2}
 $I_2 = \frac{E, \omega M}{Z_1 \sqrt{(R_2 + R_1 \frac{\omega^2 M^2}{Z_1^2})^2 + (X_2 - X_1 \frac{\omega^2 M^2}{Z_1^2})^2}}$*

dla którego

$$I_{2 \max \max} = \frac{E_1}{2 \sqrt{R_1 R_2}} \quad /9/$$

To ostatnie wyrażenie określa największy prąd, jaki można uzyskać w obwodzie II po dostrojeniu i dopasowaniu. Częstokroć układ taki znajduje zastosowanie w odbiornikach lampowych. Tutaj, równolegle do kondensatora C_2 włącza się obwód siatki lampy detekcyjnej lub wzmacniacza w.cz. ze sprzężeniem zwrotnem lub bez. W każdym razie tak dołączona lampa katodowa wnosi - jak wiadomo - oprócz oporności urojonej pojemności wejściowej - pewną oporność rzeczywistą, dodatnią lub ujemną, dającą się przedstawić jako oporność bocznikująca pojemność C_2 lub włączona z nią w szereg.

Przy oporności równoległej r wyrazimy oporność szeregową jako :

$$R_2'' = \frac{1}{\omega^2 C^2 r} \quad , \quad /10/$$

która dodaje się do oporności samego obwodu strojowego R_2 , dając oporność całkowitą obwodu

$$R_2 = R_2' + R_2'' \quad /11/$$

Oznaczając w układzie odbiornika z anteną nastrojoną

XI. b. 6.

dekrementy obwodów I i II i sprzężność między nimi odpowiednio :

$$\frac{\pi R_1}{\omega L_1} = \nu_1 ; \quad \frac{\pi R_2}{\omega L_2} = \nu_2 ; \quad \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = \kappa \quad /12,13,14/$$

oraz ponadto, wprowadzając oznaczenia ,

$$L, C_1 = \frac{1}{\omega_1^2} ; \quad \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) = \alpha \quad /15,16/$$

i zakładając, że częstotliwość odbierana ω różni się od częstotliwości własnej obwodu anteny ω_1 , na tyle, iż można dla tego obwodu przyjąć

$$X_1 \gg R_1, \quad \text{czyli} \quad Z_1 \cong X_1, \quad /17/$$

otrzymamy z równania /8/ wyrażenie na najkorzystniejszą sprzężność w postaci

$$\kappa_{opt} = \left| (1 - \alpha^2) \cdot \sqrt{\frac{\nu_2}{\nu_1}} \right| \quad /18/$$

Ostatnie to równanie pokazuje, że w przypadku danej anteny niestrojonej i danego obwodu, najkorzystniejsze κ zależy od tego, w jakim stopniu odchyła się odbierana fala od fali własnej anteny. I mianowicie, ze zwiększeniem się tego odchylenia / ze wzrostem $|1 - \alpha^2|$ / sprzężność należy zwiększać. Jeżeli założymy stosunek tłumień obwodu strojonego i anteny

$\mathcal{J}_2 : \mathcal{J}_1 = 0,25$, wówczas będzie

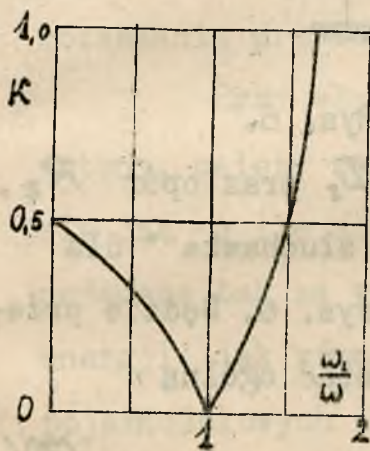
$$K_{opt} = 0,5(1 - \alpha^2) \quad /19/$$

Zależność $K_{opt} = f(\alpha)$ przedstawia rys. 4.

Widać stąd, iż dla anteny o fali własnej, krótszej od odbieranej, graniczny stosunek jest

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} \approx 1,7,$$

bowiem odpowiada mu $K_{opt} = 100\%$. Dla fal dłuższych nie osiągnie się już najkorzystniejszych warunków.



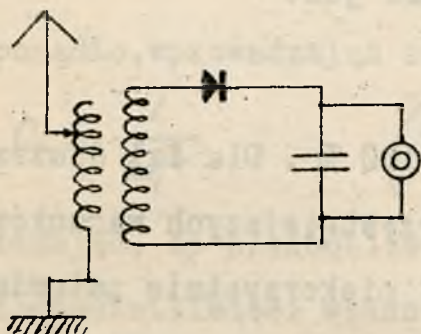
Rys. 4.

Mniej niekorzystnie natomiast przedstawia się sprawa przy $\lambda < \lambda_1$, gdyż tu K_{opt} nie przekracza 50%. Wynika stąd wniosek, iż dla dobrego wykorzystania anteny niestrojonej, jej fala własna winna być o 25÷50% dłuższą od fali odbieranej, zaś sprzężność obwodów winna

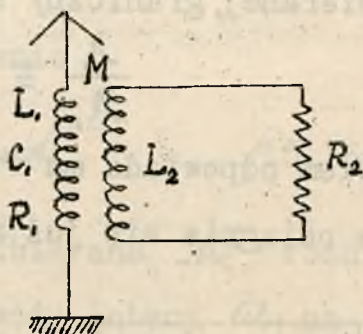
dać się zwiększać aż ponad 50%.

Antena dostrajana, sprzężona z obwodem niestrojonym. Układ taki stosowany jest w odbiornikach z detektorem stykowym / rys. 5 / Tutaj dostrajanie obwodu anteny

uskutecznia się zazwyczaj przy pomocy zmiennej indukcyjności /skokami lub warjometrycznie/, zaś dopasowanie przy pomocy zmiennego sprzężenia /indukcyjnego lub bezpośredniego/ obwodu detektora. Ten ostatni moż-



Rys. 5.



Rys. 6.

na przedstawić jako indukcyjność L_2 oraz opór R_2 , równoważny zespołowi "detektor - słuchawka" dla prądu w.cz., jak to przedstawia rys. 6. Będzie przede-
to warunek dopasowania miał tu postać ogólną

$$R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} \cdot R_2 \quad /20/$$

W przypadku, gdy $R_2^2 \gg \omega^2 L_2^2$, najkorzystniejsze sprzężenie jest

$$M_{opt} = \frac{1}{\omega} \sqrt{R_1 R_2} \quad /21/$$

Natomiast dla $\omega^2 L_2^2 \gg R_2^2$

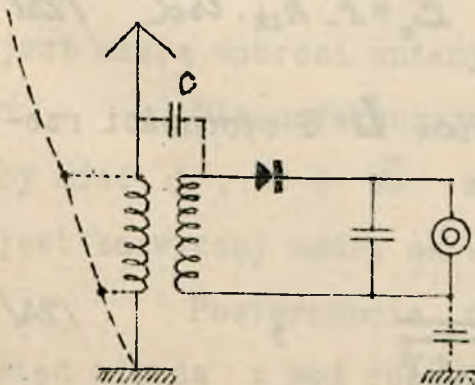
$$M_{opt} = L \cdot \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \quad /22/$$

Powyższe wzory pozwalają na wyciągnięcie ważnych wniosków co do najkorzystniejszego sprzężenia obwodów w różnych warunkach oraz co do zmian tego sprzężenia wraz ze zmianami ω , t.j. długości odbieranej fali/ oraz oporności obwodów /anteny, detektora /.

Aczkolwiek powyżej rozpatrzone układy posiadają sprzężenia indukcyjne, nic nie stoi na przeszkodzie stosowania sprzężeń bezpośrednich, do których rozważania przytoczone stosują się w zupełności.

Przy włączaniu cewki sprzęgającej do obwodu anteny, należy zwracać uwagę na to, aby znajdowała się ona - o ile możliwości - w brzuścu prądu. Jest to pożądané tak ze względu na najlepsze wykorzystanie energii, jak również konieczne dla uniknięcia prądów pojemnościowych, które mogą ewentualnie przepływać

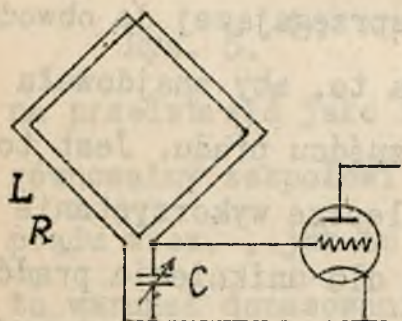
do dalszych obwodów drogą niepożądaną. Istotnie, w razie nieumieszczenia cewki w brzuścu prądu, między nią a ziemią /rys. 7 / będzie istnieć różnica potencjałów, powodująca prze-



Rys. 7.

plyw prądu poprzez pojemność C między cewkami i przez część obwodu następnego do ziemi, dając w tym obwodzie niepożądane sygnały. Są to zazwyczaj sygnały krótkofalowe, dla których pojemność międzycewkowa stwarza korzystne warunki dostrojenia, zaś cewki działają jako dławiki, kierując odpowiednie prądy poprzez detektor do ziemi.

Antena ramowa. - Zazwyczaj dostrajanie osiąga się tu przy pomocy dołączonego równolegle kondensatora o zmiennej pojemności C / rys. 8 /, do za-



cisków którego przyłącza się odbiornik energii w postaci obwodu siatki pierwszej lampy wzmacniacza w.cz.

Pod wpływem SEM-nej

$$E_0 = F \cdot h_{sk} \cdot c s \alpha \quad /23/$$

Rys. 8.

w. obwodzie ramy o indukcyjności L i oporności rzeczywistej R powstaje prąd

$$I = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} \quad , \quad /24/$$

który osiąga przy rezonansie wartość

$$I = \frac{E_0}{R} \quad /25/$$

i daje na pojemności C napięcie

$$V_c = \frac{E_0 \omega L}{R} \quad /26/$$

Biorąc pod uwagę wzory /23, 25 i 26 / oraz

$$\omega = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}}{\lambda} \quad /27/$$

możemy przedstawić /26/ jako

$$V_c = 4\pi^2 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot F \left(\frac{s \cdot L}{\lambda^2 R} \right) \cdot \cos \alpha \quad /28/$$

Tutaj wyrażenie

$$\frac{s \cdot L}{\lambda^2 R} = \frac{s \cdot n \cdot L}{\lambda^2 R} \quad /29/$$

jest miarą dobroci anteny ramowej.

Dla uzyskania najlepszego odbioru, należałoby mieć s , n i L możliwie duże, przy małym R (λ -jest zazwyczaj zgóry określone).

Powierzchnia s określa wymiary ramy, a więc odpada z pod rozważań; pozostaje wybór n , L i R . Ponieważ ma być w obwodzie spełniony rezonans

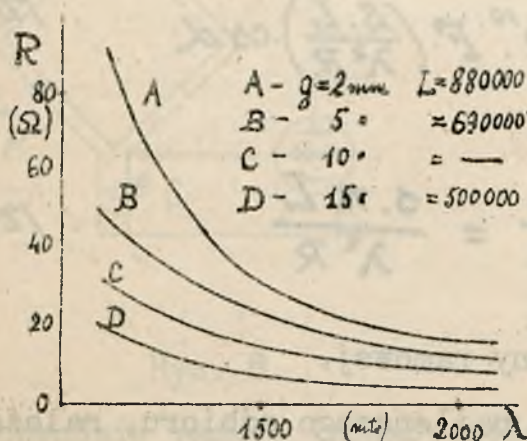
$$\lambda = 2\pi \sqrt{L \cdot C},$$

przeto L nie może być za wielkie, gdyż jest ograniczone przez pojemność własną C_0 ramy oraz początkową pojemność C_{min} kondensatora C , bowiem musi być spełniony warunek

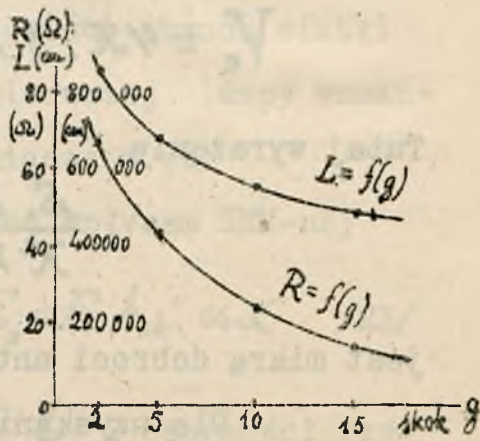
$$\lambda_0 = 2\pi \sqrt{L(C_0 + C_{min})} < \lambda_{min} \quad /30/$$

λ_{min} = najkrótsza fala odbierana /.

Oporność R jest funkcją oporności ramy dla prądu stałego R_0 oraz skoku uzwojenia g / i długości fali λ / jak to dla przykładu przedstawiają wykresy rys. 9 i 10.



Rys. 9.



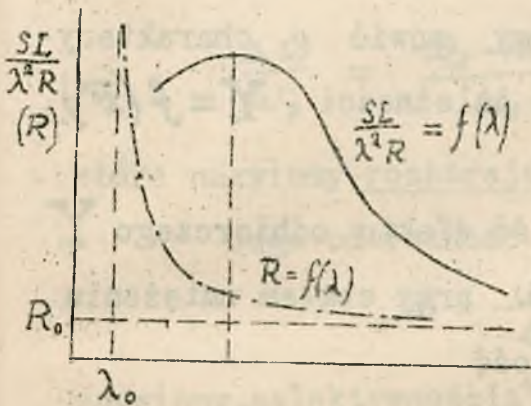
Rys. 10.

Indukcyjność - jak wiadomo - zależy znów od wymiarów ramy oraz ilości zwojów /rys. 11/. W ten sposób wyrażenie /29/ dla danej ramy jest funkcją długości fali i o przebiegu wskazanym na rys. 11. Maximum tego wyra-

zenia występuje mniej więcej dla $\lambda \approx 3\lambda_0 / \lambda_0 =$ fa-
la własna ramy /.

Selektywność odbiornika.

Selektywnością odbiornika nazywamy zdolność
do wydzielenia sygnału pożądanego z pośród szeregu



sygnałów niepożądanych
/eliminowanych/.

Sygnały będziemy uważać
za wyeliminowane wówczas
gdy ich efekt odbiorczy

Y /w słuchawce, głoś-
niku, przekaźniku i td /

będzie μ -krotnie słab-

Rys. 11.
szy od efektu wywołanego przez sygnał pożądaný. Wiel-
kość μ jest pewną liczbą mniej lub więcej dokładnie
ustaloną w każdym przypadku.

Ponieważ eliminowanie odbywa się na zasa-
dzie zjawisk rezonansowych, przeto o tem, czy dany sy-
gnał będzie eliminowany, decyduje nie tylko jego am-
plituda, lecz i różnica częstotliwości w stosunku do
sygnału odbieranego.

Wpływ amplitud sygnałów danego i niepożąda-
nego zależy jest od charakterystyki detektora : przy

XI.b.14.

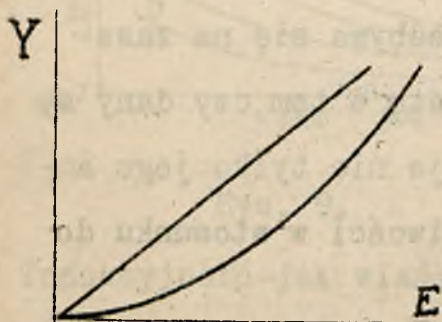
charakterystyce dynamicznej linjowej / $\delta I = \text{prop. } V$ /
efekt odbiorczy jest proporcjonalny do natężenia pola
sygnału, przy charakterystyce parabolicznej / $\delta I = \text{prop. } V^2$ /
/rys. 12 / jest proporcjonalny do kwadratu natężenia
pola sygnału.

W ten sposób możemy mówić o charaktery-
styce amplitud sygnału jako zależności $Y = f(F)$
przy pewnym ω

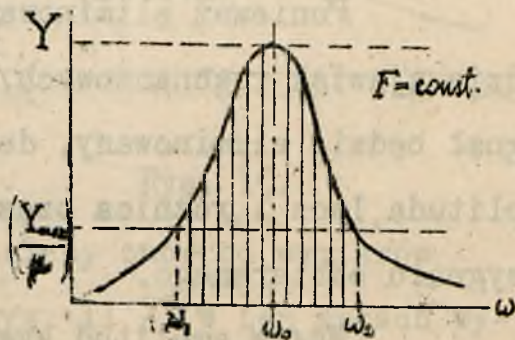
Natomiast zależność efektu odbiorczego Y
od częstotliwości sygnału ω przy stałym natężeniu
sygnału F , a więc zależność

$$Y = f(\omega) \quad /31/$$

będziemy nazywać charakterystyką selektywności od-
biornika.



Rys. 12.



Rys. 13.

Jeżeli oznaczymy efekt odbiorczy dla sygnału pożąda-

nego przez Y_{max} , to linia Y_{max} określi nam zakres częstotliwości eliminowanych /rys. 13 / jako mniejszych od ω_1 i większych od ω_2 , oraz odbieranych od ω_1 do ω_2 /zakreskowany /.

Miarą selektywności odbiornika jest wyrażenie

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} = \frac{\omega_0 - \omega_1}{\omega_0}$$

które nazwiemy rozstrajalnością.

Jego odwrotność

$$J = \frac{\omega_0}{\Delta \omega}$$

/32/

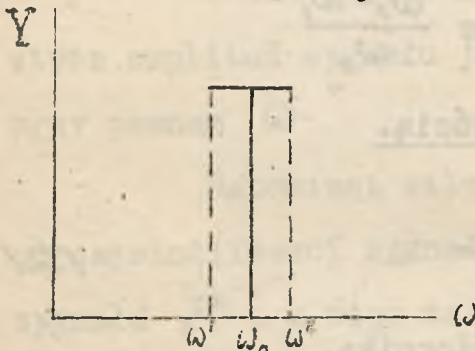
nazwiemy „selektywnością” odbiornika.

Dla odbioru fali niegasnącej ciągłej, o częstotliwości określonej przez ω_0 i dla eliminowania wszystkich innych fal $\omega \neq \omega_0$, różniących się o dowolnie małą wielkość, winna być selektywność J nieskończenie wielką, to znaczy, że wykres powinien być linią prostą / rys. 14 /, przechodzącą przez $\omega = \omega_0$, a właściwie prostokątem o nieskończenie małej podstawie. Wówczas dla $\omega = \omega_0$ mielibyśmy pewien efekt odbiorczy, zaś dla $\omega \neq \omega_0$ efekt byłby równy zeru.

Jednakowoż, jak wiadomo, fale e.m., niosące sygnały radjokomunikacyjne, jako modulowane, stanowią pewne widmo częstotliwości o szerokości $\omega' \div \omega''$.

Taką więc szerokość podstawy winna mieć krzywa / 31/

układy wydzielające, o charakterystyce selektywności zolizonej do prostokątnej, można uzyskać przez stosowanie obwodów filtrowych zwanych tu filtrami wstęgowymi. Składają się one zazwyczaj z kilku elementów rezonansowych w układzie jak na rys. 15.



Rys. 14.

Jednakowoż większego zastosowania w szerokiej praktyce do dziś jeszcze one nie znalazły ze względu na pewne trudności prze-

strajania takiego układu przy przechodzeniu z jednej fali na inną.

Najprostszym obwodem o własnościach selekcyjnych jest pojedynczy obwód rezonansowy LCR . Charakterystyka selektywności tego obwodu jest krzywa rezonansu / rys. 16 / o równaniu

$$\frac{1}{S} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_0 - \omega_1}{\omega_0} = \frac{\omega_2 - \omega_0}{\omega_0} = \frac{Q}{2\pi} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{I_{min}}{I_{max}}\right)^2}{\left(\frac{I_{min}}{I_{max}}\right)^2}} \quad /33/$$

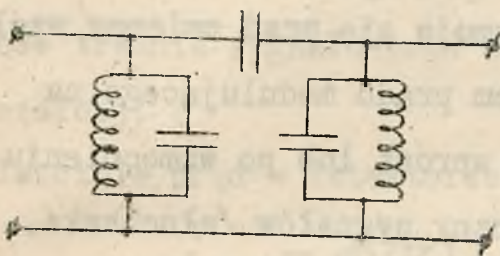
Jeśli założymy, że charakterystyka amplitud odbiornika jest kwadratowa, wówczas efekt odbiorczy będzie

proporcjonalny do I^2 , czyli

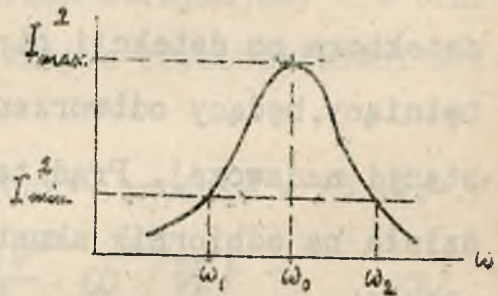
$$Y = k \cdot I^2$$

Dalej, zakładając $\rho = 10$, otrzymamy $Y_{min} = \frac{1}{10} Y_{max}$

a więc $I_{min}^2 = \frac{1}{10} \cdot I_{max}^2$ /34/



Rys. 15.



Rys. 16.

Wstawiając /34/ do /33/ mamy

$$Q = \frac{2\pi}{3\mathcal{D}} \approx \frac{2,1}{\mathcal{D}} \quad /35/$$

jako wyrażenie na selektywność obwodu rezonansowego o dekrementie tłumienia

$$\mathcal{D} = \frac{\pi R}{\omega L} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}} \quad /36/$$

DETEKCJA I HETERODYNOWANIE.

Prądy wielkiej częstotliwości, dla udostępnienia obserwacji sygnałów, zostają poddane detekcji przy użyciu jednego z opisanych w rodz. IV typów detektora .

Przy odbiorze sygnałów modulowanych w obwodzie detektora po detekcji otrzymuje się prąd zmienny, wzgl. tętniący, będący odtworzeniem prądu modulującego na stacji nadawczej. Prąd ten wprost lub po wzmocnieniu działa na odbiornik akustyczny sygnałów /słuchawka, głośnik /.

Przy odbiorze sygnałów manipulowanych w obwodzie detektora otrzymuje się przyrosty prądu stałego odpowiadające znakom telegraficznym. Dla umożliwienia ich odbioru przy pomocy odbiornika akustycznego, względnie dla ułatwienia dalszego ich wzmacniania, zamienia się ten prąd stały na prąd zmienny, stosując tak zw. metodę interferencyjną odbioru, czyli przez heterodynowanie. Metoda ta polega na nakładaniu / heterodynowaniu / na odbierany prąd w.cz. / jeszcze przed detekcją / o częstotliwości F_s , prądu w.cz., wytwarzanego przez miejscowy generator o niewielkiej mocy /heterodynę / o częstotliwości F_h tak dobranej, aby różnica

$$|F_s - F_h| = f_d \quad \text{/1/}$$

odpowiadała częstotliwości słyszalnej.

Prąd wypadkowy jest prądem w.cz. o amplitudzie zmiennej z tą właśnie częstotliwością f_d , czyli prądem dudniącym z częstotliwością dudnień f_d

Po detekcji tego prądu otrzymujemy - w trakcie trwania sygnału - prąd zmienny o częstotliwości słyszalnej.

Istotnie, prąd w detektorze jest - zgodnie z /5.IV.-./

$$\Delta i = \Delta V \cdot \Phi'(V_0) + \frac{\Delta V^2}{2} \cdot \Phi''(V_0) \quad \text{/2/}$$

Tutaj napięcie na detektorze ΔV jest w każdej chwili sumą napięcia sygnału v_s oraz napięcia heterodyny v_h , czyli

$$\Delta V = v_s + v_h \quad \text{/3/}$$

Zatem /2/ będzie

$$\Delta i = (v_s + v_h) \cdot \Phi'(V_0) + \frac{(v_s + v_h)^2}{2} \cdot \Phi''(V_0) \quad \text{/4/}$$

Przyrost prądu w detektorze, będący wyrazem działania detekcyjnego, jest równy średniej wartości wyrażenia /4/, a przeto

$$\begin{aligned} \delta I &= \frac{1}{2} \Phi''(V_0) \cdot [(v_s + v_h)^2]_{sr} = \\ &= \frac{1}{2} \Phi''(V_0) \cdot \{ [v_s^2]_{sr} + [v_h^2]_{sr} + 2[v_s v_h]_{sr} \} \quad /5/ \end{aligned}$$

Średnie wartości v_s^2 i v_h^2 , jako wielkości zmiennych sinusoidalnie

$$v_s = \bar{V}_s \cdot \sin \Omega_s t \quad \text{i} \quad v_h = \bar{V}_h \cdot \sin \Omega_h t, \quad /6/$$

wynoszą odpowiednio, zgodnie z / 8.IV.-. /

$$[v_s^2]_{sr} = \frac{1}{2} \bar{V}_s^2; \quad [v_h^2]_{sr} = \frac{1}{2} \bar{V}_h^2 \quad /7/$$

Dla znalezienia średniej wartości wyrażenia $2 v_s v_h$ uskuteczniamy przekształcenie, wprowadzając - stosownie do / 1 / - zamiast Ω_h wartość

$$\Omega_h = \Omega_s + \omega_d \quad /8/$$

Będzie wówczas

$$\begin{aligned} 2 v_s v_h &= 2 \bar{V}_s \bar{V}_h \cdot \sin \Omega_s t \cdot \sin (\Omega_s + \omega_d) t = \\ &= \bar{V}_s \bar{V}_h [\cos \omega_d t - \cos (2\Omega_s + \omega_d) t] = \quad /9/ \\ &= \bar{V}_s \bar{V}_h \cdot \cos \omega_d t - \bar{V}_s \bar{V}_h \cdot \cos (2\Omega_s + \omega_d) t \end{aligned}$$

Średnia wartość pierwszego wyrazu za czas odpowiadający okresowi w.cz. Ω_s , jako bardzo krótki w stosunku do okresu czasu odpowiadającego $\omega_d / \ll \Omega_s /$, będzie wynosić $\bar{V}_s \bar{V}_h \cdot \cos \omega_d t$. Co się tyczy drugiego wyrazu, nie da on znów żadnego efektu, jako zmienny z częstotliwością wielką.

Zatem wyrażenie /5/ przyjmie postać

$$\delta I = \frac{1}{2} \Phi''(V_0) \left\{ \frac{1}{2} \bar{V}_s^2 + \frac{1}{2} \bar{V}_h^2 + \bar{V}_s \bar{V}_h \cdot \cos \omega_d t \right\} \quad /10/$$

Ostatni człon tego wyrażenia wskazuje, iż prąd zdetektowany jest prądem tętniącym z pulsacją dudnień ω_d

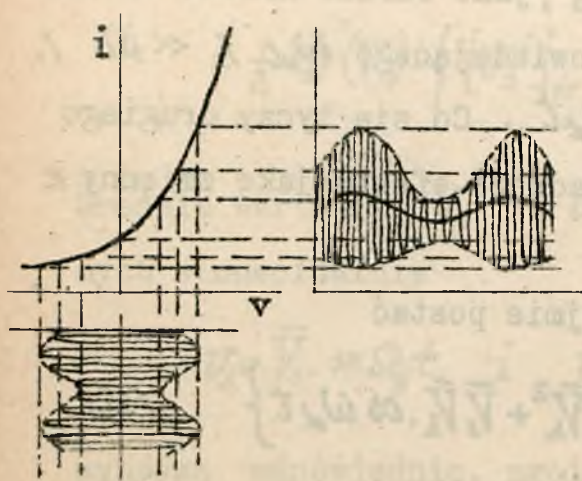
Prąd ten jest proporcjonalny do pierwszej potęgi amplitudy sygnału, a nie do jej kwadratu, jak to ma miejsce przy detekcji bez heterodynowania.

Jednocześnie jest on proporcjonalny do napięcia \bar{V}_h , a zatem zwiększenie tego ostatniego pozwala zwiększyć czułość detekcji / analogja do działania napięć lub pól magnetycznych polaryzujących /.

Rys. 1 podaje interpretację graficzną zachodzących przy heterodynowaniu zjawisk i wynikającego stąd zwiększenia czułości detekcji.

Metoda interferencyjna posiada jeszcze jed-

ną zaletę przy odbiorze sygnałów telegraficznych, a mianowicie pozwala na znaczne polepszenie selektyw-



ności odbioru przez to, iż sygnały nie wiele różniące się częstotliwością i trudne do oddzielenia obwodami wydzielającymi dają po heterodynowaniu znacznie różniące się częstotliwości dudnień.

Rys. 1.

W ten sposób , stosując

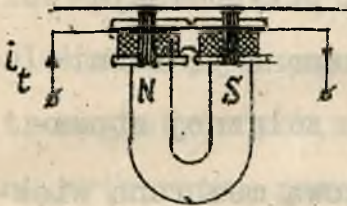
dalsze wydzielenie sygnału odbieranego przy pomocy rezonansowego amplifikatora m.cz., selektywność odbioru uzależniamy od zdolności rezonansowej amplifikatora .

Istotnie, jeśli założymy, że amplifikator m. cz. jest w możności oddzielić prądy różniące się np. o f_1 c, wówczas o tę samą ilość cykli mogą się różnić częstotliwości odbieranych sygnałów. W tych warunkach względna szerokość toru radjokomunikacyjnego maleje w miarę stosowania coraz to krótszej fali, a przeto ilość torów rośnie.

UJAWNIANIE SYGNAŁÓW.

Radjotelefonja. - Ujawnianie sygnałów uskutecznia się tu przy pomocy odbiorników akustycznych, a więc słuchawek i głośników. Zasadniczy warunek, stawiany tym przyrządom - to prostolinijność charakterystyki częstotliwości w zakresie częstotliwości akustycznych.

Słuchawki, stosowane dziś w radjotechnice, należą głównie do typu słuchawek elektromagnetycznych spolaryzowanych /rys. 1 /. Siła, działająca na mem-



Rys. 1.

branę f jest tu proporcjonalna do kwadratu chwilowej indukcji \mathcal{B} w szczelinie. Indukcja ta wyraża się wzorem

$$\mathcal{B} = B_0 + \bar{B} \cdot \sin \omega t, \quad (1)$$

w którym B_0 oznacza indukcję polaryzacji, wywołaną przez magnes, zaś \bar{B} - amplitudę indukcji zmiennej, wywołanej przez prąd w słuchawce i_t . Będzie przeto

$$f \doteq \mathcal{B}^2 = B_0^2 + 2B_0\bar{B} \cdot \sin \omega t + \bar{B}^2 \sin^2 \omega t. \quad (2)$$

Pierwszy wyraz w /2/ jest przyczyną stałego przyciągnięcia membrany słuchawki, drugi - daje odtwo-

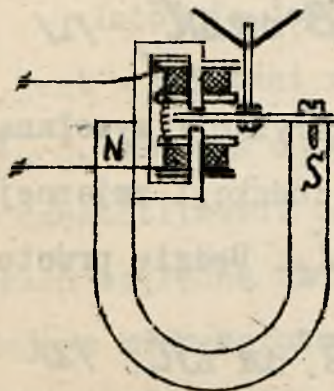
rzenie właściwego dźwięku, trzeci jest przyczyną zniekształcenia. Ten ostatni może być pominięty, gdy $B_0 \gg \bar{B}$; wówczas

$$f \approx B_0^2 + 2B_0 \cdot \bar{B} \sin \omega t \quad /3/$$

Wzór /3/ pokazuje jednocześnie, że czułość słuchawki rośnie wraz z polaryzacją B_0 .

Głośniki. - pod względem zasady działania mogą być podzielone na 3 grupy, a mianowicie : a/ elektromagnetyczne, b/ elektrodynamiczne , c/ elektrostatyczne.

Głośniki elektromagnetyczne przypominają swą budową słuchawkę elektromagnetyczną z tą różnicą, że zamiast niewielkiej membrany żelaznej stosuje się kotwicę połączoną z niemetalową membraną więk-



Rys. 2.

szych wymiarów, zazwyczaj kształtu stożkowego. Szczególne zastosowanie znajdują t.zw. układy zrównoważone /rys. 2 /, w których kotwica w stanie spoczynku nie podlega działaniu sił, pochodzących od indukcji polaryzującej B_0 .

szczy-
czaj kształtu stożkowe-
go. Szczególne zastososc-
wanie znajdują t.zw.
układy zrównoważone
/rys. 2 /, w których
kotwica w stanie spo-

Dobrze zbudowany głośnik elektromagnetyczny może posiadać zadawalniającą charakterystykę częstotliwości w zakresie radjofonicznym.

Głośniki elektrodynamiczne przypominają swą budową mikrofon elektrodynamiczny, przyczem cewka zasilana prądem o częstotliwości akustycznej jest połączona sztywno z membraną głośnika. Głośniki tego typu odznaczają się wyjątkowo dobrym odtwarzaniem tonów w bardzo szerokim zakresie tak częstotliwości, jak i amplitud.

W głośnikach elektrostatycznych znajduje zastosowanie odwrócona zasada działania mikrofonu elektrostatycznego. Podobnie jak w głośnikach elektromagnetycznych, mamy tu polaryzację elektrostatyczną, wytworzoną przez stałe napięcie polaryzujące V_0 . Zatem wzór /3/ tu dostosowany ma postać

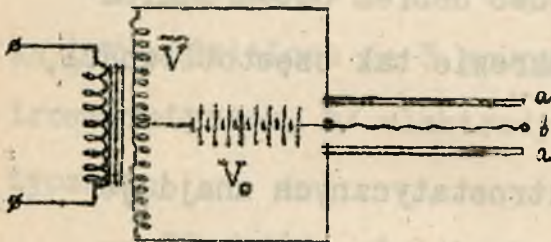
$$f = V_0^2 + 2 \cdot V_0 \cdot \bar{V} \sin \omega t, \quad /3/$$

gdzie przez \bar{V} oznaczmy amplitudę zmiennego napięcia przetwarzanego na dźwięk.

Rozróżniamy tu również konstrukcje zrównoważone / rys.3/, gdzie w stanie spoczynku membrana nie podlega działaniu sił przyciągających.

Głośniki elektrostatyczne nie ustępują - pod względem swych charakterystyk - głośnikom elektrodynamicznym.

Radjotelegraf. - Ujawnienie sygnałów uskutecznia się tu na drodze słuchowej przy pomocy słuchawki /elektromagnetycznej / w ten sposób, iż przez



heterodynowanie dobiera się w słuchawce ton o wysokości rzędu 1000 c. Odczytywane słuchowo sygnały notowane są przez telegrafistę jako znaki ręcznie lub przy po-

Rys. 3. mocy maszyny do pisania / max. do 150 znaków na min/, na blankiecie radjotelegramu.

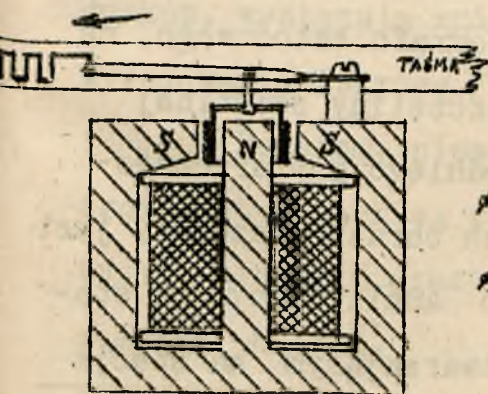
Przy odbiorze automatycznym ujawnianie sygnałów odbywa się bądź przez rejestrowanie alfabetem Morse'a znaków na taśmie / skąd następuje przepisywanie ich na blankiet radjotelegramu /, bądź przez drukowanie znaków / liter, cyfr i tp./ na taśmie lub blankiecie.

Do rejestrowania znaków Morse'a służy przede wszystkim t.zw. ondulator, t.j. przyrząd piszący atramentem na taśmie papieru lub rylcem na taśmie zakop-

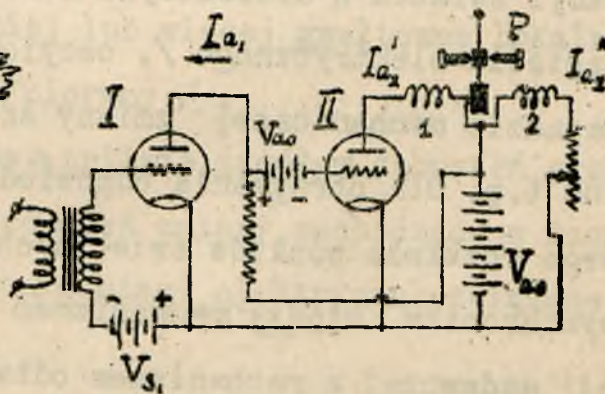
conej, promieniem światła na taśmie lub bębnie światłoczułym, którego układ ruchomy wychyla się pod wpływem zdetektowanego prądu sygnałów. Najczęściej spotykane ondulatory opierają się na zasadzie elektrodynamicznej / rys. 4 /.

Przy odbiorze drukującym odebrane sygnały, zamienione na impulsy prądowe, działają za pośrednictwem przekaźnika na aparaty dziurkujące taśmę/np. Creed / lub wprost drukujące / np. Hughes /.

Zamiana prądów zmiennych / otrzymanych z amplifikatora m.cz. przy odbiorze heterodynowym / na impulsy prądu stałego uzyskuje się przy pomocy układu lamp katodowych. Jeden z takich układów przedstawia tytułem przykładu rys. 5 .



Rys. 4.



Rys. 5.

Lampa I działa jako detektor anodowy sygnałów akustycznych /heterodynowanych / . Gdy sygnału nie ma,

prąd $I_{\alpha_1} = 0$, zatem siatka lampy II posiada potencjał zero, przy którym płynie pewien prąd $I_{\alpha_2}' > I_{\alpha_2}''$. Z chwilą zjawienia się sygnału w I, zaczyna płynąć I_{α_1} , potencjał punktu α obniża się, wskutek czego staje się $I_{\alpha_2}' < I_{\alpha_2}''$. W ten sposób uzyskuje się ruch jezyczka przekaźnika P w jedną lub drugą stronę.

R a d j o g r a f i k a i r a d j o t e l e w i z j a. - Tutaj sygnały po detekcji działają przeważnie na urządzenie, zamieniające impulsy prądu na impulsy światła, padającego na papier światłoczuły lub na ekran telewizyjny. Urządzenia te działają na zasadzie zjawiska Kerr'a / skręcanie płaszczyzny polaryzacji światła w dielektryku kondensatora pod wpływem napięcia elektrycznego /, oscylografu katodowego, na zasadzie mechanicznej zmiany szczeliny świetlnej lub t.p. Dla otrzymania odpowiedniego powierzchniowego rozkładu punktów świetlnych obrazu niezbędny jest synchronizm między mechanizmem analizującym na stacji nadawczej a mechanizmem odtwarzającym na stacji odbierczej. Synchronizm ten utrzymuje się przy pomocy nośnej częstotliwości sygnałów.

PRZESZKODY ATMOSFERYCZNE I SZYBKOŚĆ

PRZESYŁANIA SYGNAŁÓW.

Przestrzeń dookoła radjostacji odbiorczej, obfitująca w ładunki elektryczne oraz masy magnetyczne, ulegające ciągłym przesunięciom, jest siedliskiem nieustannych zaburzeń natury elektromagnetycznej, które przejawiają się w odbiorniku jako t.zw. przeszkody atmosferyczne.

Główna ich przyczyna tkwi w istnieniu prądów wyrównawczych, płynących stale w przyziemnej części atmosfery / w troposferze i stratosferze /, która w stosunku do ziemi - naładowana jest dodatnio^{x/}. Niezależnie od tych względnie spokojnych przesunięć ładunków, występują mniej lub więcej gwałtowne lokalne wyładowania iskrowe /pioruny / .

Pozatem, niewątpliwie, źródłem zaburzeń elektromagnetycznych są również zmiany, zachodzące w magnetyzmie ziemskim oraz przebiegi elektryczne, związane z zorzą polarną.

^{x/} przeciętnie natężenie pola elektrycznego tuż przy powierzchni ziemi wynosi ok. 100 V/m, na wysokości 1000 m ok. 50 V/m, na wysokości ok. 9000 m - 3 V/m .

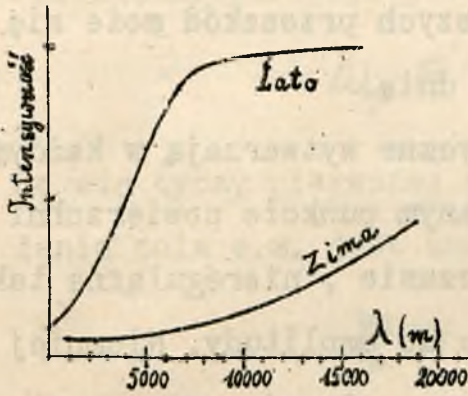
Pod względem dźwięków wytwarzanych przy odbiorze akustycznym, można podzielić przeszkody atmosferyczne na: trzaski, syki i wrzenie. Pierwsze dwa rodzaje należą do przeszkód pochodzenia lokalnego/źródła ich leżą w odległościach do 100 km /, trzecie - pochodzenia odległego. Trzaski wywołane są wyładowaniami elektrycznymi w atmosferze / np. podczas słabych burz /, syki - pochodzą od ładowania się anteny pod wpływem wiatru, deszczu, śniegu, przesuwania się chmur i t.p. Największą bolączką radiokomunikacji są przeszkody trzeciego rodzaju - /wrzenie/, źródła których znajdują się w znacznych odległościach, a więc występują jednocześnie na wielkich obszarach.

Intensywność przeszkód zależy od szeregu czynników: od długości fali, na którą jest nastrojone dane urządzenie odbiorcze, od pory roku, pory dnia, miejsca, kierunku odbioru oraz od stanu atmosferycznego okolicy.

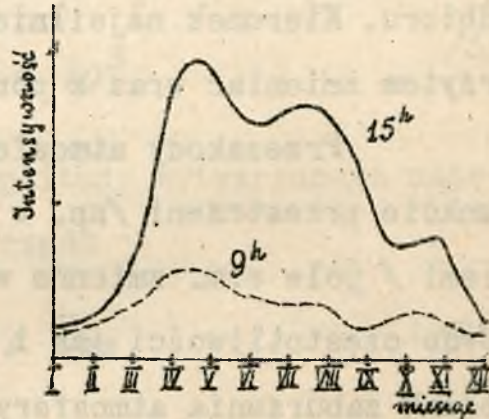
Przeciętnie można przyjmować, że przeszkody /ilość i natężenie / rosną wraz z długością fali, jak to orientacyjnie przedstawia rys. 1 dla zimy i lata.

Wpływ pory roku oraz pory doby widoczny jest z rys. 2 i 3. Najsilniej występują w lecie, w miesią-

cach maju i sierpniu, najslabiej-koło stycznia, przy-
czem w lecie intensywność ich silnie się waha w cią-
gu doby.

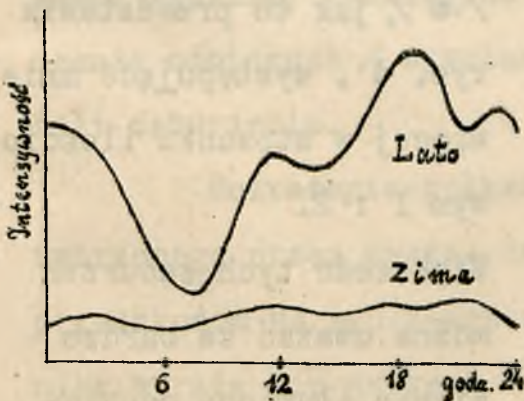


Rys. 1.



Rys. 2.

Co się tyczy wpływu miejsca na intensywność
przeszkód atmosferycznych, rosną one naogół wraz ze



Rys. 3.

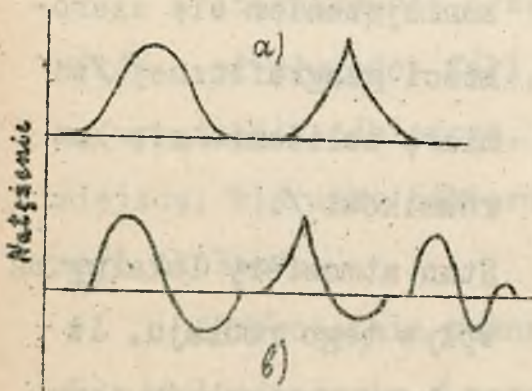
zmniejszeniem się szerokości geograficznej /w miarę zbliżania się ku równikowi /.

Stan atmosfery lokalny ma wpływ tego rodzaju, iż większe przeszkody towarzyszą niebu czystemu, niż

zachmurzonemu /oczywiście nie dotyczy to zachmurzenia burzowego/. Obszary niżów barometrycznych są zazwyczaj siedliskami przeszkód.

Kierunkowość przeszkód wyraża się tem, iż przy odbiorze kierunkowym intensywność ich zmienia się /szczególniej w lecie / wraz ze zmianą kierunku odbioru. Kierunek najsilniejszych przeszkód może się przytem zmieniać wraz z porą dnia.

Przeszkody atmosferyczne wytwarzają w każdym punkcie przestrzeni /np. w danym punkcie powierzchni ziemi / pole e.m. zmienne w czasie, nieregularne tak co do częstotliwości jak i co do amplitudy. Niemniej jednak zaburzenia atmosferyczne można do pewnego stopnia poklasyfikować w zależności od kształtu krzywej, jaką dają na oscylografie /np. katodowym / na dwie grupy charakterystyczne: aperiodyczne /a/ i periodyczne



/b/, jak to przedstawia rys. 4, występujące mniej więcej w stosunku ilościowym 1 : 2.

Większość tych zaburzeń można uważać za bardzo silnie tłumione oscylacje o równaniu

Rys. 4.

$$f_p \approx E_p \cdot e^{-d_p t} \cdot \sin \omega_p t$$

przyczem

$$\alpha_p \cong \frac{\omega_p}{2} \quad /2/$$

Przeciętna pulsacja podstawowa wynosi dla nich

$$\omega_p \cong 3,6 \cdot 10^3 \quad /3/$$

Co się tyczy pierwszej amplitudy wytwarzanego natężenia pola e.m. jest ona rzędu

$$\bar{F}_p \cong 0,1 \text{ V/m} \quad /4/$$

Prądy wzbudzone w urządzeniu odbiorczym przez pole e.m. przeszkód atmosferycznych są dwójakiego rodzaju : o częstotliwości małej ω_p oraz o częstotliwości wielkiej /takiej, na jaką nastrojone jest urządzenie odbiorcze /, wywołane stromym kształtem czoła fali zaburzenia.

Rozważania pokazują, że stosunek napięcia wytworzonego przez sygnał do napięcia odpowiadającego przeszkodom na zaciskach rezonansowego obwodu odbiornika wyraża się wzorem

$$\alpha = \frac{V}{V_p} = \frac{F}{F_p} \cdot \frac{\pi}{\mathcal{G}} \cdot \frac{\omega}{\omega_p} \quad /5/$$

F i F_p są to natężenia pola sygnału i przeszkód,

ω i ω_p odpowiednimi pulsacjami, $\mathcal{D} = \frac{\pi R}{\omega L}$ -dekrementem log. tłumienia obwodu.

Ażeby obecność przeszkód nie wpływała zbyt szkodliwie na jakość odbioru /czytelność telegrama, czystość dźwięków / stosunek wyrażony przez α nie powinien być mniejszy od pewnej wartości /zależnie od wymagań czystości odbioru, w każdym razie $\alpha > 1$ /.

Przy danych natężeniach pól sygnału / E^1 /, przeszkód / E_p / oraz danej częstotliwości / f / fali radjokomunikacyjnej, wpływ przeszkód jest tem mniejszy, im mniejsze jest tłumienie / \mathcal{D} / obwodu wydzielającego sygnały. Jednakowoż zmniejszenie \mathcal{D} pociąga za sobą zniekształcanie sygnałów przy odbiorze na skutek powolnego ustalania się przebiegów w.cz w obwodach o zbyt małym tłumieniu, a przeto nie pozwala na zwiększanie szybkości telegrafowania.

Jak wiadomo, ustalanie się przebiegów w obwodzie L, C, R z chwilą zadziałania lub zaniku w nim SEM-nej $\bar{E} \cdot \sin \omega t$ określa się wzorami

$$i = \frac{\bar{E}}{R} (1 - e^{-\mathcal{D}t}) \cdot \sin \omega t \quad /6/$$

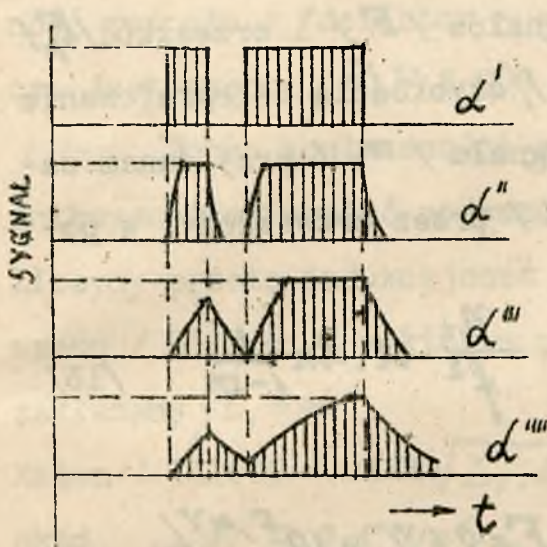
względnie

$$i = \frac{\bar{E}}{R} \cdot e^{-\mathcal{D}t} \cdot \sin \omega t \quad /7/$$

gdzie

$$\alpha = \frac{R}{2L} = \frac{\pi R f}{\omega L} = \nu \cdot f \quad /8/$$

Dla szybkiego ustalania się przebiegów α nie powinno być zbyt małe / rys. 5 $d''' < d'' < d' < d$ / .Ażeby



w czasie τ trwania naj-
krótszego sygnału /np.
kropki alfabetu Morse'a/
prąd w odbiorniku osiąga-
nął m -tą część prądu
stanu ustalonego musi
być

$$1 - e^{-\alpha \tau} = m \quad /9/$$

Rys. 5.

czyli zgodnie z /9/

$$\nu \cdot f \cdot \tau = \ln \frac{1}{1-m} \quad /10/$$

m nie powinno być zazwyczaj mniejsze od 0,7.

Czas τ związany znów jest z szybkością telegrafowa-
nia n_t (słów/min.) zależnością /VII.-.5 / :

$$1 \text{ słowo} = 65 \text{ taktów}, \quad n_t \text{ słów/min} = 65 \cdot n_t \text{ takt/min.}$$

$$1 \text{ takt} = \frac{1}{65 \cdot n_t} \text{ część minuty}$$

a przeto

$$\tau \cong \frac{1}{n_t} \text{ (sek.)} \quad /11/$$

Podstawiając /12/ do /11/ otrzymujemy

$$D.f = n_t \cdot \ln \frac{1}{1-m} \quad /12/$$

Kombinując wzory /5/ i /12/ możemy wyrazić związek między natężeniami pól sygnałów F' i przeszkod F_p częstotliwością fali f , szybkością telegrafowania n_t , zniekształceniem sygnału m przy danym zanieczyszczeniu odbioru α przez przeszkody, w postaci

$$\frac{F'}{F_p} \cong \frac{\omega_s}{2\pi^2} \cdot \frac{n_t}{f^2} \cdot \alpha \cdot \ln \frac{1}{1-m} \quad /13/$$

albo przyjmując

$$\omega_s = 3,6 \cdot 10^3, \quad F_p = 0,1 \text{ V/m} = 10^5 \text{ } \mu\text{V/m}$$

przedstawimy /13/ jako $(F' \text{ w } \mu\text{V/m})$

$$F' \cong 4 \cdot 10^7 \cdot \frac{n_t}{f^2} \cdot \alpha \cdot \lg \frac{1}{1-m} \quad /14/$$

Jako wartości orientacyjne natężeń pól sygnałów dla niektórych rodzajów radjokomunikacji - przy średnich przeszkodach-praktyka ustaliła :

odbiór słuchowy sygnałów manipulowanych $F' = 10 \div 50 \text{ } \mu\text{V/m}$.

odbiór słuchowy sygnałów modulowanych $F' = 150 \text{ } \mu\text{V/m}$.

odbiór radjofoniczny słuchowy $F' \geq 2,5 \text{ mV/m}$.

P r z y k ł a d y .

Przeliczyć odbiornik detektorowy o schemacie wg. rys. 5 XI. a. / na fale $\lambda \cong 1410$ m., pracujący z normalną anteną radjofoniczną o pojemności statycznej $C_s \cong 200$ cm, oporności $R_A \cong 50 \Omega$. Oporność zespołu: "detektor - słuchawka" dla prądów w. cz. jest rzędu $R_2 \cong 2000 \Omega$.

Wobec konieczności znacznego "przedłużenia" anteny możemy uważać pojemność anteny za skupioną. Liczymy przeto indukcyjność cewki antenowej L_1 , wg. wzoru / 33.X.c /, w którym pomijamy $L_s \ll L_1$, oraz zakładamy $C_1 = \infty$.

$$\text{Zatem } 141000 = 2\pi\sqrt{L_1 \cdot 200},$$

$$\text{skąd } L_1 \cong 2,5 \cdot 10^6 \text{ cm} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ H.}$$

Spróbujmy teraz obliczyć M_{opt} ze wzoru /21.XI a./; tutaj $R_1 = 50 \Omega$, $R_2 = 2000 \Omega$, $\omega = 1,33 \cdot 10^6$

$$M_{opt} = \frac{1}{1,33 \cdot 10^6} \sqrt{50 \cdot 2000} \cong 0,24 \cdot 10^{-3} \text{ H}$$

Zakładając /regulowaną/ sprzężność obwodu anteny z detektorowym $K_{max} = 0,5$, obliczymy

$$L_2 = \frac{M_{opt}^2}{k^2 L_1} = \frac{(0,24 \cdot 10^{-3})^2}{0,5^2 \cdot (2,5 \cdot 10^{-3})} \cong 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ H}$$

/Sprawdzamy warunek $R_2^2 \gg \omega^2 L_2^2$, pozwalający na stosowanie wzoru /21/

$$(2000)^2 = 4 \cdot 10^6 \gg (1,33 \cdot 10^6 \cdot 0,1 \cdot 10^{-3})^2 = 0,017 \cdot 10^6$$

Ze względu na możliwość wzrostu oporności anteny należy dać L_2 nieco większe, aby móc zawsze dopasować obwody.

2. Obliczyć skuteczną wysokość anteny ramowej o bokach $1,5 \text{ m} \times 1,5 \text{ m}$, ilości zwojów $n=30$, dostrojonej do fali $\lambda = 1000 \text{ m}$.

Ze wzoru /18/ obliczamy $l_s = n \cdot s = 30 \cdot 1,5 \cdot 1,5 = 67,5$

$$h_{sk} = \frac{2\pi \cdot 67,5}{1000} = 0,43 \text{ m.}$$

3. Obliczyć natężenie pola sygnału na fali $\lambda = 15000 \text{ m}$. przy szybkości telegrafowania $n_t = 50 \text{ słów/min.}$

Stosunek działań sygnału i przeszkód $\alpha = 5$, dopuszczalna zniekształcalność $m = 0,9$

Ze wzoru /14/ znajdujemy

$$F = 4 \cdot 10^7 \frac{50}{(2 \cdot 10^4)^2} \cdot 5 \cdot \lg 10 = 25 \mu\text{V/m.}$$

ODBIORNIKI.

WSTĘP.

Odbiorniki stosowane w radjokomunikacji dają się podzielić - do pewnego stopnia - na dwie grupy: odbiorniki radjotelefoniczne i radjotelegraficzne. Pierwsze służą do odbioru sygnałów, modulowanych dźwiękami mowy i muzyki, a przeto amplifikator m.cz. jest w nich dostosowany do wzmocnienia szerokiego zakresu częstotliwości dźwięków; obwody wielkiej częstotliwości częstokroć uwzględniają szerokość widma modulacyjnego, zaś detekcja jest możliwie liniowa.

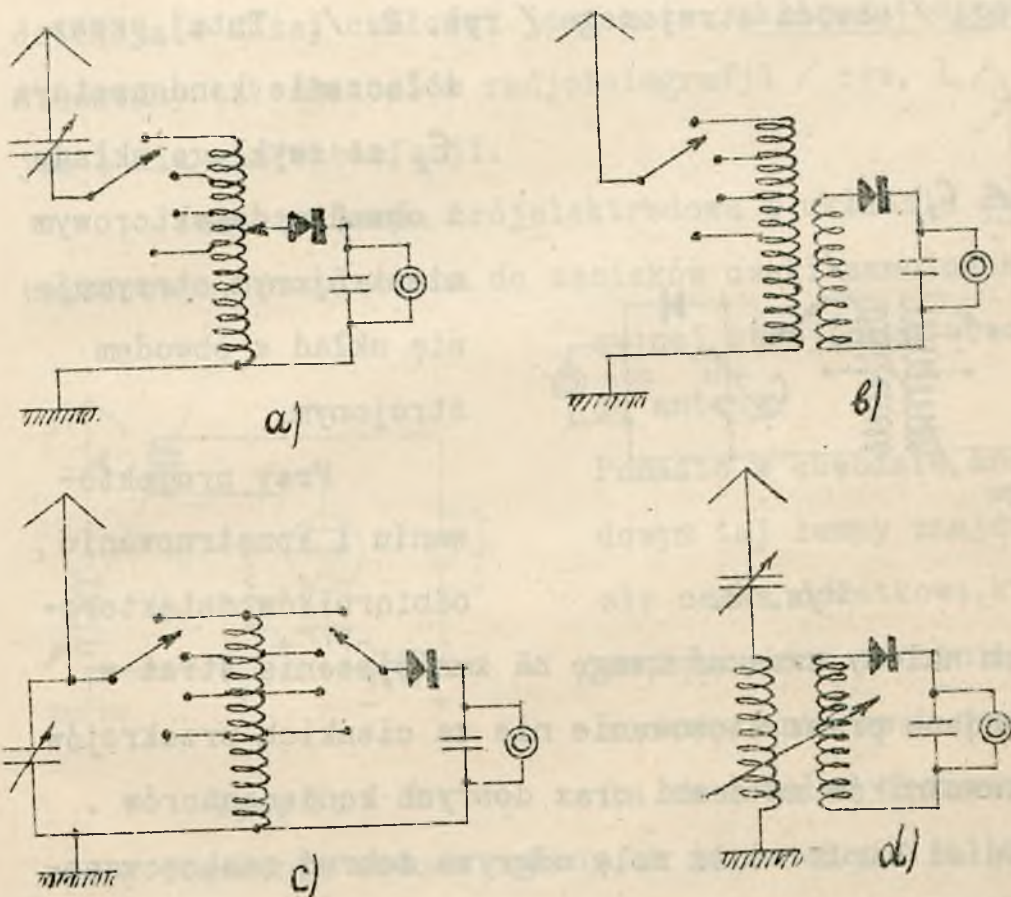
Odbiorniki grupy drugiej natomiast odznaczają się bardzo dużą selektywnością, rezonansowym amplifikatorem m.cz. oraz stosowaniem metody interferencyjnej odbioru.

ODBIORNIK DETEKTOROWY.

Najprostszym odbiornikiem jest t.zw. odbiornik detektorowy, t.j. układ składający się zazwyczaj z jednego obwodu strojonego oraz detektora stykowego /kryształkowego/ i słuchawki, jako odbiornika energii. Odbiornik taki znajduje zastosowanie we współczesnej radjotechnice jedynie jako odbiornik radjofoniczny dla odbioru stacji lokalnej. Zaletą jego jest brak jakichkolwiek źródeł energii, a więc prostota i taniość eksploatacji ; wadą - odbiór względnie cichy i jedynie słuchawkowy. Budowany przeważnie na zakres fal 200÷2000 m. pozwala przy użyciu anten zewnętrznych na dostateczny odbiór przy natężeniu pola począwszy od kilku miliwoltów na metr. Natężeniu pola rzędu 10 mV/m zapewnia zupełnie zadawalający we wszystkich warunkach-odbior, wolny od przeszkód.

Jak to wynika z teorii odbioru, dla właściwego wykorzystania energii pola konieczne jest dostrojenie obwodu anteny do rezonansu oraz dopasowanie odbiornika energii do anteny. Zazwyczaj dostraja się tu obwód anteny przy pomocy włączonych do anteny: zmiennej-w sposób ciągły-pojemności i zmiennej skokami /przełącznik lub wymienne cewki / samoindukcji/rys.1-a/

lub tylko przy pomocy tej ostatniej / rys. 1-b / .
 Zazwyczaj, wskutek względnie dużych oporów obwodu,
 dostrojenie to nie zachodzi zbyt ostro. Co się tyczy
 dopasowania, - przeważnie jest ono raz na zawsze usku-

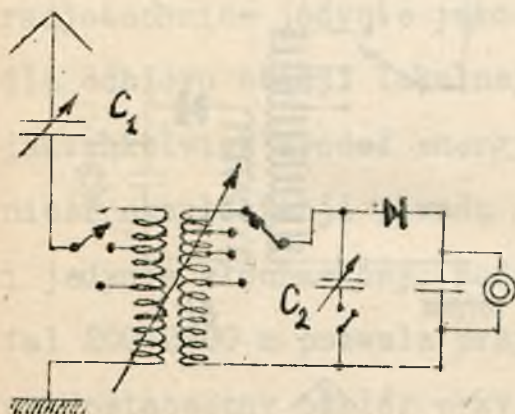


Rys. 1.

tecznione przez wybór odgałęzienia z cewki obwodu
 anteny / rys.1-a / lub przez odpowiednie sprzężenie
 indukcyjne obwodu detektorowego / rys. 1-b / ; jedy-

nie tylko w doskonalszych typach odbiorników przewidziana jest możliwość tej regulacji / rys. 1-c lub d /.

W rzadkich przypadkach spotykane są układy bardziej złożone, pozwalające na uzyskanie większej selektywności przez zastosowanie dodatkowego /pośredniego / obwodu strojonego / rys. 2. /.



Rys. 2.

Tutaj, przez dołączenie kondensatora C_2 , ze zwykłego układu z obwodem detektorowym niestrojonym otrzymuje się układ z obwodem strojonym.

Przy projektowaniu i konstruowaniu odbiorników detektorowych należy zwracać uwagę na zmniejszenie strat w

obwodach przez stosowanie nie za cienkich przekrojów przewodników na cewki oraz dobrych kondensatorów. Również bardzo dużą rolę odgrywa dobroć zastosowanego detektora, a szczególnie słuchawki.

Dla fal radjofonicznych maksymalna pojemność kondensatora bywa rzędu 500 cm., oporność stosowanych słuchawek około $2 \times 1000 \Omega$. Pojemność kondensatora blokującego słuchawki około 1000 cm.

ODBIORNIKI LAMPOWE.

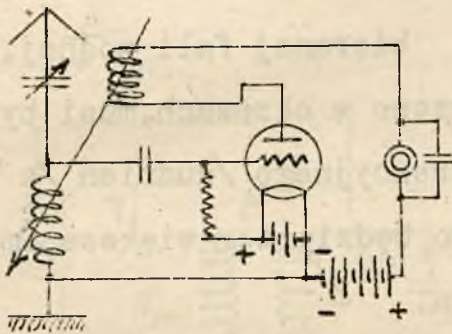
Układy proste.

1. Detektor katodowy z e sprężeniem zwrotnym /Autodyna /.

Najprostszym układem odbiorczym lampowym z detekcją o dużej czułości jest t.zw. układ autodynowy stosowany tak dla celów radjotelegrafji / rys. 1 /, jak i dla radjotelefonji.

Jest to lampa trójelektrodowa w układzie de-
tektorowym, przyłączona do zacisków cewki samoinduk-

cyjnej strojonego obwo-
du anteny.



Rys. 1.

Ponadto w obwodzie ano-
dowym tej lampy znajduje
się cewka dodatkowa, któ-
ra, sprzężona zwrotnie
z cewką antenową, pozwa-
la na dowolne skompenso-

wanie tłumienia obwodu anteny, aż do uzyskania silnego odbioru. Przy dostatecznie silnym sprzężeniu zwrotnym układ autodynowy sprowadza się do generatora z obwodem drgań w obwodzie siatki. W celu odbioru interferen-
cyjnego znaków telegraficznych należy przez dosta-

tecznie silne sprzężenie zwrotne wytworzyć drgania w obwodzie anteny i, zmieniając nastrojenie tego obwodu, doprowadzić do interferencji z drganiami wzbudzonymi w antenie przez odbierane fale elektromagnetyczne. Otrzymane dudnienia/a więc drgania szybkozmienne, których amplitudy są zmienne z częstotliwością słyszalną (rys. 2)/ zostają zdetektowane na zakrzywieniu charakterystyki prądu siatki. Oczywiście w tym



Rys. 2.

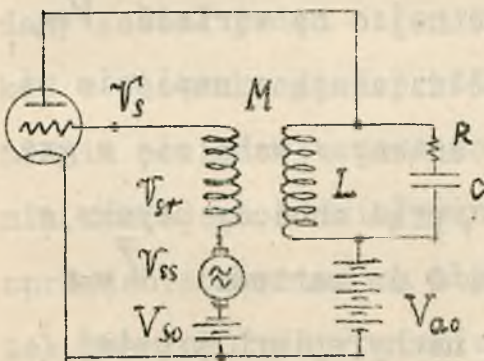
przypadku obwód antenowy winien być nieco rozstrojony w stosunku do częstotliwości odbieranej fali nośnej,

przyczem rozstrojenie to, liczone w okresach, musi być równe wysokości tonu interferencyjnego /dudnień /a zatem rozstrojenie procentowo będzie tem większe, im dłuższa będzie fala odbierana.

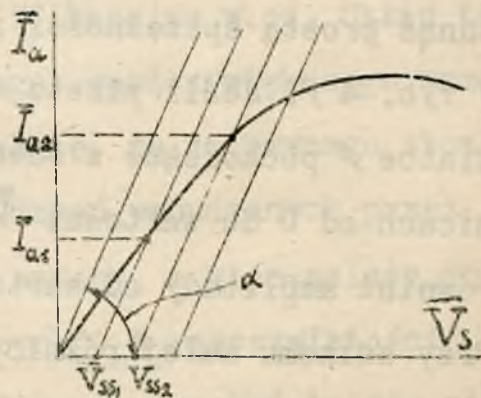
Przy odbiorze radjotelefonu sprzężenie zwrotne nie może być tak silne, aby drgania się wzbudziły, bowiem wówczas powstałaby interferencja tych drgań z drganiami odbieranymi, powodująca zniekształcenie odbioru.

Najkorzystniejszą jest tu praca układu na granicy samowzbudzenia, a więc w warunkach, odpo-

wiadających skompensowaniu tłumienia obwodu antenowego do wartości prawie równej zero. Zbliżenie się do osiągnięcia tego warunku dla całego zakresu tak częstotliwości jak i amplitud odbieranych prądów jest możliwe jedynie w większym lub mniejszym stopniu, zależnie od przebiegu charakterystyk dynamicznych układu autodynamicznego jako generatora. Mianowicie, jeśli charakterystyka dynamiczna w dużej części swego początkowego przebiegu jest linią prostą, wówczas możliwe jest dobranie takiego położenia prostej sprzężności zwrotnej układu jako generatora, aby prosta sprzężności prawie zeszła się /zupełna styczność / na moż-



Rys. 3.



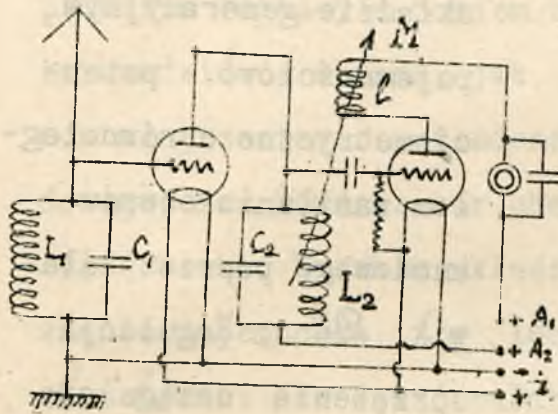
Rys. 4.

liwie długim odcinku /zakresie pracy / z charakterystyką dynamiczną.

Dokładniejsze rozpatrzenie zjawisk zachodzących w autodynie, albo wogóle w odbiornikach ze sprzężeniem zwrotnym, jest możliwe na podstawie upodobnienia układu odbiorczego do generatora z niezupełnym sprzężeniem zwrotnym i z dodatkowym wzbudzeniem obcem. / rys. 3./.

W takim przypadku, ażeby na podstawie charakterystyki dynamicznej $\bar{I}_\alpha = f(\bar{V}_s)$ znaleźć jaka wartość składowej zmiennej prądu anodowego \bar{I}_α odpowiada - przy danym sprzężeniu zwrotnym M /nachyleniu prostej sprzężności zwrotnej α /- danemu współdziałaniu obcego napięcia na siatce o amplitudzie \bar{V}_{ss} , /w fazie z napięciem sprzężenia zwrotnego /, należy przesunąć prostą sprzężności zwrotnej o tę wartość \bar{V}_{ss} , / rys. 4 /. Jeśli przeto współdziałające napięcie na siatce / pochodzące z obwodu anteny / waha się w granicach od 0 do wartości \bar{V}_{ss_2} , prąd anodowy uzyskuje również amplitudy od wartości 0 do wartości $\bar{I}_{\alpha 2}$. Przy znikomo małej różnicy w nachyleniach prostej sprzężności zwrotnej i charakterystyki dynamicznej oraz prostoliniowości tej ostatniej, małym amplitudom napięcia na siatce będą odpowiadać wielkie amplitudy prądu anodowego. Ta okoliczność jest przyczyną znacznego wzmocnienia, jakie daje układ o sprzężeniu zwrotnym.

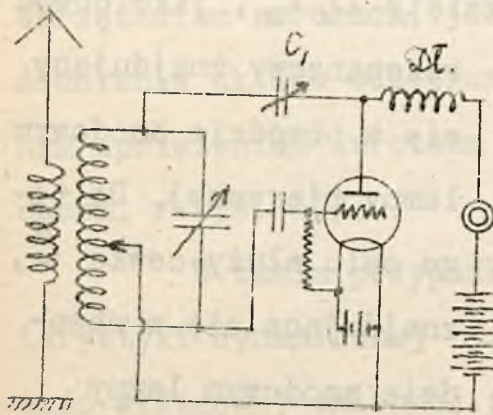
2. U k ł a d " r e z o n a n s o w y ". W układzie tym /rys.5/ sprzężenie zwrotne uskuteční się nie na obwód anteny L_1, C_1 , lecz na obwód zamknięty L_2, C_2 , jako obwód



Rys. 5.

rezonansowy znajdujący się w obwodzie anodowym lampy pierwszej. Do tego celu służy cewka l , znajdująca się w obwodzie anodowym lampy drugiej, działającej jako detektor. Właściwie układ ten może być rozpatrywany jak, omówiona już autodyna, do której dodany został jeden człon amplifikacyjny w.cz. Układ taki, w stosunku do poprzedniego, oprócz większego wzmocnienia posiada jeszcze tę zaletę, że do pewnego stopnia zmniejsza oddziaływanie drgań, wzbudzanych przez sprzężenie zwrotne na obwód anteny, a więc należy do tak zwanych "niepromieniujących". W rzeczywistości jednak zupełnego nieoddziaływania uzyskać tu się nie daje, ze względu na pojemnościowe sprzężenie obwodu L_2, C_2 z obwodem anteny, zachodzące przez pojemność C_{as} lampy. Selektywność układu, dzięki dwóm obwodom strojonym, jest większa niż w autodynie.

3. Układ Hartley'a. Pewną odmianą układu autodynowego jest układ Hartley'a /rys. 6 /.

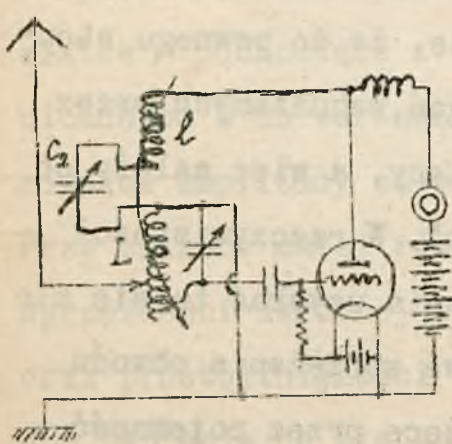


Rys. 6.

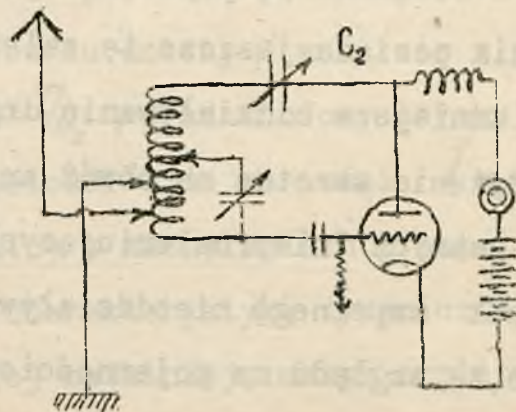
Tutaj sprzężenie zwrotne jest, podobnie jak w układzie generacyjnym, pojemnościowo - potencjometryczne o równoległym zasilaniu obwodu anodowego poprzez dławik DL. Regulacja sprzężenia osiąga się bądź przez zmianę wpływowego oporu siatki, bądź przez zmienną pojemność C_1 .

4. Układ "Reinartz'a". - Jeszcze inną odmianę układu poprzedniego stanowi układ Reinartz'a

Tutaj sprzężenie zwrotne jest, podobnie jak w układzie generacyjnym, pojemnościowo - potencjometryczne o równoległym zasilaniu obwodu anodowego poprzez dławik DL. Regulacja sprzężenia osiąga się



Rys. 7.



Rys. 8.

/rys. 7 /. W układzie tym sprzężenie zwrotne między

obwodem siatki a anodowym uzyskuje się przez oddziaływanie cewek ℓ i L , zaś zmienia się przy pomocy kondensatora C_2 .

Sprzężenie zwrotne jest tu podobne jak w układzie Hartley'a, bowiem układ Reinartz'a daje się sprowadzić do układu, jak rys. 8, w którym jedynie został przestawiony kondensator blokujący obwodu anodowego, zaś kondensator obwodu drgań jest włączony na część cewki. W takim układzie widocznym jest, że zmniejszenie pojemności C_2 lub sprzężenia między cewkami ℓ i L musi powodować osłabienie drgań w układzie, gdyż przy $C_2 = 0$ drgania zupełnie podtrzymywać się nie mogą. Układ Reinartz'a odznacza się wygodniejszą, aniżeli autodyna, regulacją sprzężenia zwrotnego. Pewna odmiana układu Reinartz'a znana jest pod nazwą układu Weagant'a. Różnice są jednak nieistotne, a polegają na sposobie indukcyjnego sprzężenia obwodu anteny.

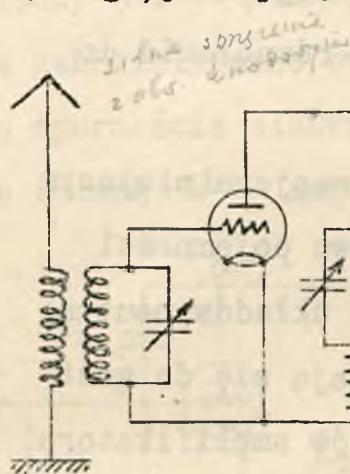
5. W z m o c n i e n i e r e z o n a n s o w e
w i e l k i e j c z ę s t o t l i w o ś c i.

Niewątpliwie najkorzystniejszym układem dla wzmocnienia odbieranych sygnałów jest amplifikator rezonansowy w.cz. Jednak układ taki posiada tę niedogodność, że jest skłonny do samoczynnego pobudzenia się do drgań, co oczywiście czyni go częstokroć niezdolnym - w tym sta-

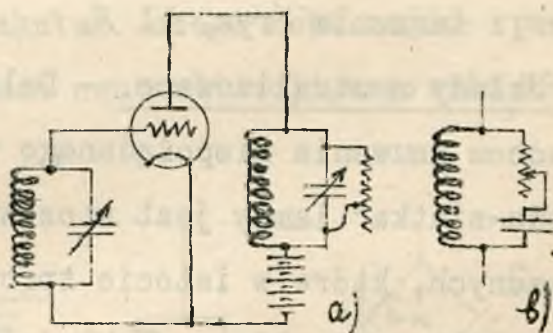
nie - do pracy amplifikacyjnej. Skłonność do samowzbudzenia wynika stąd, że układ ten / rys.11 / jest w poszczególnym członie swym analogiczny do układu generacyjnego ze sprzężeniem pojemnościowym przez lampę, gdzie pojemność "siatka - anoda" wystarcza naogół - przy odpowiednim nastrojeniu obwodów L, C_1 i L_2, C_2 - do podtrzymywania drgań w układzie. Jak wiadomo pojemność ta tylko w specjalnych lampach ekranowanych daje się znacznie zmniejszyć, jednak przy użyciu lamp zwykłych, szczególnie przy falach krótszych, uniknąć powstawania drgań - bez stosowania specjalnych układów - nie udaje się. Układy te w zasadzie przypominają układy stosowane w generatorach o wzbudzeniu obcem, rozpatrzone w rozdziale V. Niektóre rozpatrzmy poniżej.

a/ Układy ze zwiększonym tłumieniem. - Układy te polegają na sztucznym zwiększeniu tłumienia obwodów rezonansowych, bądź to przez włączenie do tych obwodów oporności o odpowiedniej wartości równoległe, lub też w szereg, albo też przez obciążenie obwodów zwiększonym prądem siatki, dzięki przeniesieniu punktu pracy w zakres dodatnich potencjałów siatki. Również zwiększenie tłumienia uzyskać się daje przez silne sprzężenie obwodu anteny z obwodem siatki, co odpowiada oczywiście wprowadzeniu / przeniesionej / oporności do

obwodu drgań. Rys. 9 przedstawia układ ze zmiennem sprzężeniem obwodu anteny. Przy sprzężeniu słabem układ jest zdolny do drgań, zdolność ta zmniejsza się w miarę tego, jak sprzężność staje się coraz silniejsza.



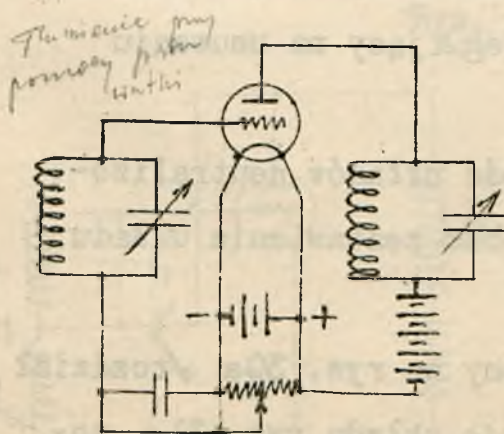
Rys. 9.



Rys. 10.

Okoliczność ta pozwala na dobór odpowiedniego stanu granicznego. Jednak układ podobny zawodzi w przypad-

ku większej ilości członów amplifikatora. Natomiast układy, przedstawione na rys. 10a /równoległa oporność tłumiąca /, jak również układ rys. 11, z tłumieniem przy pomocy prądu



Rys. 11.

siatki, mogą być stosowane również przy kilku członach.

Regulacja uskutecznia się tu bądź przez zmianę oporności równoległej, będącej rzędu 100000 Ω , lub szeregowej - rzędu kilkudziesięciu omów /, lub też przez dobór odpowiedniego początkowego potencjału siatki - przy pomocy potencjometru, włączonego równoległe do baterji żarzenia /rys. 11 /.

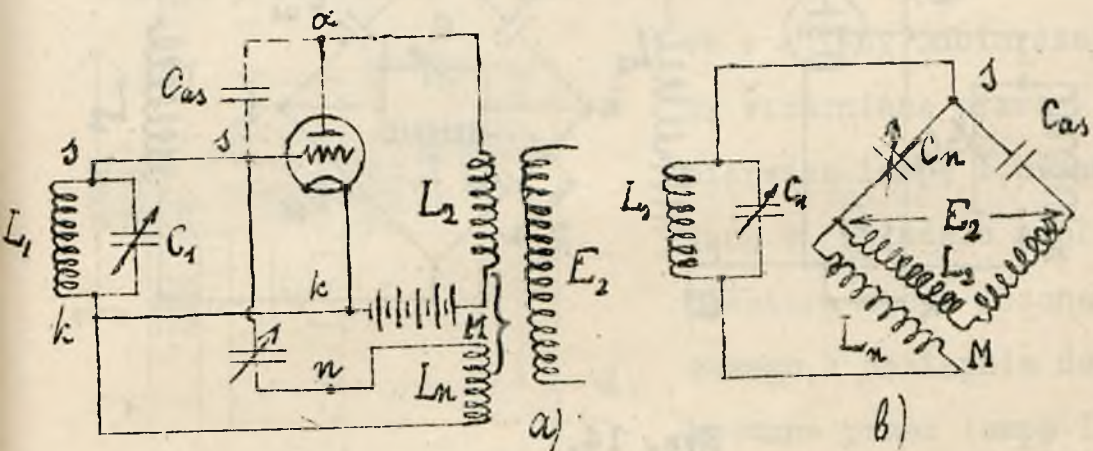
b/ Układy neutralizowane. - Daleko racjonalniejszym sposobem usuwania niepożądanego wpływu pojemności "anoda-siatka" lampy jest stosowanie układów neutralizowanych, które w istocie sprowadzają się do mostkowego włączenia lampy w układ obwodów amplifikatora w.c., dzięki czemu działanie tej pojemności zostaje "zobojętnione".

Tak więc ten sposób neutralizacji polega na usuwaniu przyczyn, gdy sposób zwiększania tłumienia możnaby określić jako polegający na usuwaniu skutków.

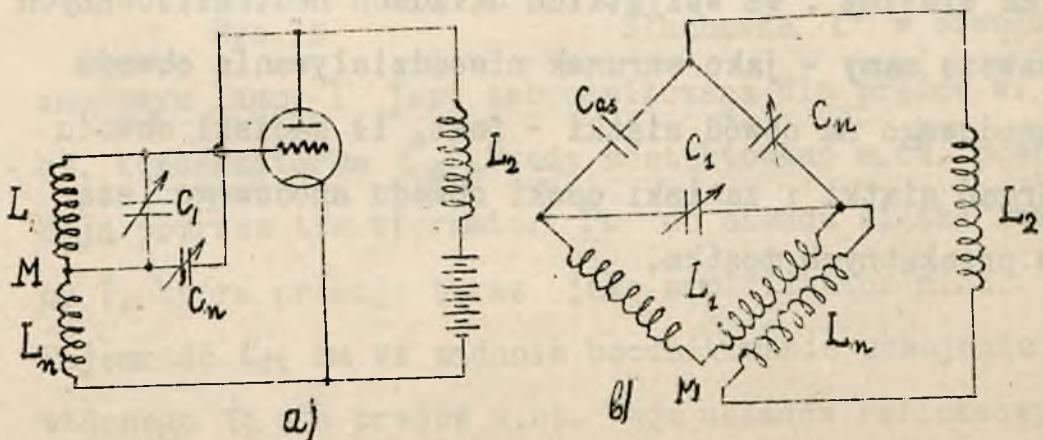
Istnieje pewna ilość układów neutralizowanych, które różnią się sposobem zestawienia układu mostkowego.

Układ Hazeltine'a, przedstawiony na rys. 30-a /rozdział V.c.37 / a sprowadzający się do układu rys. 31-a, zostaje zneutralizowany przy spełnieniu warunku wyrażonego wzorem $\alpha / 22.V.c /$.

Układ Rice'a, przedstawiony na rys. 30-b i 31-b, neutralizuje się przy warunku $\beta/22.V.c /$. Warunki podane obowiązują tu tylko w przybliżeniu, bowiem cewka L_2' , między k i α , względnie cewka L_1' , między k i s , są zabocznikowane opornością ρ_α , względnie wejściową opornością siatki, wskutek czego może zajść - wraz ze zmianą ω - naruszenie neutralizacji, a przeto dla



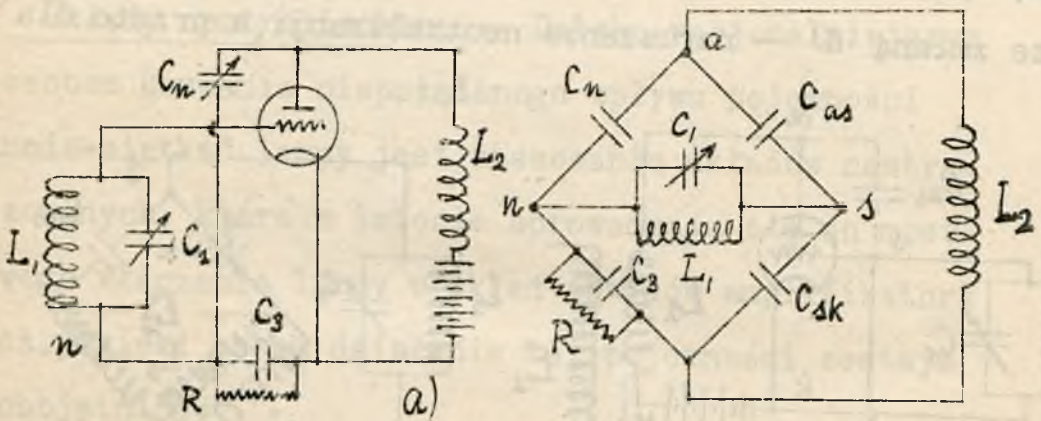
Rys. 12.



Rys. 13.

uzyskania zupełnej równowagi, należałoby np. L_1 za-
bocznikować również pojemnością oraz opornością.

Inne układy - Inne układy neutralizacyjne,
opierające się na mostku indukcji wzajemnej lub po-
jemności, wraz z odpowiednimi schematami uproszczo-
nemi, przedstawione są na rys. 12, 13 i 14.

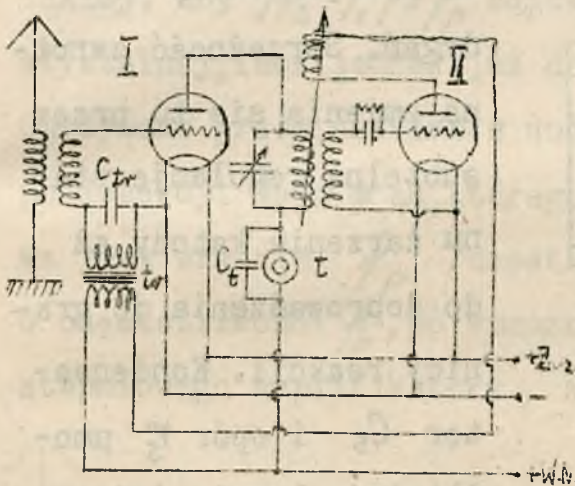


Rys. 14.

Jak widzimy, we wszystkich układach neutralizowanych
zawsze mamy - jako warunek nieoddziaływania obwodu
anodowego na obwód siatki - fakt, iż zaciski obwodu
drgan siatki i zaciski cewki obwodu anodowego leżą
w przekątnych mostka.

U k ł a d y r e f l e k s o w e. - Układami reflek-
 sowemi nazywają się takie układy odbiorcze, w których
 jedna i ta sama lampa spełnia dwie funkcje, zazwyczaj
 amplifikatora w. i m. cz. Osiąga się to przez odpo-
 wiednie rozdzielanie prądów w. i m. cz. w obwodach
 anody i siatki przy pomocy pojemności bocznikujących.

Schemat przykładowy takiego układu reflek-
 sowego przedstawia rys. 15. Tutaj prądy w. cz., pochodzą-
 ce z anteny odbiorczej,



Rys. 15

są wzmacniane przez
 pierwszą lampę I, pracu-
 jącą w układzie ampli-
 fikatora w. cz. rezonan-
 sowego, a następnie dete-
 ktowane przez lampę II
 /detektor z reakcją/.

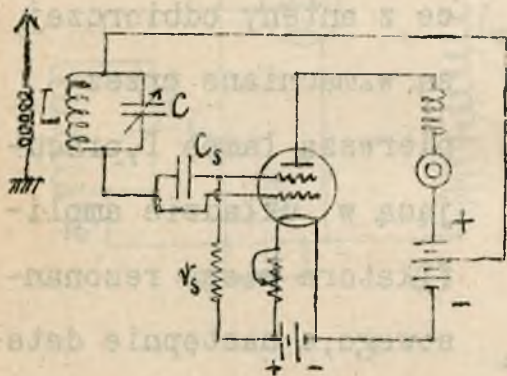
Słuchawka T w obwodzie

anodowym lampy I jest zabocznikowana dla prądów w.

cz. kondensatorem C_b . Prądy zdetektowane m. cz. powra-
 cają poprzez transformator tr do obwodu siatki lam-
 py I, która pracuje teraz jako amplifikator m. cz.

Pojemność C_{tr} ma za zadanie bocznikowanie uzwojenia
 wtórnego tr dla prądów w. cz. Wadą układów refleksowych
 jest łatwość powstawania w nich niepożądanych sprzężeń.

U k ł a d y n e g a d y n o w e. - W układach negadynowych wykorzystuje się zdolność działania generacyjnego lampy dwusiatkowej / z siatką przeciwladunkową/. Jak wiadomo / Rys.10.I.d./ charakterystyka prądu siatki przeciwladunkowej w funkcji potencjału siatki kierującej ma przebieg spadający, a przeto obwód rezonansowy, włączony w sposób wskazany na rys. 16 ,



Rys. 16.

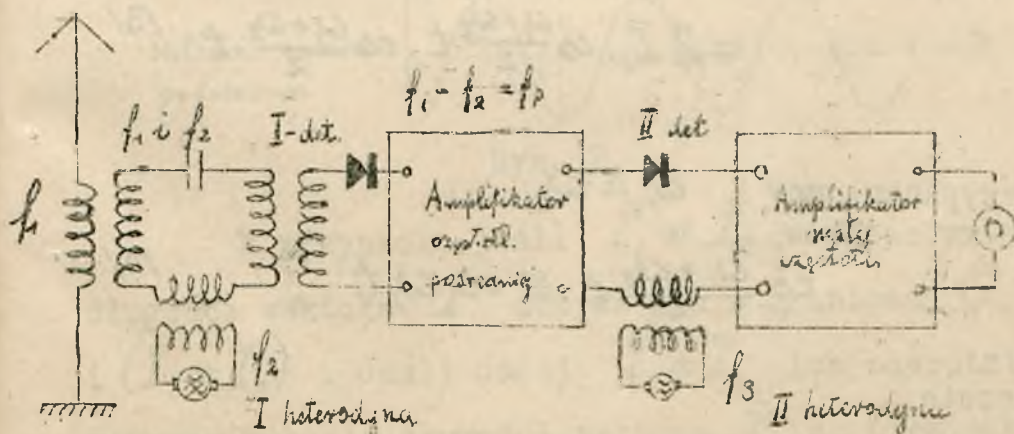
może być pobudzony do drgań. Sprężność zwrotna zmienia się tu przez subtelną regulację stanu żarzenia katody aż do doprowadzenia do granicy reakcji. Kondensator C_s i opór r_s umożliwiają lampie jednoczesne działanie detekcyjne.

Odbiornik negadynowy, dzięki zastosowaniu lampy dwusiatkowej, pozwala na użycie b.niskiego napięcia baterji anodowej /kilka woltów /.

Uzyskiwana siła odbioru przy pomocy lampy w układzie negadynowym jest niewielka, a przeto układy takie większego zastosowania nie znajdują.

Układy złożone.

Układy o przemianie częstotliwości - Metoda superheterodynowa odbioru polega na obniżaniu częstotliwości drgań nie tłumionych na zasadzie interferencji. Mianowicie, na wzmacniane prądy o częstotliwości f_1 , nakłada się z lokalnego źródła prąd o częstotliwości $f_2 \geq f_1$ takiej, aby $|f_2 - f_1| = f_p$ odpowiadało częstotliwości niesłyszalnej, lecz jednak już dostatecznie niższej od f_1 . Otrzymane przez nałożenie dudnienia interferencyjne po detekcji dają prąd, którego częstotliwość podstawowa jest właśnie f_p /częstotliwość pośrednia/. Prąd o częstotliwości f_p , po wzmacnieniu przy pomocy kilkunastopniowego amplifikatora, zostaje poddany drugiej



Rys. 1.

detekcji - jeśli prąd f_1 był modulowany - lub przed-

tem jeszcze drugiemu heterodynowaniu - jeśli były to sygnały manipulowane telegraficznie.

Zasada superheterodyny przedstawiona jest schematycznie na rys. 1.

Na prąd odbierany o częstotliwości f_1

$$(\omega_1 = 2\pi f_1)$$

$$i_1 = \bar{I}_1 \cdot \sin \omega_1 t \quad /1/$$

nakłada się prąd

$$i_2 = \bar{I}_2 \cdot \sin \omega_2 t \quad /2/$$

Zakładając, dla uproszczenia, $\bar{I}_1 = \bar{I}_2$, otrzymamy prąd wypadkowy

$$\begin{aligned} i &= i_1 + i_2 = \bar{I}_1 (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t) = \\ &= 2 \bar{I}_1 \cdot \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \cdot t \cdot \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \cdot t \quad /3/ \end{aligned}$$

W przypadku, gdy $\omega_1 \cong \omega_2$

$$\cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \cdot t \cong \cos \omega_1 t, \quad /4/$$

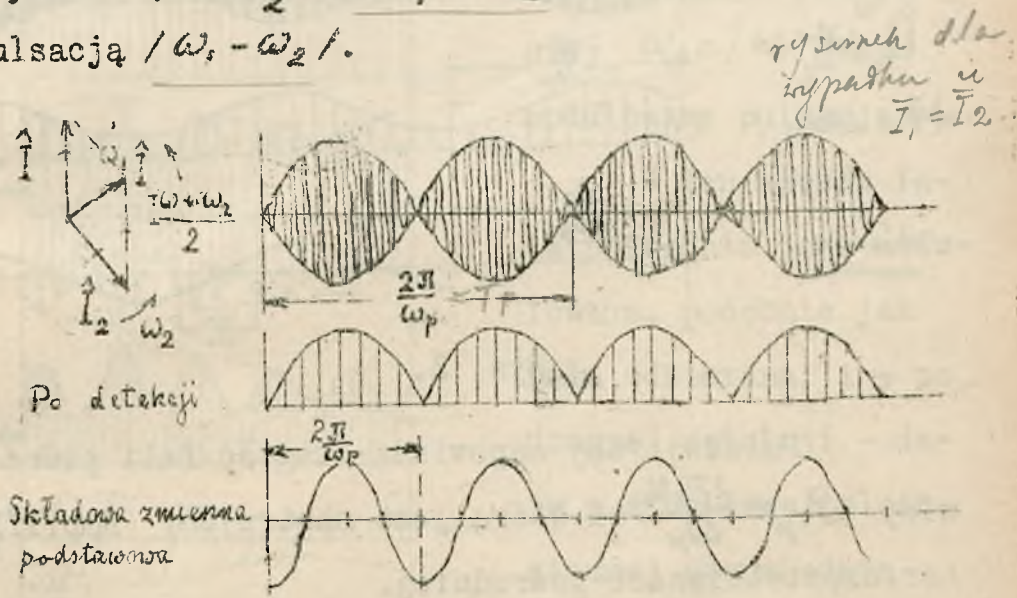
a przeto

$$i = [2 \bar{I}_1 \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \cdot t] \cdot \cos \omega_1 t = \bar{I}_{(t)} \cdot \cos \omega_1 t. \quad /5/$$

Amplituda prądu wypadkowego zmienia się z częstotliwością

$$f_p = f_1 - f_2 \quad (\omega_p = 2\pi \cdot f_p)$$

Prąd wypadkowy \hat{i} może być przedstawiony / rys. 2 / jako suma dwóch prądów : \hat{I}_1 , obracającego się z szybkością kątową ω_1 i \hat{I}_2 z ω_2 . Wektor \hat{I} obraca się z szybkością $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} = \omega_1 = \omega_2$ i zmienia swoją długość z pulsacją $|\omega_1 - \omega_2|$.

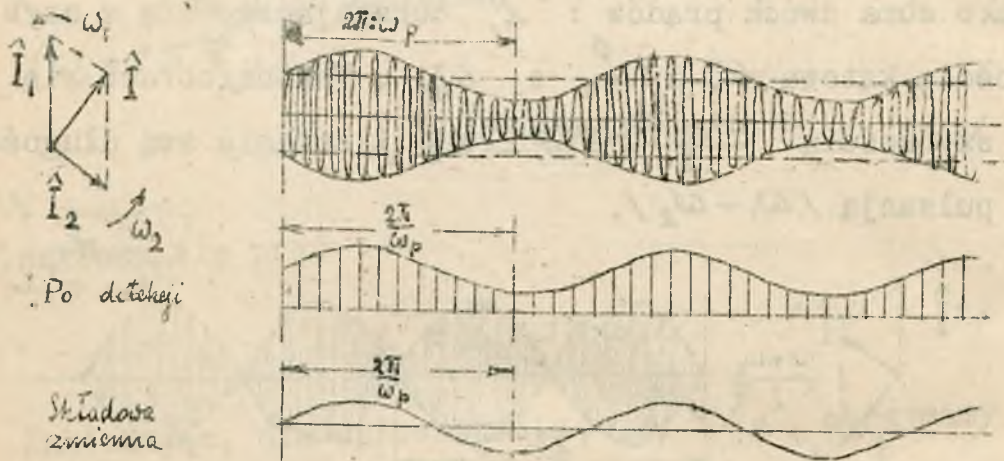


Rys. 2.

W przypadku, jeśli $\bar{I}_1 \neq \bar{I}_2$, wówczas zmiana długości wektora \hat{I} odbywa się w granicach $(\bar{I}_1 - \bar{I}_2)$ i $(\bar{I}_1 + \bar{I}_2)$. Jeśli dalej $\bar{I}_1 \gg \bar{I}_2$ lub odwrotnie, wówczas wahania długości wektora \hat{I} są niewielkie i przebieg obwiedni prądu wypadkowego zbliżony jest bar

cze do sinusoidalnego./rys. 3 /.

Po detekcji otrzymuje się prąd jednokierunkowy, tętniący, w sposób mniej lub więcej zbliżony do sinusoidalnego [zależnie od stosunku $\bar{I}_1 : \bar{I}_2$] o pulsacji składowej zmiennej podstawowej ω_p wzgl. $2\omega_p$.



Rys. 3.

Pulsacji tej odpowiada długość fali pośredniej $\lambda_p = \frac{2\pi \cdot u_s}{\omega_p}$, na którą jest nastrojony amplifikator częstotliwości pośredniej.

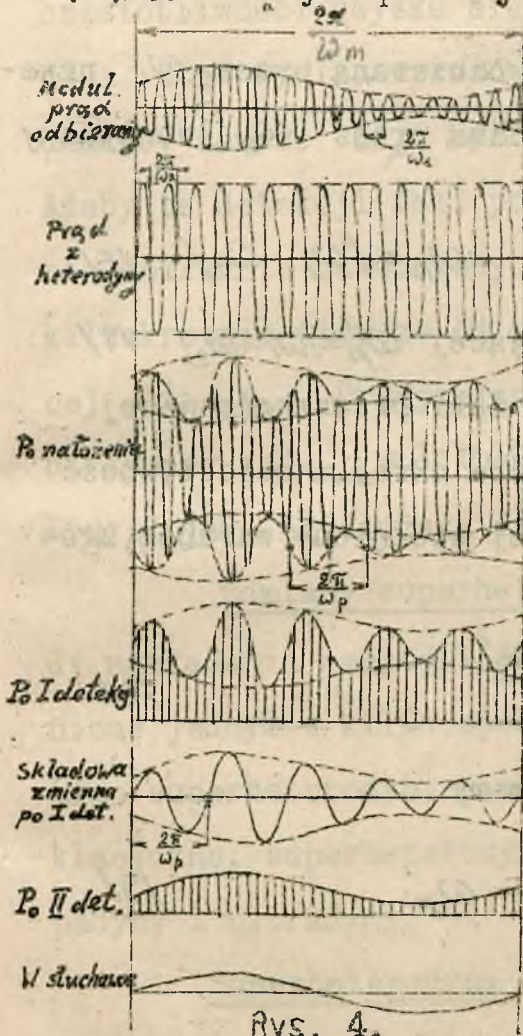
Ta fala pośrednia λ_p jest zazwyczaj większą od fali odbieranej λ . Długość jej jest taka, aby budowa wydajnego amplifikatora dla niej nie nastroczała trudności, oraz by na jeden okres fali λ_p składała się dostateczna ilość okresów fali λ .

Przy odbiorze radjotelegraficznym stosuje się drugie heterodynowanie częstotliwością f_h oraz

drugą detekcją, która daje częstotliwość słyszalną

$\omega_s = (\omega_p - \omega_h)$, będącą rzędu 500 ÷ 2 000 c..

Przy odbiorze radjofonicznym fal o pulsacji ω_1 , modulowanych pulsacją ω_m , po pierwszym heterody-



Rys. 4.

nowaniu pulsacją ω_2 i po pierwszej detekcji otrzymuje się prąd zmienny o pulsacji pośredniej $\omega_p = |\omega_1 - \omega_2|$, modulowany pulsacją ω_m .

W ten sposób fala pośrednia jest modulowana, podobnie jak fala odbierana, i - po drugiej detekcji - daje w słuchawce telefonicznej odpowiednią składową zmienną o częstotliwości słyszalnej /rys. 4 /.

Jak widać z rysunku, na jeden okres częstotliwości modulującej / słyszalnej / składa się kilka okresów częstotliwości pośredniej .

Selektywność superheterodyny. Selektywność układów superheterodynowych jest znacznie lepsza, niż układów zwykłych, jak to wynika z poniższego rozważania.

Oznaczając pulsację odbieraną przez ω_1 , przeszkadzającą przez ω_1' , nakładaną przez ω_2 , otrzymamy pulsację pośrednią :

$$\text{dla fali odbieranej} \quad \omega_p = |\omega_1 - \omega_2| \quad /6/$$

$$\text{dla fali przeszkadzającej} \quad \omega_p' = |\omega_1' - \omega_2| \quad /7/$$

Jeśli częstotliwość fali przeszkadzającej jest akurat tą graniczną, która określa selektywność δ_1 odbiornika, będzie dla niej spełniony warunek, zgodnie z /32.XI.b./,

$$\frac{1}{\delta_1} = \frac{\omega_1 - \omega_1'}{\omega_1} \quad /8/$$

Odejmując /7/ od /6/ otrzymamy

$$\omega_1 - \omega_1' = \omega_p - \omega_p' \quad , \quad /9/$$

a przeto /8/ wyrazimy jako

$$\frac{1}{\delta_1} = \frac{\omega_p - \omega_p'}{\omega_p} \cdot \frac{\omega_p}{\omega_1} = \frac{1}{\delta_p} \cdot \frac{\omega_p}{\omega_1} \quad , \quad /10/$$

bowiem

$$\frac{\omega_p - \omega_p'}{\omega_p} = \frac{1}{\delta_p} \quad /11/$$

jest selektywnością amplifikatora pośredniej częstotliwości. Im więc $\frac{\omega_1}{\omega_p}$ jest większe, a więc $\omega_1 > \omega_p$, tem przy danej selektywności amplifikatora pośredniej częstotliwości uzyska się lepszą selektywność odbiornika. Stąd wynika wskazówka, aby czynić $\omega_p \ll \omega_1$, jednak by zawsze ω_p było dostatecznie większe od ω_m . Ażeby po detekcji fali pośredniej dźwięk był dostatecznie dokładnie odtworzony, winno być ω_p conajmniej kilkakrotnie większe od najwyższej pulsacji modulującej $\omega_{m \max}$. Przyjmując $\omega_{m \max} = 2\pi \cdot 10000 \approx 60000$, otrzymamy $\omega_{p \min} = 250000$, a przeto λ_p rzędu $6000 \div 7000$ m., jako najdłuższą falę pośrednią.

Odmiany superheterodyn. Przeprowadzenie zasady nakładania częstotliwości ω_2 może być uskutecznione jednym z kilku sposobów. Rozróżniamy kilka odmian superheterodyn, a mianowicie : superheterodyny klasyczne, superheterodyny wyższych harmonicznych, tropadyny i ultradyny.

Superheterodyna klasyczna. - Tutaj generator superheterodynowy /pierwsza lampa układu / działa na obwód anteny lub też na obwód zamknięty strojony, sprzężony z anteną, zaś prąd wypadkowy detektuje się zapomocą drugiej lampy układu. W obwodzie anodowym

też lampy przepływa więc prąd tętniący w.cz., modulowany pośrednią częstotliwością. W obwodzie tym znajduje się tak zwany filtr, t.j. transformator w.cz., którego wtórne uzwojenie nastrojone jest na częstotliwość pośrednią, zaś pierwotne zabocznikowane jest kondensatorem o oporności pojemnościowej, względnie małej dla częstotliwości odbieranej ω , , zaś względnie dużej dla częstotliwości pośredniej ω_p . Następne lampy pracują jako amplifikatory transformatorowe pośredniej częstotliwości. Transformatory mają wtórne uzwojenie nastrojone na częstotliwość pośrednią, bądź przy pomocy kondensatorów stałych lub zmiennych, bądź też ich fala własna / po dołączeniu pojemności wejściowej następnej lampy / jest uczyniona równą fali pośredniej. Zazwyczaj ilość członów amplifikatora p.cz. wynosi od 2 do 3.

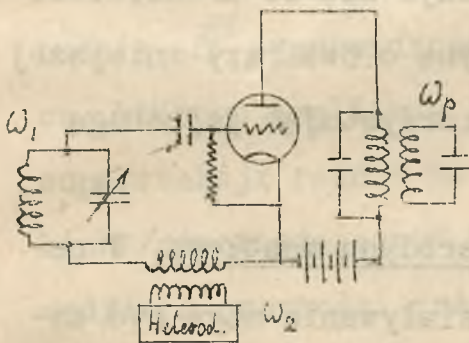
Draga detekcja i amplifikacja m.cz nie przedstawia już nic specjalnego.

Przy budowie tego rodzaju superheterodyny występują pewne niedogodności, spowodowane sprzężeniem heterodyny z obwodem częstotliwości odbieranej. Wobec zależności $\omega, \approx \omega_2$, przy silnym sprzężeniu^{x/}, występuje wzajemne oddziaływanie obwodu rezo-

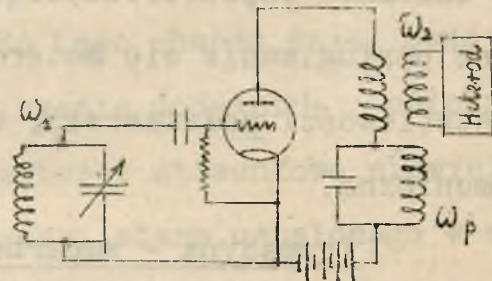
^{x/} silne sprzężenie potrzebne dla uzyskania dużego wzmocnienia.

nansowego ω_1 , na generator ω_2 , wskutek czego przestrajanie jednego pociąga za sobą konieczność podstrajania drugiego obwodu, co utrudnia, a częstokroć nawet uniemożliwia pracę /występowanie przeciągania /. Dla ominięcia tej trudności stosować można, - szczególnie przy odbiorze słabych stacyj - silną heterodynę, jednak sprzężoną słabo z odbiornikiem .

Inny sposób polega na sprzężeniu heterodyny nie z obwodem rezonansowym, lecz z obwodem siatki lub obwodem anodowym tej lampy, która jest połączona z antszą lub obwodem rezonansowym / rys. 5 /



Rys. 5.



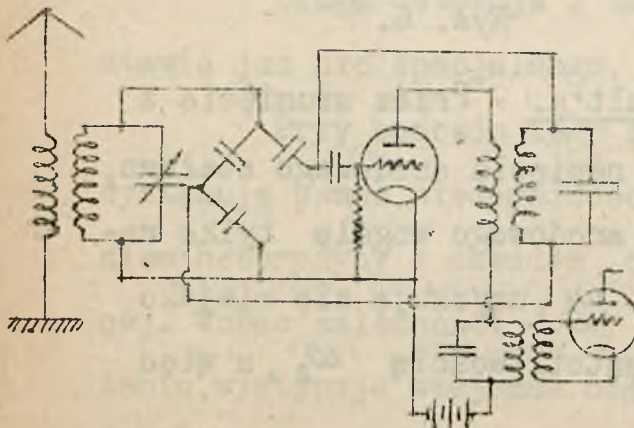
Rys. 6.

Ultradyna Lecault'a. - Przez usunięcie z układu na rys. 6. źródła napięcia anodowego stałego, a więc zasilanie obwodu anodowego wogóle tylko napięciem o częstotliwości ω_2 , uzyskuje się niejako modulację prądu ω_1 częstotliwością ω_2 , a więc dudnienia / $\omega_1 - \omega_2$ /.

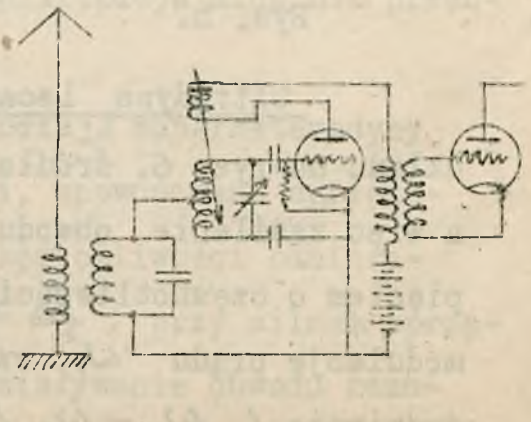
Częstokroć stosuje się w tym celu lampę dwusiatkową, która pozwala wykorzystać jedną siatkę dla wytwarzania drgań o częstotliwości ω_2 , zasilających obwód anodowy, podczas gdy druga siatka działa jak zwykła siatka kierująca z częstotliwością ω_1 , /t.zw. modulator dwusiatkowy Ducretet'a /.

Superheterodyna drugiej harmonicznej. W superheterodynie klasycznej dałoby się uniknąć oddziaływania obwodu strojonego anteny na obwód generatora heterodynowego wówczas, gdyby obwody te różniły się znacznie częstotliwością. Daje się to zrealizować przez posługiwanie się heterodyną o dwa razy mniejszej częstotliwości podstawowej, wykorzystując jej drugą harmoniczną.

Tropadyna - superheterodyna mostkowa. W celu uniknięcia wspomnianego oddziaływania mogą być za-



Rys. 7.



Rys. 8.

stosowane układy mostkowe: pojemnościowy / rys. 7 / lub indukcyjno - pojemnościowy / rys. 8 /, w których obwód strojony oraz generator leżą na przekątnych mostka. Oczywiście w tych warunkach oddziaływania wzajemnego przy wyrównaniu gałęzi nie będzie.

U k ł a d y s u p e r r e a k c y j n e . Działanie układów superreakcyjnych opiera się na perjodycznych / z częstotliwością nadslyszalną, t.zw. superreakcyjną / zmianach oporności rzeczywistej obwodu odbiornika od wartości dodatnich do wartości ujemnych^{x/}. W tych warunkach SEM-na sygnału/modulowanego/o amplitudzie \bar{E} , wprowadzona do tego obwodu, daje prąd w. cz., którego amplituda w czasie dodatnich półokresów superreakcji rośnie do wartości stosunkowo niewielkich /odpowiadających prądowi stanu ustalonego w obwodzie o oporności rzeczywistej dodatniej /, natomiast w czasie ujemnych półokresów superreakcji osiąga znacznie większe wartości, odpowiadające znacznie zmniejszonej oporności obwodu.

x/

Gdyby oporność ta była zawsze tylko ujemna, układ pobudziłby się do drgań ciągłych, o własnej częstotliwości obwodu.

Istotnie, prąd w obwodzie o oporności R , indukcyjności L / i pojemności C / przy rezonansie, wywołany SEM-ą w.cz. o amplitudzie \bar{E} , wyraża się równaniem

$$i = \frac{\bar{E}}{R} (1 - e^{-\frac{R}{2L}t}) \sin \omega t \quad /12/$$

Daje on na indukcyjności obwodu L napięcie

$$v = \frac{\bar{E}}{R} \omega L (1 - e^{-\frac{R}{2L}t}) \cos \omega t = \bar{V} \cos \omega t, \quad /13/$$

będące napięciem wejściowym amplifikatora w.cz. .

Gdy $R > 0$, wyraz $e^{-\frac{R}{2L}t}$ maleje szybko do zera, a więc ustalanie następuje szybko, lecz wartość napięcia jest stosunkowo niewielka, gdyż określa się ono wielkością przepięcia

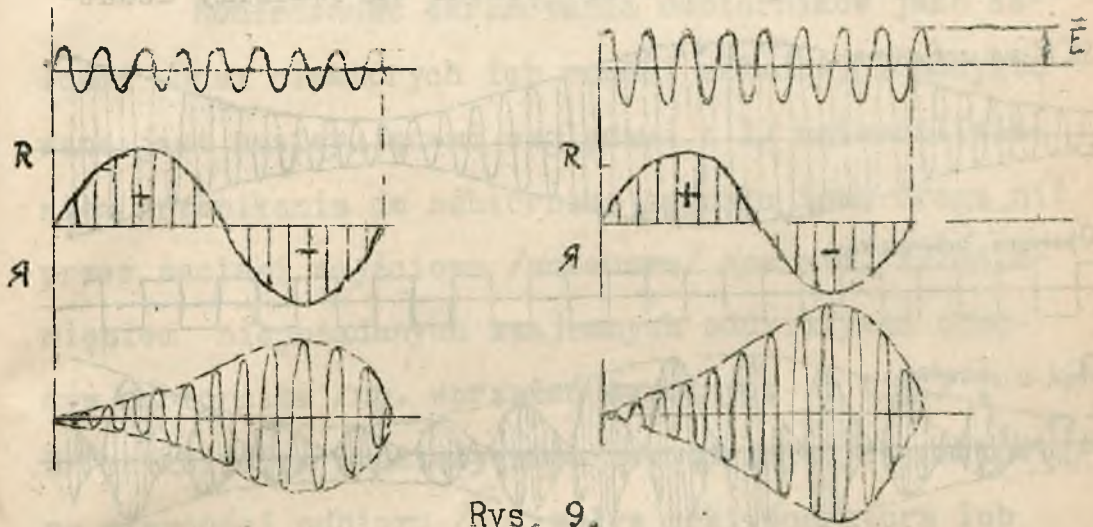
$$\frac{\bar{V}}{\bar{E}} = \frac{\omega L}{R} \quad /14/$$

Natomiast gdy $R = R(<0)$, wyraz $e^{-\frac{R}{2L}t}$ rośnie z czasem, stając się znacznie większym od jedności, a przeto przepięcie wyraża się wzorem

$$\frac{\bar{V}}{\bar{E}} \approx \frac{\omega L}{|R|} \cdot e^{\frac{|R|}{2L}t} \quad /15/$$

Jeśli czas trwania półokresu ujemnego superreakcji

jest stały i wynosi $\tau \approx 1$, wówczas przepięcie w koń-



Rys. 9.

cowym momencie każdego okresu superreakcji jest okreś-
lone wyrażeniem

$$\frac{\omega L}{R} \cdot e^{\frac{R}{2L} \cdot \tau} \gg \frac{\omega L}{R}$$

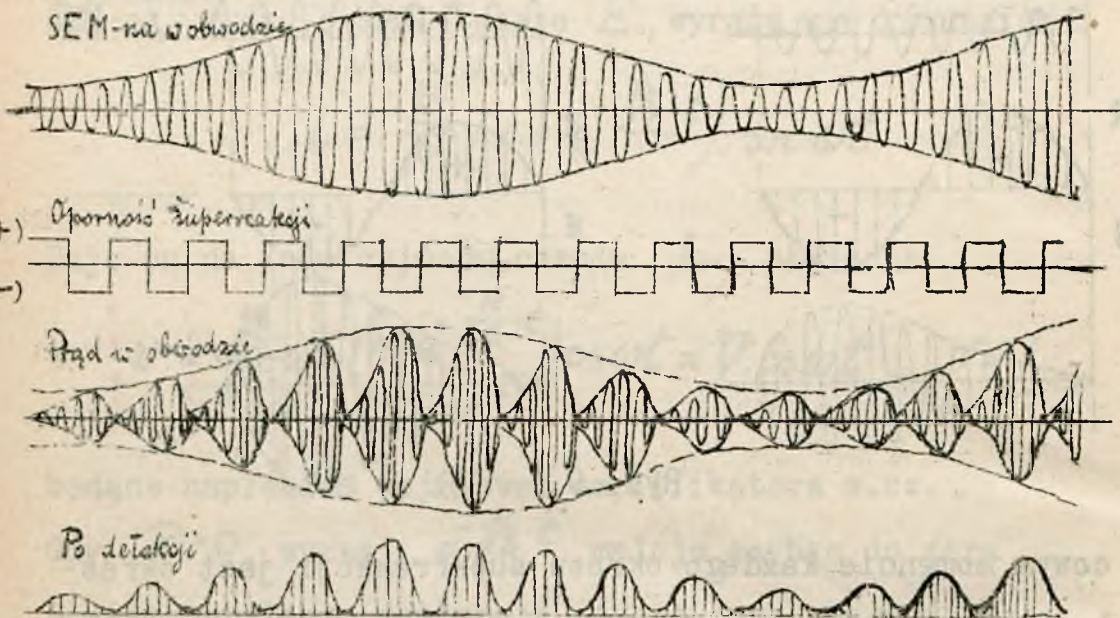
Rys. 10 przedstawia przebiegi w układzie superreakcyjnym za czas jednego okresu modulacji. Zasada, według której realizuje się zmienność oporności obwodu od R do $Я$, wynika ze schematu na rys. 11. W zwykłej autodynie sprzężenie zwrotne jest tak wyre-

x/

Zakładamy, że częstotliwość superreakcji jest dostatecznie większą od częstotliwości najwyższego tonu modulacji, a więc możemy uważać, iż w czasie 2τ amplituda \bar{E} pozostaje stałą / rys. 9 /.

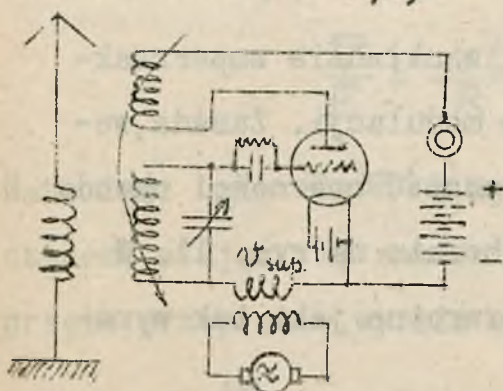
gulowane, iż układ pracuje np. na granicy powstania drgań. Gdy do obwodu siatki wprowadzimy dodat-

SEM-na w obwodzie



Rys. 10.

kowe napięcie $V_{sup.}$ zmienne z częstotliwością su-



Rys. 11.

perreakcji / naprzykład z innego generatora lampowego /, wówczas dodatnim połówkom V_{sup} będzie odpowiadać wzbu-

dzanie się drgań w układzie, / oporność R /

ujemnym - oporność R .

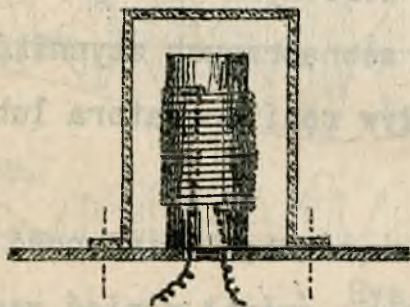
Ekranowanie odbiorników

Konieczność ekranowania odbiorników jako całości oraz niektórych ich części składowych podyktowana jest następującymi względami : 1/ uniemożliwieniem przenikania do odbiornika sygnału inną drogą niż przez zaciski wejściowe /antenowe/ aparatu, 2/ uniknięciem niepożądanych wzajemnych oddziaływań odwołów odbiornika /np. sprzężeń zwrotnych i t.p./ , 3/ uniknięciem oddziaływania zewnętrznych czynników na własności odbioru /np. wpływ ręki operatora lub t.p. /.

Z pierwszym punktem wiąże się konieczność ekranowania, względnie blokowania źródeł napięć zasilających /baterji lub wejściowych zacisków sieci/ jako całości, gdyż tą drogą istnieje możliwość przedostawania się sygnałów lub przeszkód. Z drugim zaś punktem - konieczność blokowania poszczególnych obwodów lamp, zasilanych ze wspólnych źródeł napięć.

Ekranowanie całości osiąga się przez umieszczenie /montowanie/ odbiornika we wnętrzu skrzyń metalowych /mosiadz, miedź, glin/, o ile możliwości jednolitych /np. spawanych/. Wychodzące na zewnątrz ruchome części manipulacyjne winny dawać dobre styki ze

skrzynią. Poszczególne części wewnątrz ekranuje się przez stosowanie przegród metalowych /np. każdy człon amplifikatora w.cz. w oddzielnej przegrodzie, amplifikator m.cz. w oddzielnej i t.d. / oraz częstokroć niezależnie od tego - umieszcza się niektóre części. szczególnie cewki, w specjalnych ekranach np. puszkach miedzianych / rys.12 / . Tego rodzaju ekran od-



Rys. 12.

działa do pewnego stopnia - zawsze na własności elektryczne cewki : mianowicie, będąc rodzajem zwartego zwoju, z nią sprzężonego, wnosi do jej obwodu pewną oporność rzeczywistą /wzrost tłumienia/ oraz zmniejsza indukcyjność.

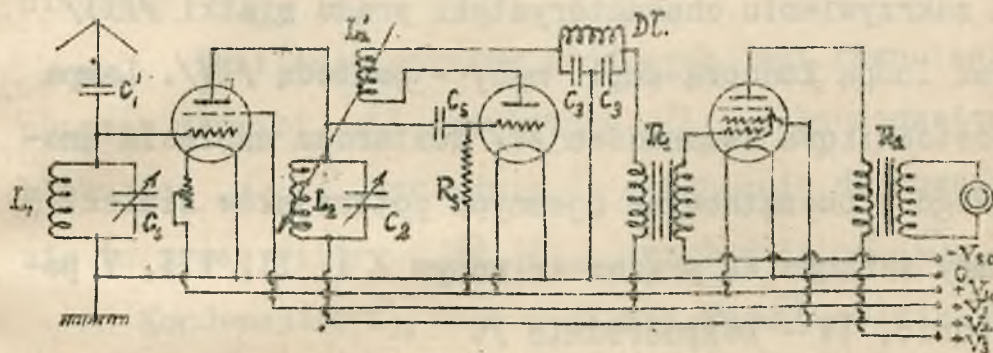
Żeby wpływ ten nie był zbyt znaczny, ekran nie powinien znajdować się za blisko cewki. Według danych praktycznych - najmniejsza odległość bywa tu rzędu paru centymetrów.

Blokowanie źródeł napięć uskutecznia się przy pomocy dużych pojemności /rzędu μF /, zaś napięcia dla poszczególnych obwodów uniezależnia się przez zastosowanie filtrów pojemnościowo-oporowych /t.zw. odsprzegajających /.

PRZYKŁADY ODBIORNIKÓW.

Odbiornik radjefoniczny 3-y lampowy.

Jeden z prostszych układów odbiorczych przedstawiony jest na rys.1. Tutaj I-sza lampa-ekranowana - pracuje jako amplifikator rezonansowy w.cz., II-ga - jako detektor siatkowy z reakcją indukcyjną, III-cia - pentoda - jako amplifikator końcowy /mocy/.



Rys. 1.

Należy tu zwrócić uwagę na t.zw.kondensator skracający anteny C_1 /zmniejszający sprzężenie anteny z odbiornikiem, a więc zwiększający selektywność /, a następnie na filtr C_3-DT-C_3 , mający na celu blokowanie amplifikatora m.cz.przed prądami w.cz.Niektóre dane tego układu są następujące :

- | | | |
|--|---------------------------------|--------------------------------|
| $C_2, C_3 = \text{max. } 500 \mu\text{F.}$ | $R_3 \approx 2 \text{ M}\Omega$ | $V_5 = -20 \text{ V}$ |
| $C_1 \approx 500 \text{ "}$ | $T_1 = 1 : 3$ | $V_1 = + 80 \text{ "}$ |
| $C_2 \approx 50 \text{ "}$ | $T_2 = 1 : 1$ | $V_2 = 120 \text{ "}$ |
| $C_3 \approx 150 \text{ "}$ | $DT \approx 5 \text{ mH}$ | $V_3 = 150 \div 200 \text{ "}$ |

Lampy :	I	II	III	
K =	300	15	60	V/V
S =	8,8	2	3	mA/V
$\phi =$	370	7,5	20	mA

Odbiornik radjofoniczny 4-ro lampowy.
zasilany z sieci prądu zmiennego

Bys.2 przedstawia schemat zasadniczy czterolampowego odbiornika, zasilanego całkowicie z sieci prądu zmiennego. Jest to układ rezonansowy z 2 lampami w.cz. ekranowanymi / I i II /, z lampą detekcyjną, pracującą na zakrzywieniu charakterystyki prądu siatki /III/ oraz lampą końcową-ampl. mocy - pentodą /IV/. Lampa prostownikowa dwuanodowa /V/ dostarcza napięcia anodowego i początkowych ujemnych potencjałów siatek. Lampy żarzone są prądem zmiennym / I, II, III, V pośrednio, IV - bezpośrednio /.

Początkowe ujemne potencjały siatek lamp I i II uzyskuje się jako spadek napięcia prądu anodowego całkowitego na oporności R_{10} . Oporności R_9 , wraz z kondensatorami C_9 , pracują jako filtr oporowy dla usunięcia tętnień oraz sprzężeń między obwodami siatek na skutek oporności wewnętrznej prostownika. Lampa IV otrzymuje początkowy potencjał ujemny siatki jako spadek napięcia prądu anodowego na oporności R_{11} , włączonej równolegle do cewki wzbudzającej głośnika elektrodynamicznego.

Filtrem jest tu układ $C_9 R_9 C_9$. Siatki ekra-

nowe lamp ekranowanych otrzymują niższe napięcie z potencjometru $R_4 + R_2^*$, służącego jednocześnie do regulacji oporności wewnętrznej tych lamp, a tem samem do regulacji kompensowania tłumienia obwodów rezonansowych. Filtry $R_3 C_{10}$ usuwają sprzężenia ^{wywołane} przez wspólny potencjometr. Siatka dodatkowa pentody otrzymuje obniżone napięcie anodowe przez opór R_7 , zabocznikowany C_{11} .

Zasilanie obwodów anodowych jest równoległe poprzez dławiki D_1 , względnie D_2 , i kondensatory blokujące C_4 , C_6 względnie C_7 . Napięcie doprowadza się tu przez filtry $R_5 C_{13}$, względnie $R_6 C_{14}$.

Kondensator C_{12} wraz z dławikiem D_1 służy jako filtr, niedopuszczający prądów w.cz. do amplifikatora m.cz.. R_{12} wraz z C_{17} mają na celu poprawienie charakterystyki częstotliwości dławika D_3 .

Obwody rezonansowe w.cz. strojone są kondensatorami C_1 , których rotory /uziemiene/ osadzone są na wspólnej osi. Dla zmiany zakresu fal służy przełącznik P , zwierający część cewek przy odbiorze fal zakresu krótszego radjofon./ok. 300 ÷ 600 m /. Cewki rozwarte dają zakres długofalowy radjofoniczny /ok. 1000 ÷ 2000 m /.

Regulacje siły odbioru uskutecznią się przy pomocy potencjometru R_1 , zmieniając wzbudzenie lampy I. Kondensatory C_{15} i C_{16} są wyrównawczymi w prostowniku. Kondensatory C_{18} nie dopuszczają przeszkód w.cz. z sieci.

Pojemność kondensatorów / w μF /

Nr.	Pojemn.	Nr.	Pojemn.	Nr.	Pojemn.	Nr.	Pojemn.
1	0,0005	6	0,1	11	2	16	4
2	0,0005	7	4	12	0,001	17	0,01
3	0,01	8	0,1	13	1	18	0,01
4	0,0003	9	2	14	2		
5	0,0001	10	1	15	2		

Oporności / w $k\Omega$ /

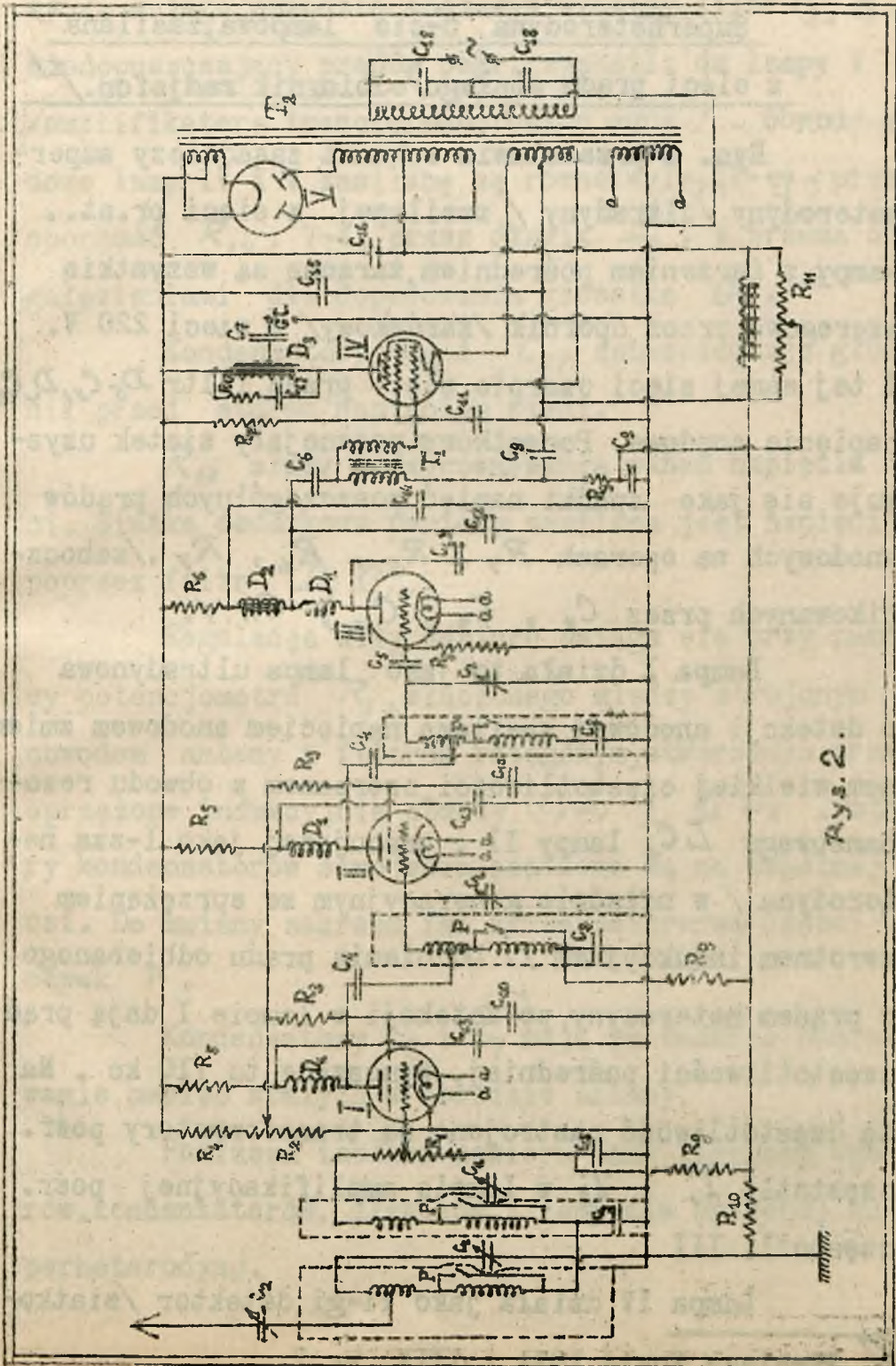
Nr.	Oporn.	Nr.	Oporn.	Nr.	Oporn.	Nr.	Oporn.
1	50	4	30	7	20	10	0,075
2	25	5	5	8	250	11	50
3	10	6	15	9	500	12	25

Dławiki

D_1 - w.cz. ; $D_2 = 300 H$; $D_3 = 40 H$.

Lampy katodowe / nap. żarz. 4 V. /

Lampa	I	II	III	IV
Rodzaj pracy	ampl.w.cz.	ampl.w.cz.	detekt.	ampl.m.cz.
Żarzenie	pośr. e		pośr.	bezpośr.
I_k (A)	1,0		1,0	0,25
S mA/V	3		3	1,3
ρ $k\Omega$	-		8 - 12	40
Uwagi	ekranowane		det.siatki	pentoda



Superheterodyna 5-cio lampowa, zasilana
z sieci prądu stałego/odbiornik radjofon./^X

Rys. 3 przedstawia schemat zasadniczy superheterodyny /ultradyny /, zasilanej z sieci pr.st.. Lampy, z żarzeniem pośrednim, żarzone są wszystkie szeregowo przez opornik /żarówkowy/ z sieci 220 V. Z tej samej sieci czerpie się - przez filtr $D_5 C_2 D_4 C_{20}$ napięcie anodowe. Początkowe potencjały siatek uzyskuje się jako spadki napięć poszczególnych prądów anodowych na oporach R_4, R_5, R_6, R_7 , /zabocznikowanych przez C_8, C_9, C_{10}, C_{11} /.

Lampa I działa tu jako lampa ultradynowa o detekcji anodowej, zasilana napięciem anodowym zmiennym wielkiej częstotliwości, czerpanym z obwodu rezonansowego $L C_3$ lampy II, pracującej jako I-sza heterodyna / w układzie generacyjnym ze sprzężeniem zwrotnym indukcyjnym /. Dudnienia prądu odbieranego z prądem heterodyny, po detekcji w lampie I dają prąd częstotliwości pośredniej, wynoszącej tu 110 kc. Na tę częstotliwość nastrojone są transformatory pośr. częstotl. T_1 i T_2 w lampie amplifikacyjnej pośr. częstotl. III

Lampa IV działa jako II-gi detektor /siatko-

wy /; w jego obwodzie anodowym widzimy filtr $C_{23} D_1 C_{24}$, niedopuszczający prądów pośr. częstotl. do lampy V /amplifikatora transformatorowego mocy / . Obwody anodowe lamp IV i V zasilane są równolegle; IV-ej - przez oporność R_{14} , V-ej przez dławik D_3 , z trzema odgałęzieniami dla dopasowania głośnika G .

Kondensatory C_{26} i C_{27} zabezpieczają głośnik przed stałym napięciem sieci.

R_{17} służy do wyrównywania wahań napięcia sieci. Siatka dodatkowa pentody zasilana jest napięciem poprzez filtr $D_2 C_{14}$.

Regulacja siły odbioru osiąga się przy pomocy potencjometru R_1 , włączonego między strojonym obwodem anteny a filtrem wstęgowym, utworzonym przez sprzężone indukcyjnie obwody $C_1 L_1$ i $C_2 L_2$. Roto-ry kondensatorów strojenia osadzone są na wspólnej osi. Do zmiany zakresu fal służą zwieracze części cewek P .

Kondensatory C_6 i C_7 mają za zadanie odblokowanie napięć stałych w obwodzie anteny.

Poniższa tablica zawiera dane liczbowe oporów, kondensatorów, dławików i lamp dla opisanej superheterodyny.

Pojemność kondensatorów /w μF /

Nr.	Pojemn.	Nr.	Pojemn.	Nr.	Pojemn.	Nr.	Pojemn.
1	0,0005	8	2	15	2	22	0,0001
2	"	9	1	16	2	23	0,001
3	"	10	2	17	1	24	0,001
4	"	11	1	18	2	25	0,05
5	0,00005	12	2	19	2	26	4
6	0,002	13	2	20	4	27	4
7	2	14	4	21	2	28	1

Oporność /w $k\Omega$ /

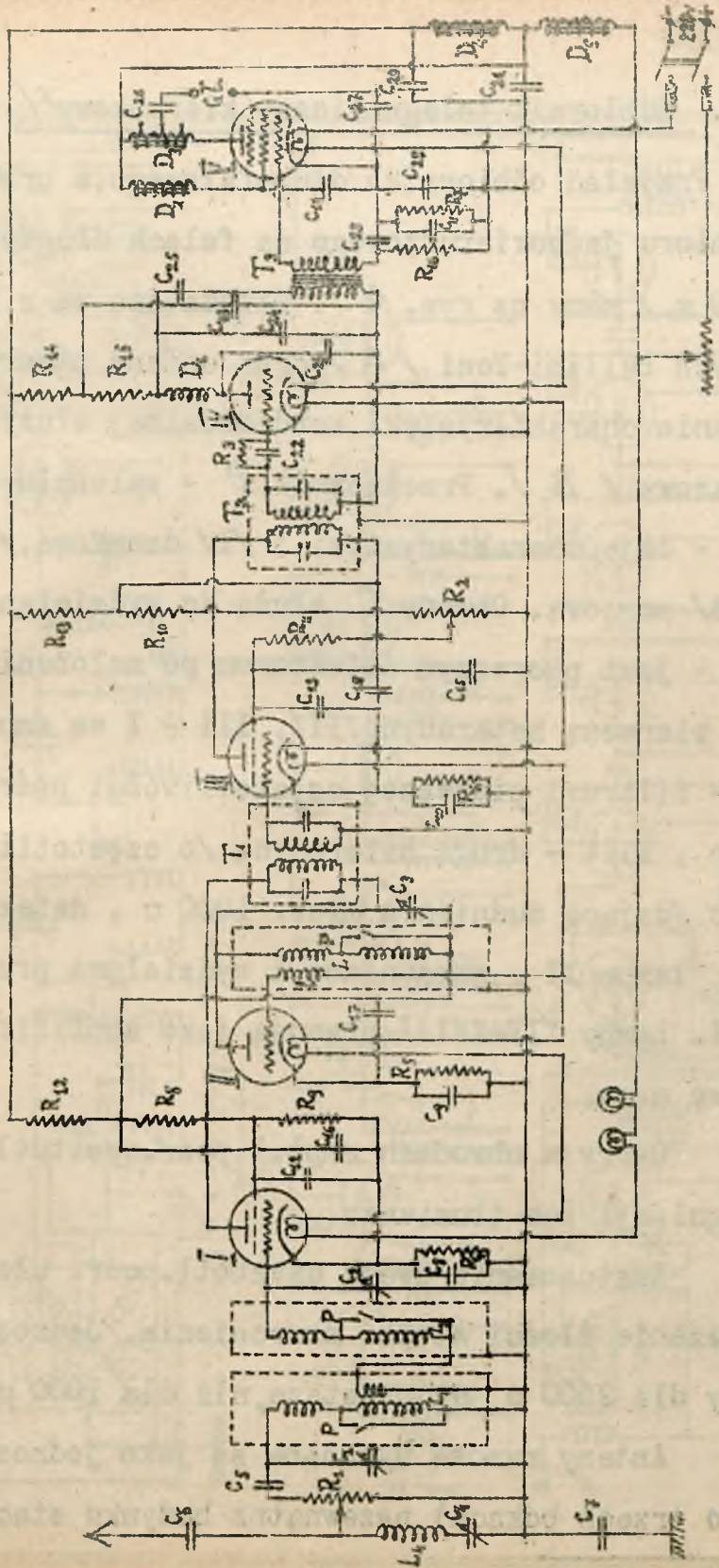
Nr.	Oporn.	Nr.	Oporn.	Nr.	Oporn.	Nr.	Oporn.
1	25	5	0,6	9	30	13	3
2	25	6	0,5	10	30	14	10
3	250	7	0,28	11	0,6	15	20
4	1	8	40	12	7	16	250

Dławiki

$$D_2 = 30 H ; D_3 = 30 H ; D_4 = 70 H ; D_5 = 30 H$$

Lampy katodowe.

Lampy	I i III	II i IV	V	
Nap. żarzenia	4	4	8	V
Prąd "	0,5	0,5	0,5	A
Nap. anodowe/max./	200	200	250	V
Nap. ekranu/max./	80	-	200	V
Spółcz. amplifik.	1200	30	200	$\frac{V}{H}$
Nachylenie	2	2,5	2,5	$\frac{m}{kV}$
Oporn.wewn.	600	12	80	$k\Omega$



Rys. 3.

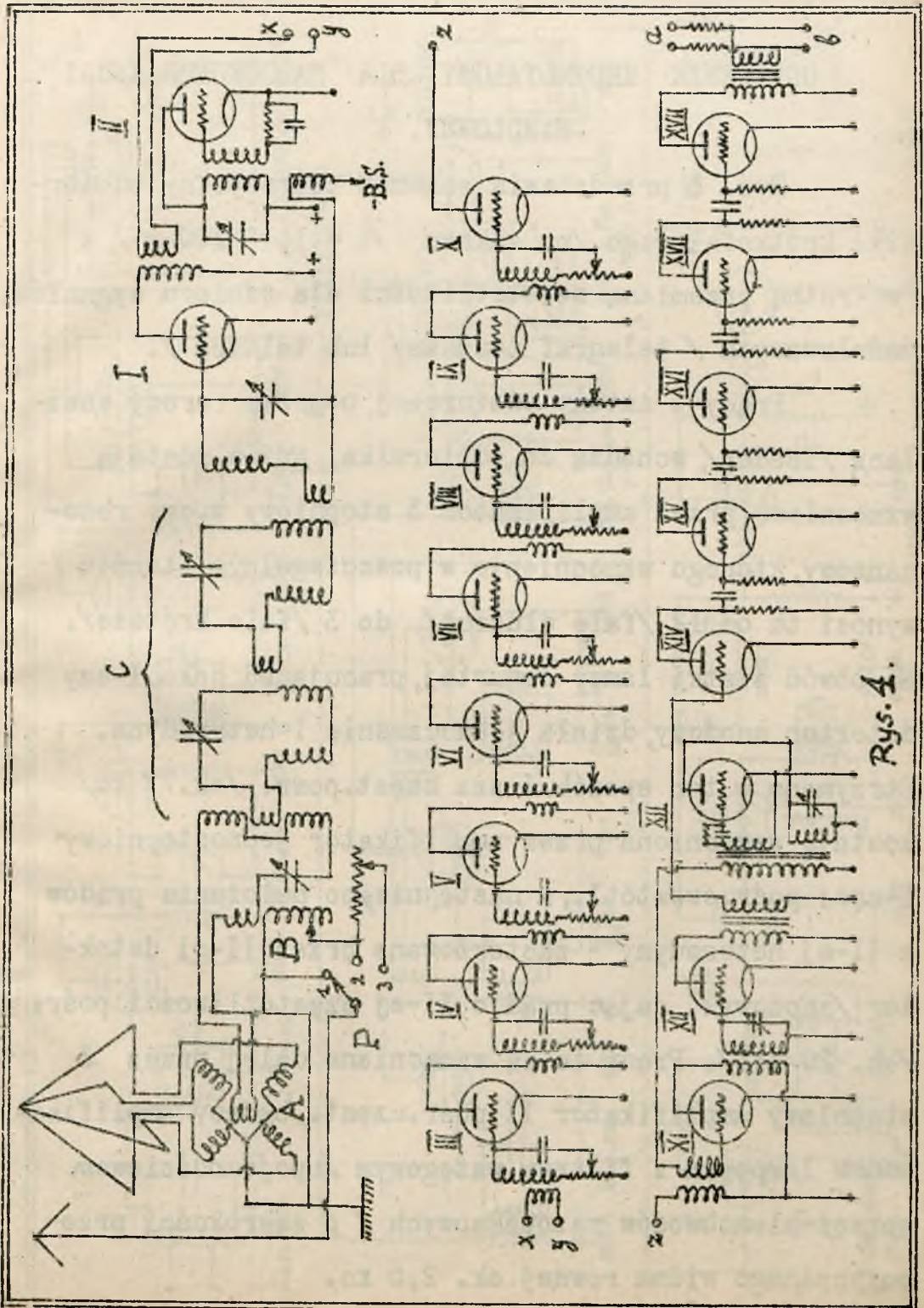
Odbiornik telegraficzny kierunkowy^{X/}

Przykład odbiornika długofalowego, z urządzeniem do odbioru jednokierunkowego na falach długich /6000÷24 000 m./ mamy na rys. 4 . Składa się on z anten ramowych Bellini-Tosi /A/ oraz anteny otwartej. Do uzyskania charakterystyki kardiodoidalnej służy urządzenie fazowe /B/. Przełącznik P - zależnie od położenia - daje charakterystyki : /1/ ósemkową, /2/ kołową, /3/ sercową. Obwody C służą do wydzielania sygnału, I - jest pierwszym detektorem po nałożeniu prądów przez pierwszą heterodynę /II/, III ÷ X są amplifikatorami - filtrami pierwszej częstotliwości pośredniej 2,5 kc , XIII - drugą heterodyną /o częstotliwości 1500 c. /dającą dudnienia m.cz. 1000 c , detektowane przez lampę XI , wzmacniane i wydzielane przez lampę XII. Lampy XIV÷XVIII pracują jako amplifikatory oporowe m.cz.

Opory w obwodach ampl.I pośr.częstotl.służą do regulacji ich tłumienia.

Zastosowanie dwóch częstotl.pośr. ułatwia zwiększenie ilości stopni wzmocnienia. Jednocześnie filtry dla 2500 c. są prostsze, niż dla 1000 c.

Anteny ramowe wykonane są jako jednoczwojowe ramy (o trzech bokach) nazewnątrz budynku stacyjnego.

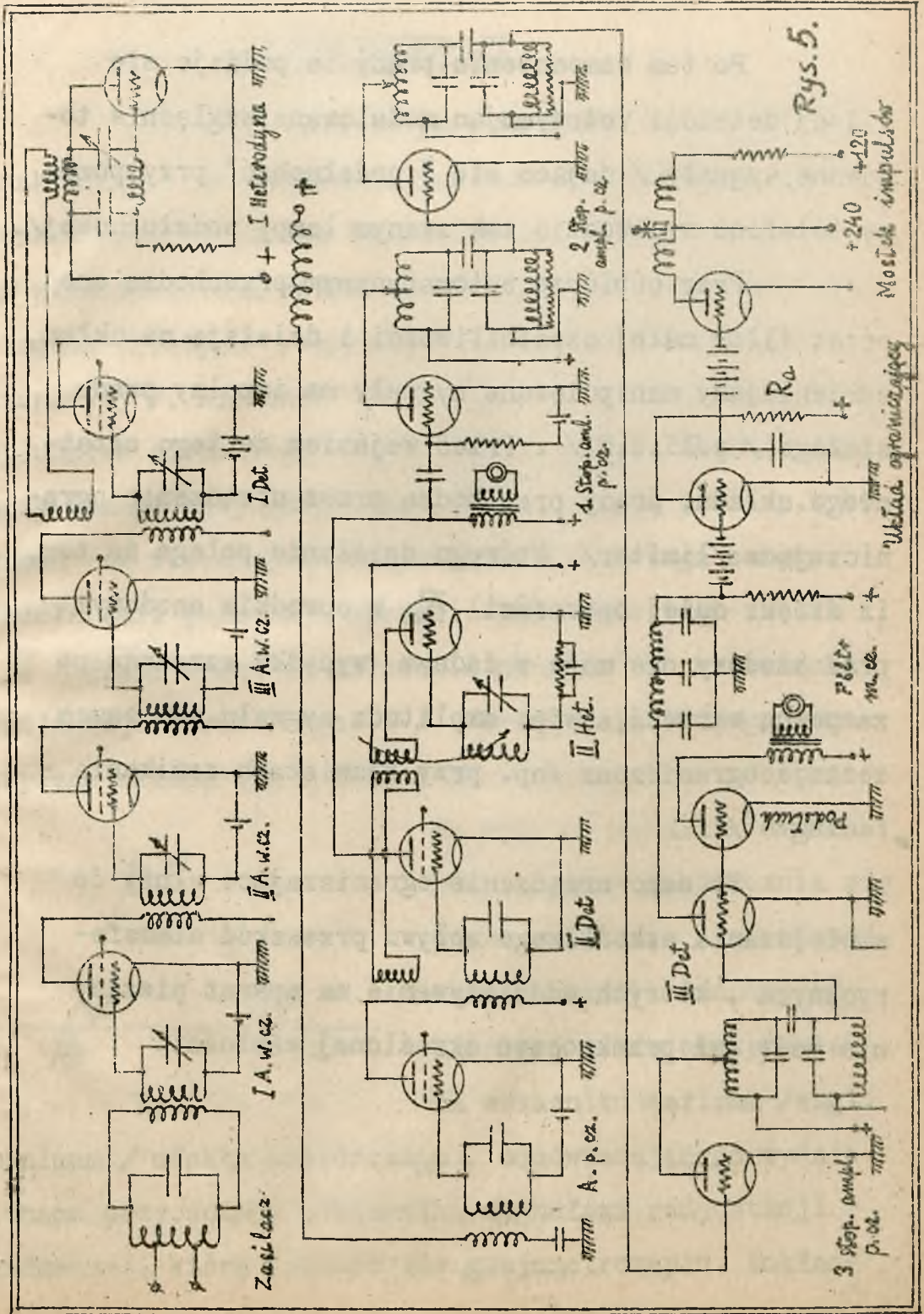


Rys. 4.

ODBIORNIK KRÓTKOFALOWY DLA RADJOKOMUNIKACJI HANDLOWEJ, X/

Rys. 5 przedstawia schemat teoretyczny odbiornika krótkofalowego /na zakres $\lambda = 14 : 100 \text{ m}$ /, z dwukrotną przemianą częstotliwości dla odbioru sygnałów modulowanych / telegraf tonowany lub telefon /:

Prądy z anteny odbiorczej, poprzez rurový zasilacz /feeder/, wchodzą do odbiornika, gdzie zostają wzmacnione przez amplifikator 3 stopniowy w.cz. rezonansowy, którego wzmacnienie w poszczególnym stopniu wynosi tu od 12 /fale dłuższe/ do 3 /fale krótsze/. Na obwód siatki lampy czwartej, pracującej jako I-szy detektor anodowy, działa jednocześnie I-heterodyna. Ctrzymana w ten sposób I-sza częst. pośr. /ok. 77 kc/ zostaje wzmacniona przez amplifikator jednostopniowy I-szej pośr. częstotl., a następnie, po nałożeniu prądów z II-ej heterodyny - zdetektowana przez II-gi detektor /anodowy/, dając prąd o II-ej częstotliwości pośr. /ok. 20 kc /. Prądy te są wzmacniane dalej przez 3 stopniowy amplifikator II pośr. częst., będący amplifikatorem lampowym z filtrem wstęgowym /z pojemnościowym sprzężeniem obwodów rezonansowych / o szerokości przepuszczanego widma równej ok. 2,5 kc.



Po tem wzmocnieniu prądy te poddaje się III-ej detekcji ,otrzymując modulowane,względnie tonowane, sygnały / dające się " podsłuchać" przy pomocy telefonu w obwodzie tak zwanym lampy podsłuchowej/.

Przy odbiorze automatycznym przechodzą one przez filtr małej częstotliwości i działają na układ, zamieniający manipulowane sygnały na impulsy prądu stałego / p.XI.d.5 / . Przed wejściem do tego ostatniego układu, prądy przechodzą przez urządzenie ograniczające /limiter/, którego działanie polega na tem, iż dzięki dużej oporności R_a w obwodzie anodowym prąd anodowy nie może w żadnym wypadku wzrosnąć po za pewną wartość, a więc amplituda sygnału tem samem zostaje ograniczona /np. przy zjawiskach zanikania - „fading'u”/.

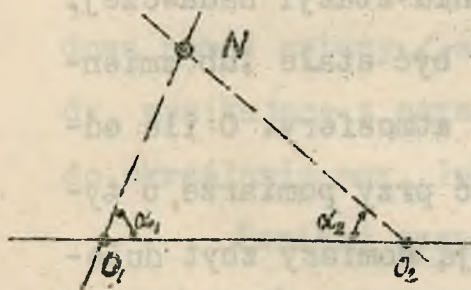
To samo urządzenie ograniczające służy do zmniejszania szkodliwego wpływu przeszkód atmosferycznych , których oddziaływanie na aparat piszący nie może już przekroczyć określonej wartości.

RADJOGONJOMETRJA.

Radjogonjometrja jest to dział radjotechniki, traktujący o zastosowaniu fal e.m. do określania kierunków oraz miejsc na kuli ziemskiej. Opiera się ona na właściwościach rozchodzenia się tych fal naogół po liniach prostych /względnie wzdłuż dużych kół kuli ziemskiej/. Kierunek odbierania fal - w stosunku do południka ziemskiego - czyli t.zw. azymut, określa się przy pomocy radjogonjometru. Tego rodzaju pomiary, wykonane w więcej niż jednym punkcie dla tego samego źródła fal, pozwalają określić położenie tego źródła

N , jeśli znane są położenia punktów O ustawienia radjogonjometrów /rys. 1/. Urządzenie radjogonjometryczne składa się z anteny kierunkowej oraz odbiornika

wraz ze wskaźnikiem. Pomiar azymuta uskutecznia się przez obracanie kierunkowej charakterystyki anteny odbiorczej aż do otrzymania na wskaźniku maximum /wzgl.



Rys. 1.

na wskaźniku maximum /wzgl. minimum / efektu odbiorczego, odpowiadającego wydzielonemu przy pomocy odbiornika sygnałowi radiostacji nadawczej, którą poddaje się gonjometrowaniu. Dokład-

ność, z jaką można określić kierunek stacji nadawczej, zależy od dwóch czynników : od właściwości rozchodzenia się fali oraz od właściwości radjogonjometru.

Wpływ pierwszego czynnika może się wyrazić nieprostolinijnością rozchodzenia się fal elektro-magnetycznych, spowodowaną niejednorodnością terenu dla fali bezpośredniej oraz atmosfery—dla pośredniej. Niejednorodność terenu powoduje załamania się kierunku ruchu fali wskutek niejednakowej szybkości fal nad różnymi częściami terenu / woda, piasek / . Niejednorodność atmosfery /warstwy zjonizowane / wywołuje załamania i odbicia zmieniające kierunek fali.

W obu wypadkach kierunek promienia fali w punkcie, gdzie znajduje się radjogonjometr, może odchyłać się od właściwego kierunku stacji nadawczej.

Odchylenie takie może być stałe lub zmienne, zależnie od stanu terenu i atmosfery. O ile odchylenia stałe można uwzględnić przy pomiarze, o tyle odchylenia zmienne obarczają pomiary zbyt dużymi błędami, a nawet je uniemożliwiają, szczególnie, jeśli zmienność ta jest szybka, albo gdy promienie fali dochodzą do radjogonjometru z różnymi fazami.

W tym ostatnim przypadku określenie właściwego kie-

runku staje się prawie że niemożliwe.

W dzień, na falach dłuższych od 200 m i na niezbyt wielkich odległościach wpływ tych czynników jest stosunkowo niewielki. Natomiast nocą, a w szczególności około wschodu i zachodu słońca, występują one w stopniu bardzo silnym, powodując duże błędy w określaniu kierunku / błędy nocne /.

Błędy te rosną naogół wraz ze zmniejszeniem się długości fali.

Drugim czynnikiem, będącym przyczyną błędów, jest sam radjogonjometr, a mianowicie niedokładność znajomości kierunkowej charakterystyki anteny oraz niedokładność w ustawianiu jej kierunku na kierunek przychodzących sygnałów. Wynikające stąd błędy można podzielić na błędy, związane z budową samej anteny / asymetria elektryczna / oraz błędy, wynikające z ograniczonej zdolności wskaźnika do określania max. lub min. efektu odbiorczego.

Poniżej rozpatrzymy wyłącznie układy anten kierunkowych, stosowane w urządzeniach radjogonjometrycznych. Co się tyczy samej aparatury odbiorczej, nie różni się ona naogół od tej jaką się spotyka w urządzeniach odbiorczych zwykłych.

ANTENY DLA GONJOMETRÓW.

Anteny kierunkowe używa się tu dwóch zasadniczych typów : o zmianie kierunkowości przez obrót mechaniczny oraz przez obrót elektryczny.

Do pierwszego typu anten należą anteny o niewielkich wymiarach geometrycznych, a więc przede wszystkim i wyłącznie anteny ramowe.

Do drugiego typu - anteny wielokierunkowe oraz układ Bellini - Tosi.

W obu typach stosuje się częstokroć dodatkową anteną otwartą dla otrzymania jednokierunkowej charakterystyki całego urządzenia.

Antena ramowa.

Antena ta została omówiona w rozdziale I.

Dla anteny o niewielkich wymiarach równanie charakterystyki poziomej jest /33.X.a. /

$$\rho = \pi \frac{y_0}{\lambda} \cdot \cos \varphi, \quad N$$

gdzie φ jest kątem, jaki tworzą płaszczyzna ramy z kierunkiem fali / rys. 1./.

SEM-na wzbudzana w ramie, a więc i efekt odbiorczy, zmienia się wraz z tym kątem φ według podobnej zależności

$$Y = Y_0 \cdot \cos \varphi$$

Obracając przeto ramę, ustawioną w płaszczyźnie pionowej, około jakiejś osi pionowej można określić kąt φ /względem południka /, dla którego efekt odbiorczy jest maksymalny / $Y_{max} = Y_0$ dla $\varphi = 0$ / lub minimalny / $Y = 0$ dla $\varphi = 90^\circ$ /. Kąt ten da kierunek radiostacji nadawczej.

Dokładność określenia kąta max. lub min. zależy od wartości wyrażenia

$$\frac{dY}{d\varphi} = -Y_0 \cdot \sin \varphi \quad / 2 /$$

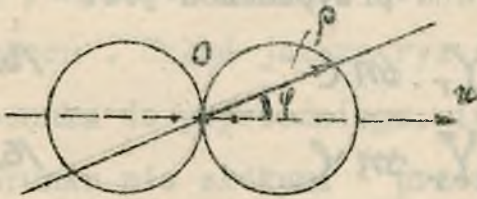
w otoczeniu tego max. lub min.

Oczywiście, z / 2 / widać, iż osiąga ono max. dla

$\varphi = 90^\circ$, a przeto korzystniej jest określić kąt nie

na maximum lecz na minimum efektu odbiorczego.

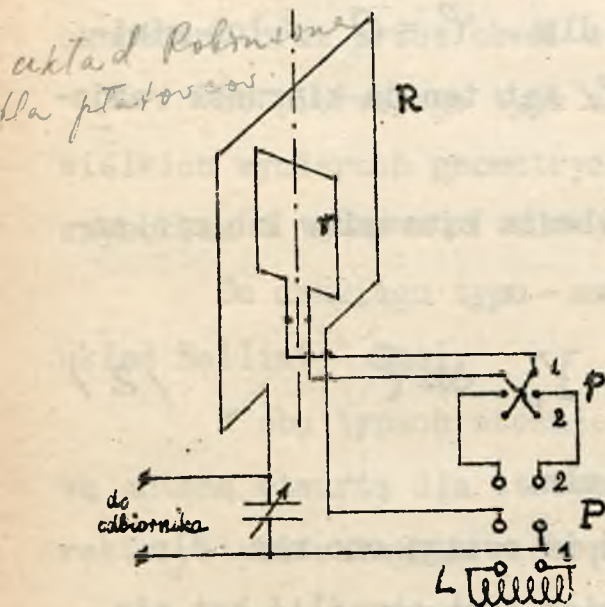
Wówczas kierunek przychodzącej fali jest prostopadły do płaszczyzny ramy.



Rys. 1.

W przypadkach gdy określanie kierunku na minimum napotyka na trudności, np. na płytowcach /szum/, stosuje się układ Robinson'a / rys. 2 /. Prostopadłe do głównej ramy gonjometru R umocowana jest

mniejsza rama γ . Najpierw, w położeniu przełącznika P na 1^x, ustawia się dostrojoną ramę R na max, a następnie, po przełączeniu P na 2 szuka się



Rys. 2.

takiego położenia ramy γ , aby przy przełączaniu p na 1 i 2 siła odbioru pozostawała ta sama.

Układamy równania :

dla ramy R

$$Y' = Y_R \cdot \cos \varphi \quad 13/$$

dla ramy γ

$$Y'' = Y_r \cdot \sin \varphi \quad 14/$$

Efekt odbiorczy wypadkowy w obu przypadkach jest

$$Y_1 = Y_R \cdot \cos \varphi + Y_r \cdot \sin \varphi \quad 15/$$

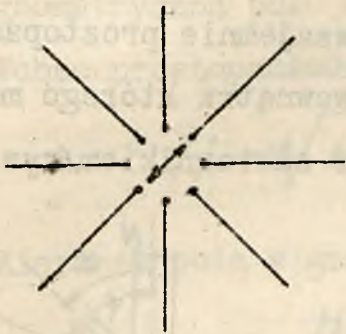
$$Y_2 = Y_R \cdot \cos \varphi - Y_r \cdot \sin \varphi \quad 16/$$

Wobec równości siły odbioru musi być $Y_1 = Y_2$, co ma miejsce tylko dla $\varphi = 0$

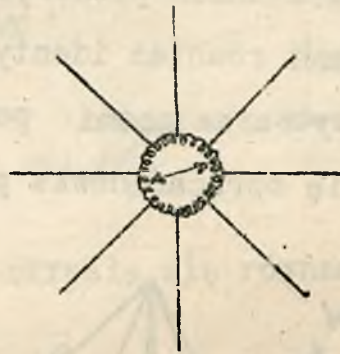
x/ Indukcyjność cewki L jest równa indukcyjności ramy mniejszej.

Anteny wielokierunkowe.

Są to układy, złożone z pewnej ilości nieruchomych anten kierunkowych, np. anten poziomych, jak to wskazuje rys. 3 .



Rys. 3.



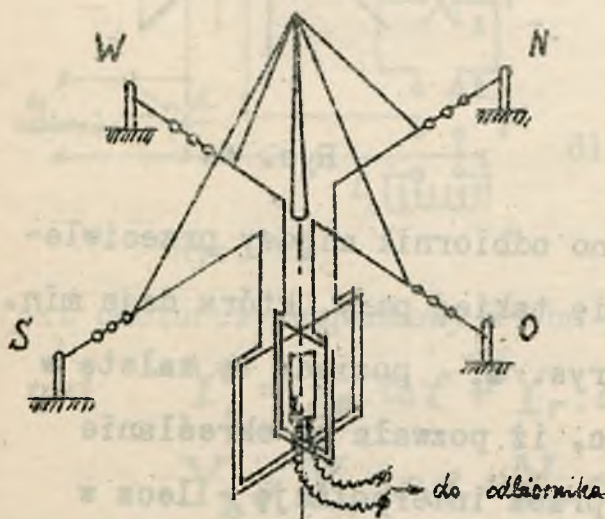
Rys. 4.

Włączając kolejno odbiornik między przeciwległe pary anten, szuka się takiej pary, która daje min. odbioru . Układ jak na rys. 4. posiada tę zaletę w stosunku do poprzedniego, iż pozwala na określanie kierunku nie skokami - przez interpolację, - lecz w sposób ciągły, dzięki połączeniu poszczególnych promieni anten z cewką toroidalną, po której ślizgają się kontakty odbiornika.

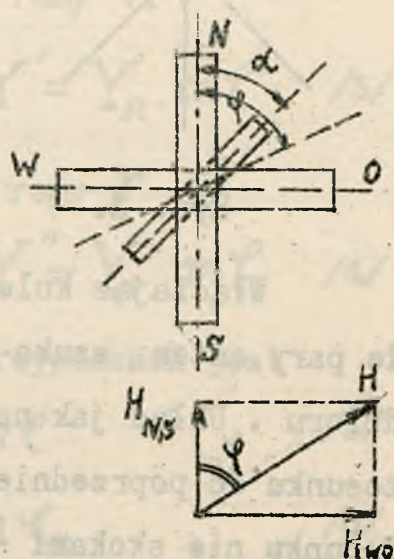
Oczywiście, zamiast szeregu anten otwartych, można zastosować szereg ram (np. jednozwojowych o dużych wymiarach).

Układ Bellini - Tosi.

Układ Bellini-Tosi składa się z dwóch możliwie identycznych anten otwartych lub zamkniętych, ustawionych w dwóch zazwyczaj wzajemnie prostopadłych płaszczyznach pionowych. Anteny te połączone są z cewkami również identycznymi i wzajemnie prostopadłymi, wytwarzającymi pewne pole, wewnątrz którego może się obracać cewka połączona z odbiornikiem/rys. 5/



Rys. 5.



Rys. 6.

Układ tych trzech cewek nazywa się radjogonjometrem Bellini-Tosi.

Jeśli anteny oraz cewki gonjometru są identyczne, wówczas natężenia pól magnetycznych w cewkach gonjometru są proporcjonalne do SEM-nych, wzbu-

dzonych w antenach NS i WO ; te zaś są proporcjonalne do $\sin \varphi$, względnie $\cos \varphi$ kąta φ , jaki tworzy kierunek fali z płaszczyznami NS i WO , zatem

$$H_{NS} = H_0 \cdot \cos \varphi \quad H_{WO} = H_0 \cdot \sin \varphi \quad 18/$$

Pole wypadkowe w cewkach radjogonjometru jest sumą geometryczną pól H_{NS} i H_{WO} .

Wobec prostopadłości cewek

$$H = \sqrt{H_{NS}^2 + H_{WO}^2} = H_0 \quad 18/$$

Kierunek pola w gonjometrze określa się równaniem

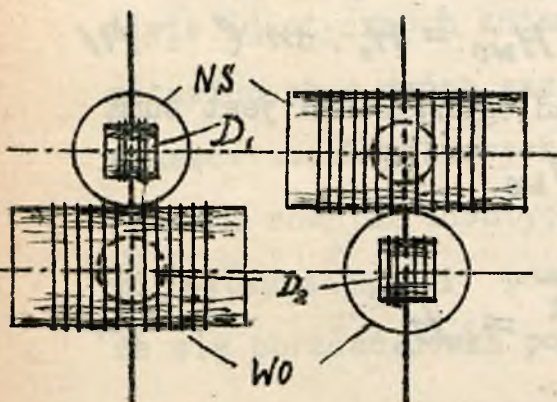
$$\frac{H_{WO}}{H_{NS}} = \operatorname{tg} \varphi, \quad 19/$$

a więc odpowiada on ściśle kierunkowi fali w stosunku do anten.

Cewka L , umieszczona w tem polu, pozwala wyznaczyć ten kąt φ /na max. lub na min./ tak, jak rama obracana w polu fali.

Co się tyczy konstrukcyjnego rozwiązania radjogonjometru może być ono rozmaite : cewki stałe wytwarzają bądź wspólne pole, w którym obraca się jedna cewka sprzęgająca odbiornik / rys. 6 /, bądź też dwa pola oddzielne z dwiema cewkami ruchomymi D_1 i D_2 , osadzonemi na wspólnej osi i połączonemi szeregowo / rys. 7 /. Ze względu na konieczność

doskonałej symetrii obu anten, stosowanie anten dostrajanych napotyka na pewne trudności /np. dostro-



Rys. 7.

jenie sprzężeniami mechanicznie dwoma kondensatorami/. Z tego względu stosuje się raczej anteny ramowe niedostrajane, a więc ramy /jedno zwojowe/, których końce łączy się z zaciskami cewek stałych gonjometra.

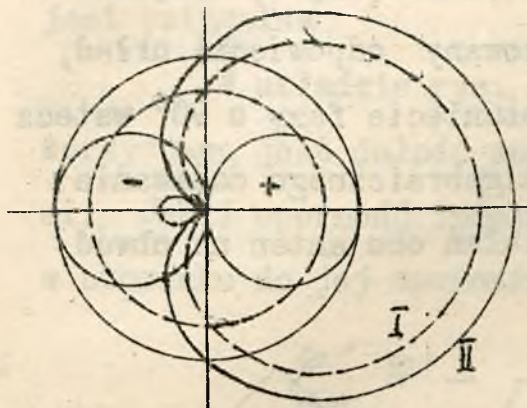
W tym ostatnim przypadku dostraja się natomiast obwód cewki ruchomej.

Określanie strony kierunku.

Opisane anteny pozwalają określić jedynie kierunek fali, lecz nie stronę, z której ona przychodzi. W wielu przypadkach, oczywiście, sprawa ta nie nasuwa wątpliwości, jednakowoż w niektórych jest przyczyną niedogodności /np. dla żeglugi morskiej lub powietrznej, dla celów wojskowych /.

Wątpliwość strony może być usunięta przez zastosowanie charakterystyki jednokierunkowej. Osiąga się to zazwyczaj przez kombinację anteny zamkniętej

z anteną otwartą, czyli t.zw. "antenę - ramę".



Rys. 8.

Istotnie, jeśli zsumujemy charakterystykę anteny otwartej o równaniu

$$\rho = \alpha_1 \quad /10/$$

z charakterystyką anteny ramowej

$$\rho = \alpha_2 \cdot \cos \varphi \quad , \quad /11/$$

otrzymamy charakterystykę o równaniu

$$\rho = \alpha_1 + \alpha_2 \cdot \cos \varphi \quad , \quad /12/$$

której przebieg dla $\alpha_2 > \alpha_1$ przedstawia linja I /przerywana/ na rys. 8/.

Czyniąc, przez dobór wymiarów obu anten,

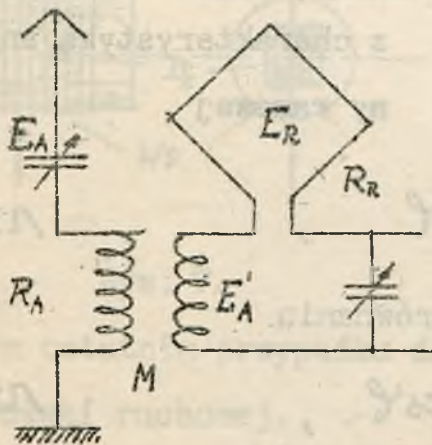
$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, otrzymamy

$$\rho = \alpha (1 + \cos \varphi) \quad , \quad /13/$$

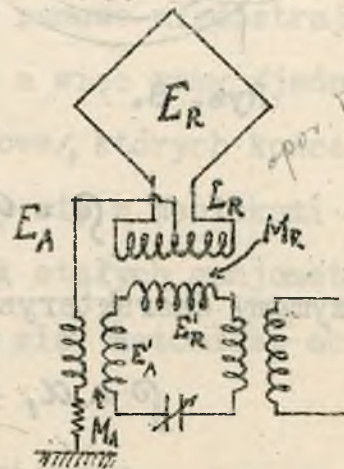
t.j. równanie **kardioidy** /rys. 8 linja ciągła II /.

Powyższe rozumowanie będzie słuszne w odniesieniu do charakterystyki elektrycznej tylko w tym przypadku, gdy sumowane prądy anteny i ramy są w fazie. Ponieważ, jak było wspomniane, /XI.a.5./ między SEM-ną

w antenie otwartej i w ramie istnieje przesunięcie faz 90° , musi być tu zastosowany odpowiedni układ, umożliwiający dodatkowe przesunięcie fazy o 90° wstecz lub naprzód, dla uzyskania algebraicznego dodawania się /lub odejmowania się/ działań obu anten na obwód odbiornika.



Rys. 9.



Rys. 10.

W układzie rys. 9 obwody anteny i ramy są dostrojone do rezonansu.

W obwodzie ramy działa SEM-na \mathcal{E}_R , wytworzona przez pole e.m., oraz SEM-na $\mathcal{E}'_A = -\frac{E_A}{R_A} \cdot j\omega M_A$, wzbudzona przez prąd w antenie otwartej.

Ponieważ między SEM-ną \mathcal{E}_A a SEM-ną \mathcal{E}_R istnieje przesunięcie faz w czasie równe 90° przeto między \mathcal{E}'_A i \mathcal{E}_R przesunięcie faz wynosić może

0° lub 180° , a więc charakterystyka kardioidalna jest osiągalna.

W układzie rys. 10, jako antena otwarta wykorzystana jest całość anteny ramowej względem ziemi. Jeśli oporność indukcyjnościowa ramy jest duża w stosunku do jej oporności rzeczywistej, wówczas

$$\mathcal{E}'_{R} \approx - \frac{\mathcal{E}_R}{j \cdot \omega \cdot L_R} \cdot j \omega M_R \quad /14/$$

Włączając do obwodu anteny otwartej dużą oporność rzeczywistą R_A , mamy zależność

$$\mathcal{E}'_A \approx - \frac{\mathcal{E}_A}{R_A} \cdot j \cdot \omega M_A \quad /15/$$

a zatem, wobec przesunięcia faz 90° między \mathcal{E}_A i \mathcal{E}_R otrzymujemy zgodność faz między \mathcal{E}'_A i \mathcal{E}'_R .

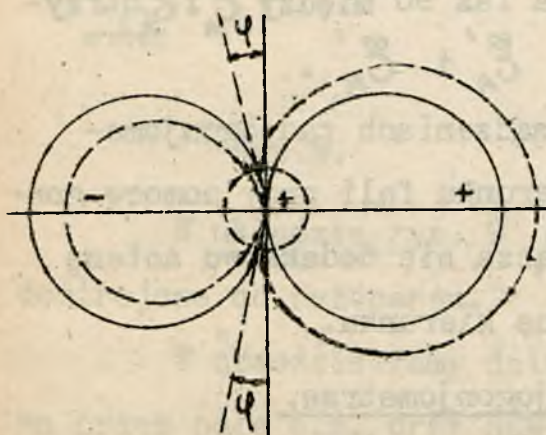
W ten sposób, w urządzeniach radjogonjometrycznych, po określeniu kierunku fali przy pomocy gonjometru Bellini - Tosi, włącza się dodatkowo antenę otwartą i oznacza się stronę kierunku.

Błędy w radjogonjometrze.

Jak już wspomniano, samo urządzenie radjogonjometryczne jest przyczyną błędów przy określaniu kierunku. Składa się na to szereg czynników, które poniżej rozpatrzemy.

Antena ramowa nie jest idealną płaszczyzną geometryczną, a przeto jej wysokość skuteczna dla kierunku prostopadłego do jej powierzchni nie jest równa zeru. Istotnie, jeśli np. nawinięcie rany nie jest płaskie, wówczas szerokość tego nawinięcia wraz z wysokością boku pionowego działać może jako niewielka rama /jednozwojowa/, prostopadła do rany właściwej, a przeto wnosząca pewną wysokość skuteczną dla kierunku $\varphi = 90^\circ$.

Antena ramowa działa również jako antena otwarta - /okoliczność, która została wykorzystana do usuwania wątpliwości strony kierunku /. Jest to t.zw. efekt antenowy ramy.

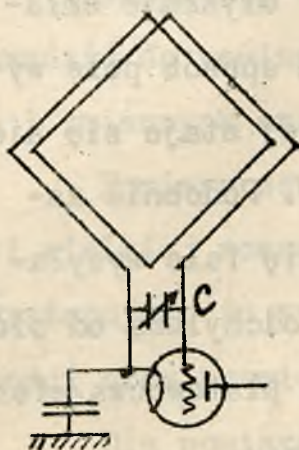


Rys. 11.

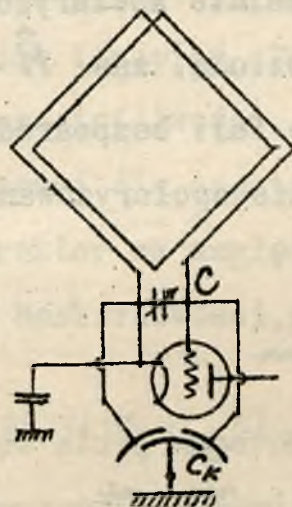
Nieusunięty całkowicie zniekształca charakterystykę /ósemkową/ rany w ten sposób, iż odchyła położenie dziobu ósemki od kierunku prostopadłego do osi o pewien kąt; pozatem, jeśli

działanie jego nie jest w fazie względem działania anteny ramowej powoduje on zacieranie się ostrza dziobu, a przeto nie otrzymuje się zera lecz minimum /rys.11/.

Przyczyna efektu antenowego ramy leży w asymetrii - w stosunku do ziemi - obu jej boków, w szczególności przyłączeniem pierwszej lampy katodowej odbiornika /rys. 12/, gdzie katoda zazwyczaj bywa uziemiona, lub przyłączona przez dużą pojemność do ziemi, zaś siatka po-



Rys. 12.

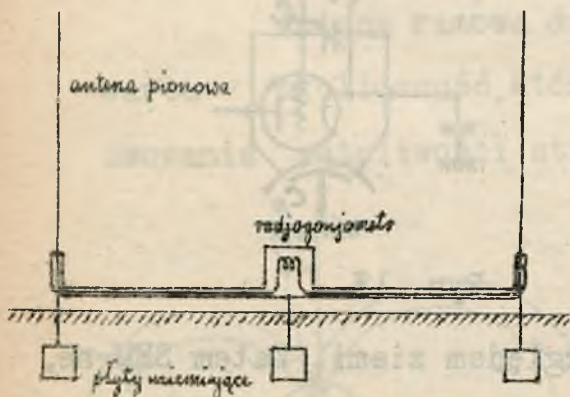


Rys. 13.

siada niewielką pojemność względem ziemi. Zatem SEM-ne, wzbudzające się w bokach ramy na skutek efektu antenowego, aczkolwiek równe / przy $\varphi = 90^\circ$ / dają prądy o nierównych natężeniach, a przeto wywołują na pojemności C pewną różnicę potencjałów.

Efekt antenowy usuwa się/względnie zmniejsza/ przez wyrównywanie pojemności obu końców anten np. przy pomocy kondensatora kompensującego C_k /rys.13/, przez stosowanie układu przeciwsobnego dwóch lamp symetrycznych lub przez indukcyjne sprzężenie odbiornika.

System Adcock'a. - Fala e.m. bezpośrednia jest zazwyczaj falą normalnie spolaryzowaną, t.zn., że jej wektor \hat{F} jest pionowy, zaś wektor \hat{H} poziomy w stosunku do powierzchni ziemi. Natomiast fala pośrednia /np. odbita od warstwy Heaviside'a / jest przeważnie nienormalnie spolaryzowana, czyli \hat{F} uzyskuje składową poziomą, zaś \hat{H} - pionową. W ten sposób pole wypadkowe fali bezpośredniej i pośredniej staje się nienormalnie spolaryzowane /efekt nocny/. Podobnie zachowują się fale wysyłane przez odchyloną od pionu antenę płatowcową /efekt płatowcowy./



Rys. 14.

określa właściwego kierunku fali, lecz jakiś kierunek pozorny, zależny od kierunku fali i jej polaryzacji, bowiem składowe poziome pola \hat{E} wzbudzają SEM-ne w poziomych bokach anteny. Efekt ten usuwa system Adcock'a /rys. 14 /, gdzie boki te są zaekranowane, przez co prądy w rurach ekranu kompensują działanie składowej poziomej pola \hat{E} na boki poziome.

POMIARY RADJOTECHNICZNE.

Z każdego działu radjotechniki można wyodrębnić pewne zagadnienia, dotyczące strony pomiarowej zjawisk.

Wszystkie te pomiary w rezultacie dają się sprowadzić do pomiarów natężeń prądów i napięć stałych i zmiennych oraz do pomiarów częstotliwości.

Pomiary zasadniczych wielkości dla częstotliwości wielkiej noszą specjalny charakter ze względu na występujące tu wybitne zjawiska naskórkowości, pojemności oraz promieniowania.

Dla pomiarów natężeń prądów służą amperomierze, oparte na zasadzie termoelektrycznej, do pomiarów napięć - woltomierze lampowe lub elektrostatyczne. Wzorcowanie ich odbywa się przy pomocy prądu stałego lub zmiennego m.cz.

Pomiary częstotliwości opierają się tu na wykorzystaniu zjawiska rezonansu w obwodach elektrycznych lub w innych układach drgających. Metody bezwzględne natomiast oparte są na liczeniu ilości okresów oraz pomiarze czasu.

Jako wzorce oporności stosuje się opory, wykonane z cienkiego prostego przewodnika opornikowego /z materiału niemagnetycznego/ niezależne od często-

żliwości.

Wzorcami pojemności są niewielkie kondensatory powietrzne, wzorcowane prądem stałym lub prądem m.c.z. Za wzorce indukcyjności służą cewki o indukcyjności zazwyczaj obliczanej ze wzorów teoretycznych lub na zasadzie częstotliwości rezonansowej w obwodzie ze znaną pojemnością.

BADANIE LAMP KATODOWYCH.

P o m i a r I_{ec} . W lampach niewielkich typów pomiar ten nie nastręcza żadnych trudności. Uskutecznia się go wprost przez pomiar sumy prądów, płynących z katody do wszystkich połączonych razem elektrod, przyczem napięcie zastępcze winno tu być takie, aby zostało osiągnięte nasycenie prądu z katody.

W lampach nadawczych średniej i większej mocy, moc tracona w anodzie, odpowiadająca prądowi I_{ec} i napięciu V_{enas} bywa większa od admisyjnej mocy lampy. Z tego względu stosuje się takie metody pomiaru, przy których prąd emisyjny płynie przez krótki przeciąg czasu / np. pomiar oscylograficzny lub metoda mostkowa /. Np. w metodzie mostkowej /rys.1/, gdy galwanometr G przy otwieraniu i zamykaniu kłucza K nie wychyla się, jest spełniony warunek

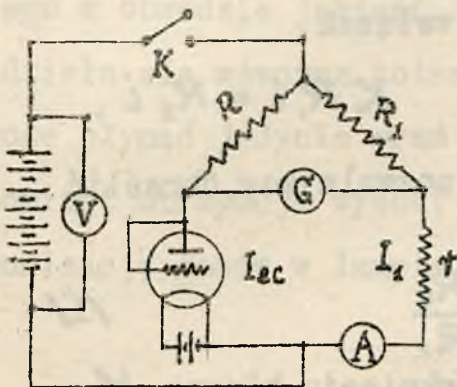
$$I_{ec} \cdot R = I_1 R_1, \quad \text{czyli}$$

$$I_{ec} = I_1 \frac{R_1}{R}$$

Mierząc I_1 i znając R_1 i R obliczamy I_{ec} . Jako oporność R stosować można jakąś lampę katodową.

W lampach z katodami torowanymi lub tlenko-

wymi określanie prądu I_{ec} powinno się odbywać z zachowaniem wszelkich ostrożności. Zazwyczaj należy się zadawałniam raczej stwierdzeniem, czy katoda dostarcza taki prąd elektronowy, jaki jest tylko niezbędny dla właści-

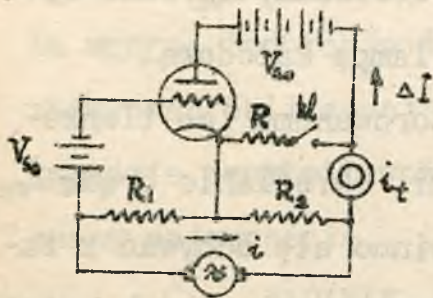


Rys. 1.

wej pracy lampy i nie osiągać bez potrzeby pełnego I_{ec} .
P o m i a r K , S i ρ . Określanie stałych lampy trójelektrodowej na podstawie danych charakterystyk uskutecznia się drogą obliczania stosunków przyrostów prądów i napięć w otoczeniu danego punktu zgodnie z równaniami / 30, 31, i t.d. I.c. /.

W ten sam sposób postępuje się przy doświadczalnem określaniu stałych zapomocą układu do zdejmowania charakterystyk.

Metody bezpośrednie opierała się na układach mostkowych. Np. w mostku Miller'a / rys.2, klucz



otwarty /gdy w słuchawce jest cisza, między spadkami napięć na R_1 i R_2 musi istnieć związek

$$K R_1 i = R_2 i.$$

Rys. 2.

pozwalający określić

spółczynnik amplifikacji

$$K = \frac{R_2}{R_1} \quad 11/$$

Ten sam układ - po zamknięciu klucza kl - służy do pomiaru oporności wewnętrznej lampy ρ . Oporność R reguluje się w ten sposób, aby przy otwieraniu i zamykaniu kl prąd anodowy nie ulegał zmianie. Wówczas / dla $R_2 : R_1 \neq K$ / jest^{11/}

$$\rho = R \cdot \left(K \frac{R_1}{R_2} - 1 \right) \quad 12/$$

Co się tyczy współczynników lamp wielosiatkowych, najlepiej określać je na podstawie charakterystyk statycznych.

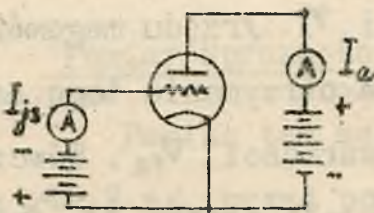
Przy wszystkich powyższych pomiarach spójczyn

x/

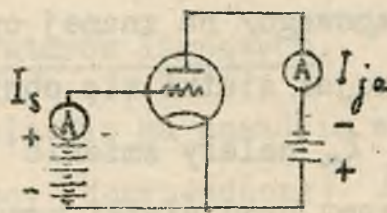
patrz J.Groszkowski "Lampy katodowe oraz ich zastosowanie w radjotechnice" W-Wa. 1925., str.86.

ników, oczywiście, elektrodom należy udzielić odpowiednich potencjałów początkowych, dla których wykonywa się pomiar.

B a d a n i e s t a n u p r ó ż n i. Badanie stanu próżni uskutecznia się przez pomiar prądu jonowego w obwodzie jakiejś z elektrod. Elektrodzie tej udziela się wówczas potencjału ujemnego /przy którym może płynąć jedynie prąd jonowy /, inna z elektrod natomiast otrzymuje wysoki potencjał dodatni, wywołujący jonizację gazów w lampie. Jeśli potencjał dodatni jest



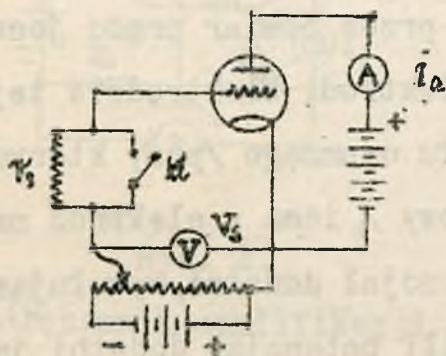
Rys. 3.



Rys. 4.

tak duży, iż doprowadza elektrodę do stanu czerwoności, pomiar ten może służyć jednocześnie za kontrolę zawartości gazów w tej elektrodzie. W ten sposób rozróżniamy np. układ dla stwierdzenia gazów w anodzie /rys.3 / oraz w siatce / rys. 4 / .W każdym przypadku miarą próżni jest stosunek prądu jonowego do prądu elektro-nowego, zgodnie z / 55.I.c. /

W celu uniknięcia stosowania czułego mikroamperomierza dla pomiaru prądu I_{js} można uciec się do sposobu, przedstawionego na rys. 5.



Rys. 5.

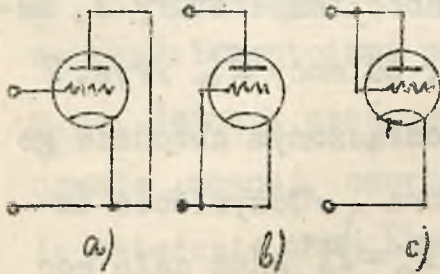
Przy zwartym kluczu *kl* notuje się wychylenia miliamperomierza I_a w obwodzie anodowym, odpowiadające pewnemu napięciu/ujemnemu/ V_{s1} . Po rozwarciu klucza *kl*, wskutek spadku napięcia prądu/jeanowego/

na znanej oporności r_s /rzędu megomów/, potencjał siatki się obniża. Dla otrzymania tego samego I_a należy zmienić V_s do wartości V_{s2} . Wówczas mierzony prąd siatki przy potencjale siatki V_{s1} jest

$$I_{s1} = \frac{V_{s1} - V_{s2}}{r_s} \quad /B/$$

P o m i a r p o j e m n o ś c i m i ę d z y -
e l e k t r o d o w y c h. Pomiar ten wykonywa się podobnie jak pomiary małych pojemności, najlepiej metodą dołączania mierzonej pojemności do pojemności obwodu rezonansowego ; rozstrojony w ten sposób pwbód z powrotem doprowadza się do rezonansu przy pomocy zmiennego kondensatora o znanej pojemności. Przy

pomiarze jednej z pojemności, elektrody niepracujące łączy się z jedną z elektrod mierzonych



Rys. 6.

/rys. 6 / . W ten sposób dla lampy trój elektrodowej poszczególne pomiary dają

$$a/ C_{sk} + C_{sa}$$

$$b/ C_{sa} + C_{ak}$$

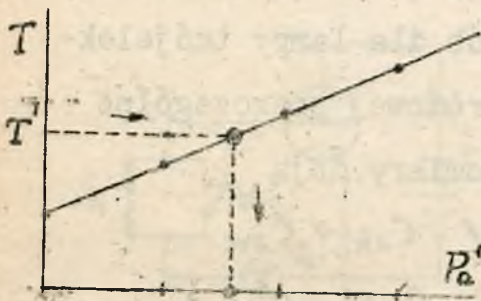
$$c/ C_{ak} + C_{sk}$$

Z tych trzech równań obliczamy poszczególne pojemności.

Pomiar sprawności generatorów lampowych.

Pomiar ten uskutecznia się na zasadzie wzoru /40.V.a/ przez pomiar mocy doprowadzonej P_a oraz albo mocy traconej w lampie P_a' albo mocy użytecznej P . Określenie mocy P wykonywa się drogą pośrednią przez pomiar prądu I oraz oporności R danego odbiornika energii. Oczywiście $P = I^2 R$. Ze względu na trudność dokładnego określania R , pomiar mocy P jest niepewny. Lepsze wyniki otrzymuje się, określając moc traconą P_a' . Pomiar jej uskutecznia się w lampach z chłodzeniem powietrzem najlepiej metodą termometryczną lub metodą foto-

elementu. Metoda termometryczna jest następująca: tuż przy bańce lampy generacyjnej umieszcza się termometr i wyznacza się zależność temperatury T , odczytanej po ustaleniu się jej, od mocy P_a' /rys. 7



Rys. 7.

przy odłączonym obwodzie generatora. Oczywiście tutaj $P_a = P_a'$, gdyż cała moc doprowadzona wydziela się w lampie /. Następnie uruchamia się układ jako genera-

tor; po ustaleniu się temperatury T' odczytuje się z krzywej odpowiadającą jej moc traconą w lampie.

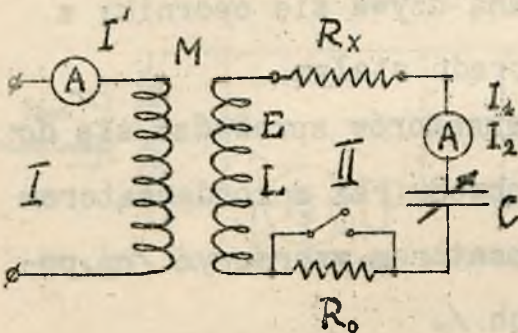
Pomiar metodą fotoelementu jest podobny, z tą różnicą, że zamiast temperatur wyznacza się wychylenie galwanometru pod wpływem promieniowania anody, padającego na fotoelement.

W przypadku lamp chłodzonych wodą mierzy się temperatury wody wchodzącej i wychodzącej oraz ilość wody przepływającej w jednostce czasu, a stąd oblicza się ilość ciepła wydzielanego w anodzie.

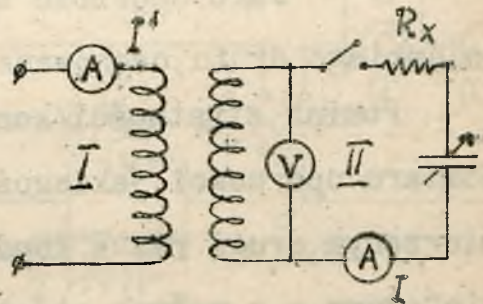
Ażeby pomiaru nie opierać na obliczaniu ilości ciepła, można tu postępować, podobnie jak w metodzie termometrycznej, skalując temperaturę wody wychodzącej w funkcji mocy wydzielanej w anodzie.

Pomiar oporności w.cz.

Pomiary oporności dla w.cz. można skutecznie w zasadzie metodami podobnymi jak pomiary oporności m.cz. Jedną z częściej używanych jest metoda dołączania znanej oporności / rys. 8 /. Utrzymując stałe natężenie prądu I' mierzymy prąd w obwodzie II /dostrojonym zawsze do rezonansu/ raz przy oporności wyłączonej / I_1 /, drugi raz przy włączonej / I_2 /;



Rys. 8.



Rys. 9

otrzymujemy równania:

$$I_1 = \frac{I' \omega M}{R_x}, \quad I_2 = \frac{I' \omega M}{R_x + R_0},$$

z których

$$R_x = R_0 \frac{I_2}{I_1 - I_2} \quad /4/$$

W razie, gdy I' w obu pomiarach nie jest to samo, lecz wynosi I_1' i I_2' mamy:

$$R_x = R_0 \frac{\left(\frac{I_1'}{I_2}\right) I_2}{I_1 - \left(\frac{I_1'}{I_2}\right) I_2}$$

Inna metoda polega na pomiarze SEM-nej E /równej napięciu na cewce przy odłączonym obwodzie / oraz prądu przy rezonansie I / rys. 9 /.

$$R_x = \frac{E}{I}$$

przy stałym natężeniu prądu I'

Jako oporność znaną używa się oporniki z cienkiego drutu, cechowane prądu stałym.

Pomiar stratności kondensatorów sprowadza się do pomiaru oporności jakiegoś obwodu: raz z kondensatorem mierzonym, drugi raz z kondensatorem wzorcowym /np. powietrznym - o małych stratach /.

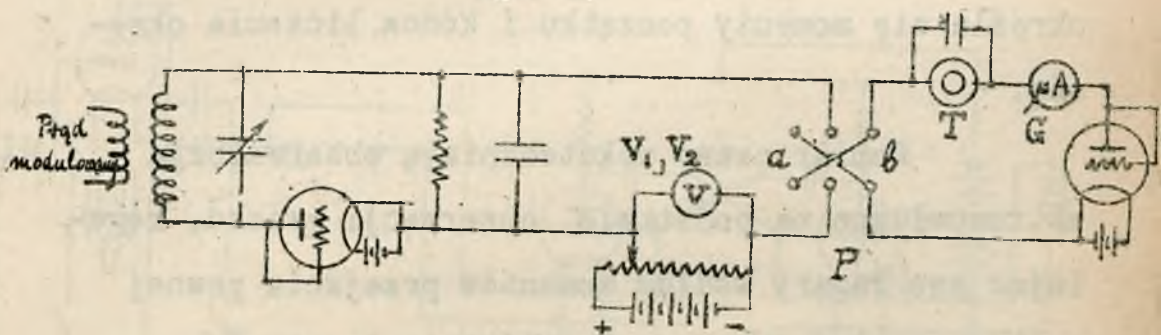
Pomiar głębokości modulacji.

Pomiar głębokości modulacji sprowadza się do określenia amplitud : maksymalnej A_{max} i minimalnej A_{min} prądu modulowanego w.cz., zgodnie ze wzorem /II.VII.a/. Określenie A_{max} i A_{min} uskutecznić można np. przy pomocy woltomierza amplitud /lampowego/ lub oscylografu katodowego.

Urządzenie do pomiaru głębokości modulacji metodą woltomierza lampowego amplitud przedstawia rys. 10. /metoda Van der Pol'a i Posthumus'a/

W położeniu przełącznika P na / α / doбира się takie napięcie V_1 przy pomocy potencjometru, przy którym rozpoczyna się zjawianie prądu w obwodzie lampy prostownikowej. Podobnie w położeniu przełącznika na / β / odczytuje się wartość V_2 . Głębokość modulacji jest wtedy:

$$m = \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1}$$



Rys. 10.

Urządzenia, wskazujące bezpośrednio głębokość modulacji, polegają w swym działaniu na detektowaniu prądu modulowanego, a następnie, na pomiarze natężenia składowej zmiennej tego prądu zdetektowanego / tętniącego / bądź przy pomocy przyrządu lampowego bądź cieplnego. Doprowadzając wychylenie przyrządu mierzącego średni prąd po detekcji, zawsze do określonej wartości, można odczytywać na tym drugim przyrządzie bezpośrednio głębokość modulacji.

Pomiar częstotliwości.

Bezwzględna metoda pomiaru częstotliwości polega na określeniu ilości okresów prądu zmiennego, zachodzących w ciągu jednostki czasu, a przeto sprowadza się do liczenia okresów oraz mierzenia czasu . . . Dokładność pomiaru uzależniona jest więc przede wszystkim od dokładności, z jaką mierzy się czas, t.j. od dokładności wzorca czasu oraz od dokładności, z jaką określa się momenty początku i końca liczenia okresów.

Pomiar czasu uskuteczniają obserwatorja astronomiczne na podstawie obserwacji gwiazd, regulując swe zegary według momentów przejścia pewnej gwiazdy stałej przez pole widzenia lunety.^{X/}

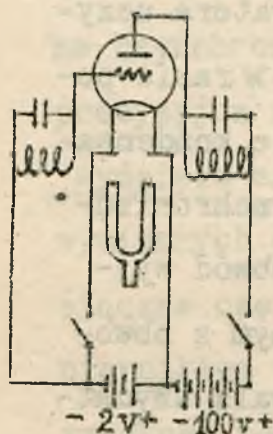
Pomiar ilości okresów przeprowadza się na t.zw. roboczym wzorcu częstotliwości, t.j. generatorze prądów zmiennych o możliwie stałej częstotliwości. Z tą częstotliwością dopiero porównywa się mierzone częstotliwości.

X/

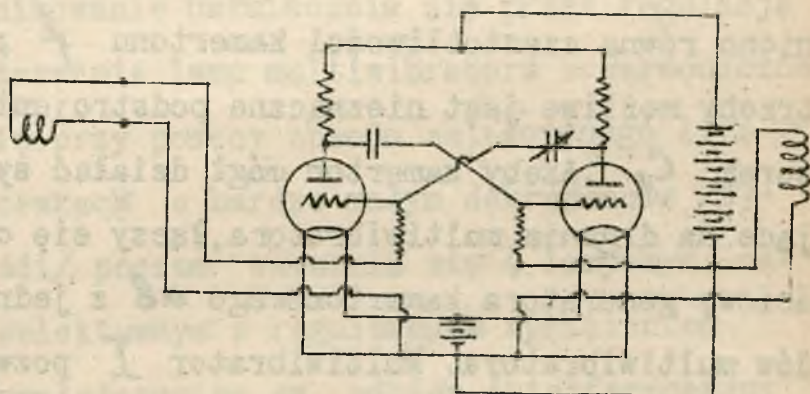
jest to t.zw. czas gwiazdny, z którego - drogą przeliczenia - otrzymuje się czas słoneczny/czas naszych zegarów /.

Dla przykładu rozpatrzmy urządzenie do pomiaru częstotliwości znajdujące się w Instytucie Radiotechnicznym w Warszawie.

Wzorcem roboczym częstotliwości jest tu generator kamertonowy o częstotliwości akustycznej f / $f = 1000,01$ c. w temperaturze $15,5^{\circ}$ C /. Kamerton jest wykonany ze stali elinwarowej ; jego poprawka temperatury wynosi $-0,002$ c. na 1° wzrostu temperatury. Schemat układu przedstawia rys.11.



Rys.11.

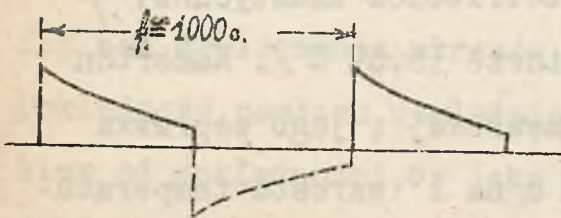


Rys.12.

Do podwyższenia częstotliwości wzorca roboczego służą 2 multiwibratory : mają one na celu takie zniekształcenie sinusoidy prądu wzorca roboczego, aby można było z niej wydzielić częstotliwości harmoniczne odpowiednio wysokiego rzędu.

Schemat zasadniczy multiwibratora pokazany jest na rys.12. Układ tego rodzaju, dzięki sprzężeniu

nium zwrotnym między dwiema lampami, pobudza się do drgań, polegających na ładowaniu i wyładowywaniu kondensatorów poprzez oporności, dając przebiegi o bardzo ostrym kształcie krzywych prądu /rys.13 /, a więc



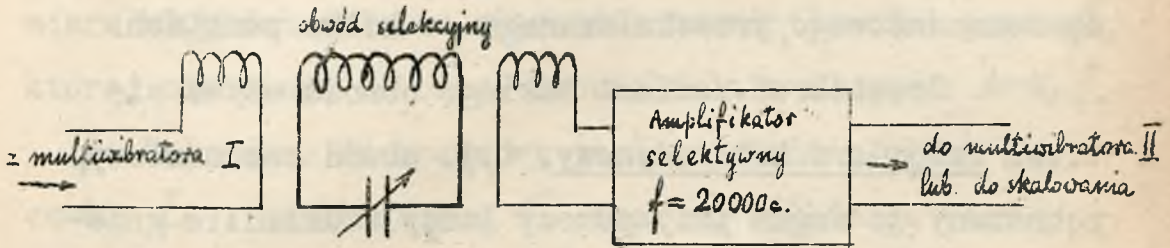
Rys.13.

obfitujące w harmoniczne wysokiego rzędu.

Przez dobór odpowiednich wartości C i R częstotliwość podstawową multiwibratora uczy-

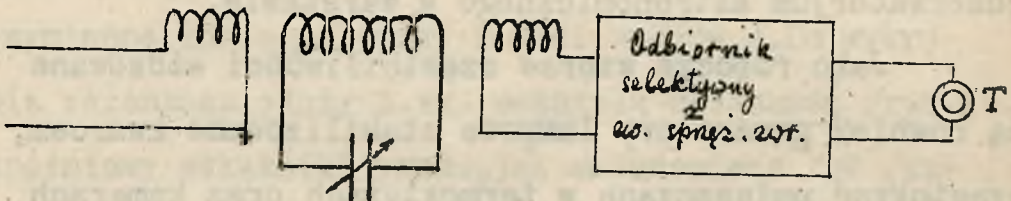
niono równą częstotliwości kamertonu f ; w razie potrzeby możliwe jest nieznaczne podstrojenie kondensatorem C_2 . Ażeby kamerton mógł działać synchronizująco na drgania multiwibratora, łączy się obwód wyjściowy generatora kamertonowego ab z jednym z obwodów multiwibratora. Multiwibrator I pozwala wydalić aż do 120-jej harmonicznej kamertonu, a więc pozwala na uzyskanie częstotliwości 120 kc. Wydzielanie żądanej harmonicznej skuteczniejsza się przy pomocy t.zw. obwodu selekcyjnego /rys.14 /, t.j. obwodu rezonansowego o b.małym tłumieniu, poczem przez amplifikator selektywny /nastrojony na częstotliwość $f = 20$ kc./doprowadza się tę częstotliwość do celów skalowania lub też w dalszym ciągu doprowadza się ją do

multiwibratora II / t.zw. w.czestotliwości /, który
znów ją podwyższa do 1200 kc. Ten multiwibrator II po-



Rys.14.

siada częstotliwość podstawową 20kc ; tutaj dokładne zsynchronizowanie uskutecznia się przez regulację precyzyjną żarzenia lamp multiwibratora . Harmoniczne wydziela się przy pomocy obwodu selekcyjnego II o wymiennych cewkach o bardzo małym dekremencie /tysięczne części/, poczem wzmacnia się 4 lampowym odbiornikiem selektywnym z regulowanym sprzężeniem zwrotnym, pozwalającym na ew. odbiór interferencyjny /rys. 5 /.



Rys.15.

Pomiar nieznannej częstotliwości uskutecz-

nia się na drodze porównywania jej z najbliższą harmoniczną lub też przez interpolację przy pomocy obwodu rezonansowego, przeskalowanego w kilku punktach.

Częstokroć zamiast takiego obwodu używa się t.zw. falomierz heterodynowy, t.j. obwód rezonansowy, pobudzony do drgań przy pomocy lampy w układzie generatorowym /ze sprzężeniem zwrotnem lub jako dynatron/. Skalowanie tego falomierza w szeregu punktów uskutecznia się drogą dudnień z harmonicznymi kamertonami.

Sprawdzanie częstotliwości kamertonu odbywa się w ten sposób, iż prąd 1000 c. kamertonu po wzmożeniu napędza silnik synchroniczny, połączony z licznikiem obrotów. Określenie ilości obrotów wykonanych /stanu licznika / uskutecznia się na drodze fotograficznej, przy pomocy aparatu fotograficznego, migawka którego uruchamiana jest przez sygnały czasu z obserwatorium astronomicznego w Warszawie.

Jako robocze wzorce częstotliwości stosowane są również generatory lampowe stabilizowane kwarcem, częstokroć umieszczane w termostatach oraz kamerach o stałym ciśnieniu. Pracują one wyższą częstotliwością, a przeto nie jest wymagana tu tak daleko idąca multiplikacja /powielanie/ częstotliwości.

Falomiernik i pomiary przy jego pomocy.

X/

Falomiernikiem nazywamy przyrząd, służący do pomiaru długości fali, a właściwie częstotliwości prądu f , której odpowiada w przestrzeni fala o długości $\lambda = \lambda_s \cdot f$.

Falomiernik rezonansowy jest to obwód złożony z cewki L , kondensatora C oraz ze wskaźnika rezonansu. Jedną z wielkości C lub L daje się zmieniać, co umożliwia dostrajanie obwodu do rezonansu z częstotliwością f .

Przy rezonansie

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$$

$$(\omega = 2\pi \cdot f)$$

Stąd

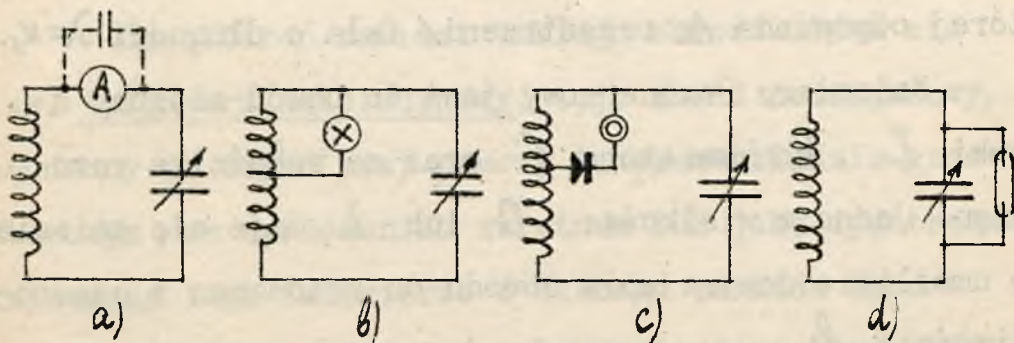
$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} \quad 16/$$

Ten sam wzór jest słuszny dla częstotliwości drgań własnych obwodu, gdy tłumienie jest małe.

Zazwyczaj w falomierniku zmienną w sposób ciągły jest C (kondensator obrotowy), zaś skokami - L (cewki wymienne lub o zmiennej ilości zwojów). Do wykrywania rezonansu służy t.zw. wskaźnik rezonansu (rys.16). Rozróżniamy wskaźniki prądu, jak amperomierz /a/, żarówka /E/, słuchawka z detektorem /C/ lub t.p., włączone do obwodu wprost lub przy użyciu bocznika, oraz wskaźniki napięcia jak rurka helowa /d/, wolt-

X/ Ostatnio została wprowadzona równorzędna nazwa: /radjo-/ częstotłomierz.

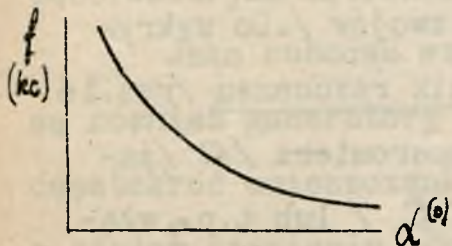
miernik lampowy lub t.p., przyłączone równoległe do kondensatora.



Rys. 16.

Opisane falcmierze pracują jako t.zw. rezonatory, t.j. układy, w których indukuje się SEM-ną. W przypadku, gdy falomierz ma służyć jako źródło prądów o znanej częstotliwości /oscylator/, pobudza się obwód rezonansowy do drgań zazwyczaj przy pomocy układu dynatronowego.

Krzywemi skalowania falomierza nazywamy wykresy zależności częstotliwości /wzgl. długości fali



Rys.17.

od podziałki kondensatora α falomierza. Pomiar częstotliwości przy pomocy falomierza wykonywa się drogą określenia podziałki, odpowiadającej rezonansowi /max.

efektu na wskaźniku/. Dla określenia tej podziałki,

niezbędne. jest nieznaczne rozstrajanie obwodu na obie strony od rezonansu. Dokładność określenia rezonansu jest przeto tem większa, im ostrzejsza jest krzywa rezonansu falomierza, a więc im mniejsze jest jego tłumienie. Natomiast dokładność skalowania falomierza wiąże się ponadto z jego zdolnością do trwałego zachowywania własności elektrycznych.

Falomierz pozwala na wykonywanie szeregu prostych pomiarów indukcyjności i pojemności. Pomiaru te polegają na związku, jaki istnieje - przy rezonansie - w jakimś obwodzie, zestawionym z L_x i C_x , między częstotliwością a wielkościami L_x i C_x , zgodnie ze wz. /6/. Znajac dwie z tych wielkości, obliczamy trzecią. Jeśli w rozporządzeniu jest znana pojemność C_1 , przez włączenie jej do zestawionego obwodu /np. z mierzoną L_x i nieznana L_x / ustalamy równania :

przy dołączeniu równoległym $f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_x(C_x+C_1)}} \quad /7/$

przy dołączeniu szeregowym $f_2 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_x \frac{C_x C_1}{C_x+C_1}}} \quad /8/$

Równanie /6/ z jednym z równań /7/ lub /8/ pozwala obliczyć

$$C_x = C_1 \frac{1}{\left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 - 1} \quad \text{wzgl.} \quad C_x = C_1 \left[\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 - 1 \right] \quad /9,10/$$

W podobny sposób można postępować, dołączając znaną indukcyjność L_1

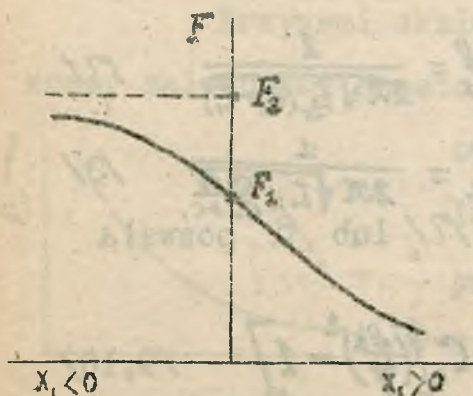
Badanie anteny otwartej.

Badanie anten sprowadza się do określenia szeregu wielkości charakterystycznych, jak to: pojemności statycznej, pojemności, indukcyjności, oporności dynamicznych, częstotliwości własnej oraz wysokości skutecznej - w funkcji częstotliwości.

Pojemność statyczna mierzy się zazwyczaj przy pomocy metody mostkowej prądem m.cz..

Pomiar wielkości dynamicznych uskutecznia się metodą rezonansową przez wprowadzenie do obwodu anteny SEM-nej w.cz. i określenie częstotliwości rezonansowej po dołączeniu znanych oporności urojonych/pomiary L_A i C_A / lub rzeczywistych / pomiar R_A /.

Zazwyczaj najbardziej interesujące są zależności



częstotliwości rezonansowej F obwodu anteny w funkcji włączanej do obwodu oporności urojonej X_L , czyli krzywe /rys.18./

$$F = f(X_L)$$

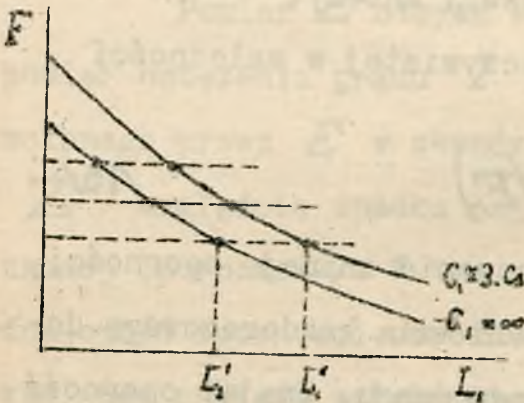
Rys.18.

X_1 - może być tu ujemnie /kondensator skracający/
lub dodatnie / cewka przedłużająca / .

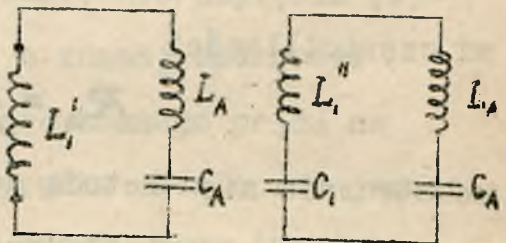
Przy $X_1 = 0$ pomiar daje własną częstotliwość anteny.

Dla określenia zależności $C_A = f(F)$ można stosować metodę de Groot'a, polegającą na wyznaczeniu dwóch krzywych: (1) $F = f_1(L_A + L_1) / L_1$ - dołączony wariometr indukcyjności / oraz podobnej (2):

$F = f_2(L_A + L_1)$, po włączeniu w szereg w antenę pojemności C_1 /rzędu np. $3.C_A$ /. Dla każdego F /rys.19/



Rys.19.



Rys.20.

otrzymujemy parę wartości L_1 , spełniających równanie

$$f_1(L_A + L_1') = f_2(L_A + L_1'') \quad \text{11/}$$

albo, zgodnie z rysunkiem 20,

$$(L_A + L_1')C_A = (L_A + L_1'') \frac{C_A \cdot C_1}{C_A + C_1} \quad \text{12/}$$

Z równania /12/ możemy wyznaczyć zależność

$$L_A = f(C_A), \quad /13/$$

która, wraz z krzywą

$$F = f_i(L_A + L_i),$$

wobec znajomości L_i , pozwoli wyznaczyć zależność

$$C_A = f(F), \quad /14/$$

a następnie zależność $L_A = f(F)$

Z krzywej /14/ przez ekstrapolację znajdziemy C_A dla własnej częstotliwości anteny.

Pomiar oporności rzeczywistej w zależności od częstotliwości

$$R_A = f(F) \quad /15/$$

uskutecznia się metodą dołączania znanej oporności, przy różnych częstotliwościach dla każdorazowego dostrojenia obwodu anteny do rezonansu. Znając oporność rzeczywistą, dołączoną dla dostrojenia oporności urojonej, obliczamy oporność rzeczywistą samej anteny.

Również do pomiaru R_A może być stosowana metoda pomiaru SEM-nej i prądu.

Określanie wysokości skutecznej zazwyczaj wykonywa się drogą pośrednią, przez pomiar natężenia pola e.m. w znanej/niewielkiej/ odległości r , przy danych: natężeniu i częstotliwości prądu w antenie.

Pomiar natężenia pola elektromagnetycznego.

Istniejące sposoby pomiaru natężenia pola elektromagnetycznego sygnałów sprowadzają się zawsze do tej samej zasady pomiaru wielkości SEM-nej E , wzbudzonej w antenie o znanej wysokości skutecznej h_{sk} i obliczenia stąd natężenia pola $F = E \cdot h_{sk}$.

Stosowana antena najczęściej bywa ramowa, której wysokość skuteczna jest stała i daje się łatwo obliczyć na zasadzie znajomości wymiarów geometrycznych ramy.

Pomiar E odbywa się drogą pośrednią przez pomiar natężenia prądu I / względnie napięcia / wywołanego przez E w obwodzie o znanej oporności Z / względnie spadku napięcia znanego prądu na znanej oporności /. W tym przypadku konieczna jest znajomość oporności obwodu, a zatem rama i pod tym względem posiada zaletę stałości tej oporności.

Jeżeli natężenie mierzonego pola jest niewielkie, wówczas istnieją trudności bezpośredniego pomiaru E , wzgl. I , zmuszające do uciekania się do stosowania amplifikatorów o znanym stopniu wzmocnienia. Dla uniknięcia wprowadzania tego nowego czynnika, zazwyczaj trudnego do dokładnego opanowania pod względem stałości działania, najdogodniej jest posługiwać się metodą porównawczą, stosując jakikolwiek

dobry radjoodbiornik, ze wskaźnikiem efektu odbiorczego na wyjściu lub w obwodzie lampy detekcyjnej, oraz generator sygnałów wzorcowych. Postępowanie jest wówczas następujące: układ odbiorczy nastawia się na sygnały mierzonego pola e.m. i otrzymuje się pewien efekt odbiorczy /przyrost prądu w obwodzie lampy detekcyjnej lub napięcie na zaciskach słuchawki czy głośnika /. Następnie, ustawiając ramę na zanik sygnału mierzonego, wprowadza się do jej obwodu - z generatora sygnałów wzorcowych - sygnał sztuczny, o tej samej częstotliwości i o takim natężeniu, aby otrzymać ten sam efekt odbiorczy.

Przy pomiarach pól stacji radjotelegraficznych w odbiorniku może być stosowana metoda interferencyjna; efekt odbiorczy może być wtedy zmierzony jako siła dźwięku w słuchawce lub wychylenie przyrządu rejestrującego /ondulatora lub t.p. /.

Przy pomiarach pól radjofonicznych dogodniej jest mierzyć przyrosty prądu w obwodzie anodowym lampy detekcyjnej, odpowiadające fali nośnej mierzonego pola.

Istnieją również przyrządy, pozwalające na bezpośredni pomiar natężenia pól. Są to odbiorniki, zazwyczaj ramowe, z galwanometrem w obwodzie lampy detekcyjnej, przeskalowanym wprost w $\frac{mV}{m}$ natężenia pola.

Badanie radjoodbiorników.

Badanie radjoodbiorników polega na wyznaczeniu szeregu charakterystycznych zależności, a mianowicie : 1- czułości, 2-selektywności, 3-wierności reprodukcji.

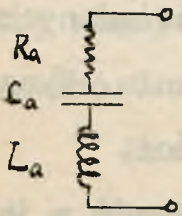
Czułość jest to własność odbiornika, określająca jego zdolność do reagowania na sygnały odbierane. Mierzy się ona wielkością napięcia wejściowego E_s sygnału, odpowiadającej normalnej mocy wyjściowej.

Selektywność jest to zdolność rozróżniania przez odbiornik sygnałów pożądaných od niepożądanych, a więc zdolność ich wydzielenia i eliminowania. Wyraża się ona przebiegiem krzywych selektywności.

Wierność odtwarzania jest to dokładność, z jaką odbiornik odtwarza na wyjściu sygnał doprowadzony do wejścia. Wyraża się ona dokładnością odtworzenia na wyjściu obwiedni modulacji prądu wielkiej częstotl. doprowadzonej do wejścia, a w szczególności, w odbiornikach radjotelefonicznych, wyraża się ona przebiegiem charakterystyk amplitudy i częstotliwości odbiornika, amplifikatora w.cz., detektora oraz amplifikatora m.cz., zaś w odbiornikach radjotelegraficznych - zdolnością odtwarzania szybko nadawanych znaków alfabetu Morse'a / np. kropek /.

Za normalną moc wyjściową w odbiornikach radjofonicznych uważa się moc $P_n = 0,05W$, wydzielaną w oporności rzeczywistej przez składową zmienną o częstotliwości akustycznej prądu na wyjściu odbiornika. Oporność ta winna być dopasowana do ostatniego członu amplifikatora ze względu na mx. mocy niezniekształconej.

Za normalny sygnał wejściowy uważa się sygnał, modułowany tonem 400 c. głębokością 30 %, który, działając w normalnej antenie, daje przy nastrojeniu odbior-



Rys.21.

nika normalną moc wyjściową.

Za normalną antenę przyjmuje się dla odbiorników radjofonicznych antenę sztuczną o danych

$$C_a = 200 \mu\mu F, L_a = 20 \mu H,$$

$R_a = 25 \Omega$. W odbiornikach telegraficznych dane odnośnie normalnej mocy wyjściowej, normalnego sygnału oraz normalnej anteny winny być każdorazowo specjalnie określone.

Badanie odbiornika przeprowadza się w całym zakresie /kilku zakresach/ jego częstotliwości. W zakresie "fal krótszych" przyjmuje się normalne częstotliwości 600, /800/, 1000 /1200/ i 1400 kc, w zakresie "fal dłuższych" można brać 150, 200, 250

i 300 kc.

Dla każdej częstotliwości normalnej przeprowadza się pomiary wszystkich wielkości charakterystycznych.

Urządzenie probiercze, służące do badania odbiorników / rys. 25 / składa się z:

1. Generatorsygnali normalnych
2. Urządzenia do regulacji natężenia sygnali
3. Sztucznej anteny
4. Badanego odbiornika
5. Wskaźnika mocy wyjściowej

Generator sygnali normalnych. - Jest to generator lampowy, o odpowiednim zakresie częstotliwości, modulowany częstotliwością akustyczną /częstokroć jednym tylko tonem 400 c / ze znaną głębokością modulacji, mierzona jako stosunek amplitudy napięcia modulatora do napięcia stałego na generatorze.

Urządzenie do regulacji natężenia sygnali składa się zazwyczaj z potencjometru oporowego, wielostopniowego, pozwalającego na bardzo daleko idące zmniejszenie natężenia sygnali wprowadzonego do wejścia odbiornika. Natężenie sygnali oblicza się z wielkości natężenia prądu, wchodzącego do potencjometru, mierzonego przez amperomierz A , oraz ze

stosunku potencjometrycznego.

Całe urządzenie może być wysechowane odrazu w mikrowoltach napięcia, jakie otrzymuje się na zaciskach wejściowych anteny sztucznej.

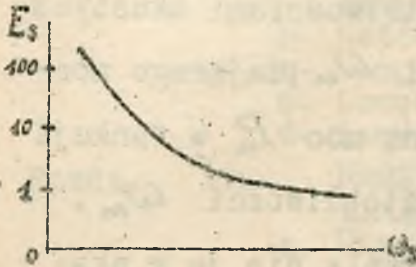
Generator oraz urządzenie regulujące są doskonale ekranowane w celu uniemożliwienia przedostawania się sygnału do odbiornika inną drogą, aniżeli przez potencjometr o wiadomym zawsze stosunku redukcji. Urządzenie to pozwala na regulację sygnału w granicach od kilku μV do kilkuset mV

Sztuczna antena - jak podano wyżej

Badany odbiornik winien być wyregulowany zawsze na najlepszy odbiór w warunkach normalnej pracy.

Wskaznikiem mocy wyjściowej bywa zazwyczaj woltomierz o dużej oporności, np. lampowy, włączony na oporność omową rzędu paru tysięcy omów, odpowiadającą oporności odbiornika energii /np. głośnika/. Często stosowany tu bywa woltomierz o oporności tego właśnie rzędu wielkości, spełniający jednocześnie rolę odbiornika energii.

Charakterystyki czułości są to wykresy natężenia sygnału E_s , dającego normalną moc P_n w funkcji częstotliwości ω_s sygnału /oczywiście przy każdo-

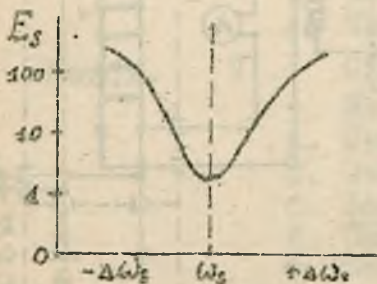


razowem nastrojeniu radjodbiornika/. /rys.22./.

Charakterystyki te wykreśla się zazwyczaj w skali logarytmicznej E_s .

Rys. 22. Zdejmuje się je przez pomiar sygnału E_s , potrzebnego dla otrzymania P_n przy różnych częstotliwościach.

Charakterystyki selektywności są to krzywe natężenia sygnału E_s , dającego moc P_n w funkcji rozstrojenia sygnału $\Delta\omega_s$ przy raz nastrojonym radjodbiorniku, a więc jest to rodzaj krzywych rezonansu obwodów w.cz. radjodbiornika



/rys. 23 /. Krzywe te wykreślane są również w skali logarytmicznej E_s .

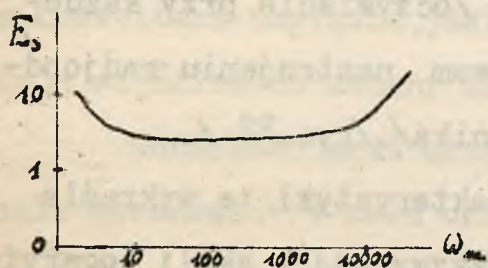
Rys. 23.

Zdejmuje się je przez pomiar E_s /potrzebnego dla otrzymania P_n /drogą niewielkich zmian częstotliwości sygnału ω_s w otoczeniu częstotliwości normalnych.

Charakterystyki wierności odtwarzania podają

natężenie sygnału E_s , modulowanego zawsze jednako-

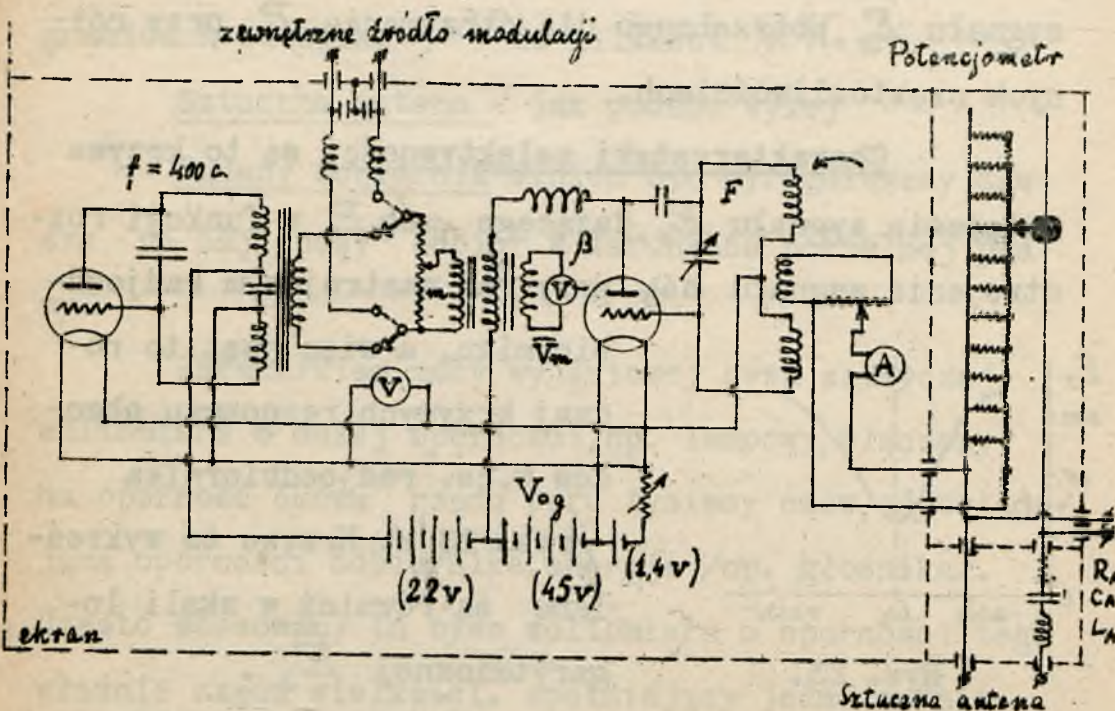
wo głęboko różnymi czę-
stotliwościami akustycz-
nymi ω_m , dającego nor-
malną moc P_n w funkcji
częstotliwości ω_m .



Rys. 24.

Wykreśla się je w ska-

li logarytmicznej E_s i ω_m / rys. 24. /.



Rys. 25.

S P I S R Z E C Z Y

Rozdział 0 .	Przedmowa	1- 2
	Wstęp	3-11
	Oznaczenia	12-16
Rozdz. I	LAMPY KATODOWE /stron 144/	
	Wstęp	1- 2
	a. Katoda	1-30
	b. Lampa katodowa dwuelektrodowa.	1-32
	c. Lampa katodowa trójelektrodowa	1-64
	d. Lampy wielosiatkowe	1-16
Rozdz. II.	PROSTOWNIKI /stron 32 /	
	Wstęp.Prostowniki stykowe.	1- 2
	a. Pręstowniki katodowe	1-30
Rozdz. III.	AMPLIFIKATORY / stron 80 /	
	Wstęp	1-12
	a. Amplifikator oporowy	1-12
	b. Amplifikator dławikowy m.i w.cz.	1-18
	c. Amplifikator transform. m.cz.	1-10
	d. Amplifikator transform. w.cz.	1- 4
	e. Amplifikator rezonansowy w.cz.	1-14
	f. Warunki niezniekształ.amplitudy	1-10
	g. Budowa amplifikatorów	1-10
Rozdz. IV	DETEKTORY / stron 32 /	
	- Wstęp	1-11
	a. Detektor stykowy	1 5
	b. Detektory lampowe	1-14
	c. Voltomierze detekcyjne	1- 2
Rozdz. V.	GENERATORY LAMPOWE /stron 128/	
	- Wstęp	1- 2
	a. Generator lamp.o wzbudz.obcem	1-30
	b. Generator lamp. o wzbudz.własnym	1-32
	c. Zastosowanie generatorów	1-52
	d. Generatory specjalne	1-10
	e. Generatory heterodynowe	1- 2
Rozdz. VI	GENERATORY NIELAMPOWE /stron 48 /	
	- Wstęp	1
	a. Generatory iskrowe	1- 3
	b. Generatory łukowe	1-24
	c. Alternatory wielkiej częstotl.	1-17
	d. Powielacze częstotliwości	1- 3
Rozdz. VII	MODULACJA I MANIPULACJA /stron 64/	
	Wstęp	1-24

	a.	Manipulacja generatorów	1-12
	b.	Modulacja generatorów	1-25
	c.	Eliminowanie fali nośnej i wstęgi bocznej	1-3
Rozdz.	VIII.	NADAWCZE URZĄDZENIA R-KOM./stron	16/
	a.	Nadajnik radiotelegr. 5 kW	1-3
	b.	Nadajnik radiotelegr. 30 kW	1-2
	c.	Nadajnik radiofoniczny 10 kW	1-2
	d.	Nadajnik radiofoniczny 120 kW	1-4
	e.	Nadajnik maszynowy 200 kW	1-3
	f.	Nadajnik łukowy 4 kW	1-2
Rozdz.	IX.	OBWODY W.CZ. / stron	32 /
	-	Wstęp	1-3
	a.	Oporność	1-13
	b.	Indukcyjność	1-7
	c.	Pojemność	1-6
	d.	Inne elementy obwodów	1-3
Rozdz.	X.	ANTENY, PROM. I ROZCH. FAI/stron	128/
	-	Wstęp	1-2
	a.	Działanie anten na odległość	1-22
	b.	Rodzaje anten	1-8
	c.	Wzbudzanie prądu w antenach	1-24
	d.	Oporność urojona anteny	1-8
	e.	Budowa anten	1-10
	f.	Oporność rzeczywista anteny	1-22
	g.	Rozchodzenie się fal	1-27
	h.	Rozkład metramperów nadawczych	1-5
Rozdz.	XI.	ODBIÓR /stron	48 /
	-	Wstęp	1-2
	a.	Antena odbiorcza	1-8
	b.	Wydzielanie sygnałów	1-17
	c.	Detekcja i heterodynowanie	1-5
	d.	Ujawnianie sygnałów	1-6
	e.	Przeszkody atmosferyczne i szybkość nadawania sygnałów	1-10
Rozdz.	XII.	ODBIORNIKI / stron	48 /
	-	Wstęp	1
	a.	Odbiornik detektorowy	1-3
	b.	Odbiorniki lampowe	1-30
	c.	Przykłady odbiorników	1-14
Rozdz.	XIII.	RADJOGONJOMETRIA /stron	16 /
	-	Wstęp	1
	a.	Anteny gonjometryczne	1-15
Rozdz.	XIV.	POMIARY RADJOTECHNICZNE/stron	32/1-32

DOSTRZEŻONE OMYŁKI

w skrypcie " RADJOTECHNIKA "

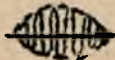
DOSTRZEŻONE OMYŁKI

- I.a.14 w.10 od dołu, ma być /tak zwany wolfram.../
- I.b.26 w. 3 od d. ma być / do 20 kV /
- I.c.12 wzór /15/ dopisać znaczek e przy K
- I.c.29 pierwszy wzór od góry, ma być wymiar: V/\underline{K} .
- I.c.49 w punkcie III ma być Gdy $X < 0, R = 0$.
- I.c.49 w. I od góry ma być $R \underline{\leq} 0$
- I.c.55 w odnośnikach ma być: $x/p.$ rys. 41, $xx/p.$ rys.40
- I.d. 8 w. nad równ./17/ ma być: "w wyrażeniu /13/"
wzór /17/ : przy K dodać znaczek e
- I.d.10 wzór /19/ ma być : $di_e = S_e dv_s + S_2 dv_{s2}$
Wzór ten wynika ze wzoru /6/, a nie /5/. x
- I.d.12 w. 8 od g. ma być : de zamiast cd
- I.d.13 rys. 9 : Dorysować na krzywej I_a punkt "a",
odpowiadający napięciu anody ok. 30 V.
w. 10 od dołu ma być : z siatki s2
- I.d.16 ostatni wiersz tablicy: $\zeta = 80 \text{ k}\Omega$.
przedostatni wiersz ma być: AC/PEN
- III.e.12 Prawe strony równania /26/, /27/i/31/ należy
pomnożyć przez $\frac{\pi}{\delta} (= \frac{\omega L_1}{R_1})$
W równaniu /28/ ma być $\delta = \pi R_1 : \omega L_1$.
Równanie /29/ ma przeto postać
$$k = \frac{K}{\sqrt{\zeta}} \kappa \sqrt{L_2 \omega} \frac{\sqrt{\omega L_1 / \zeta}}{(\frac{\pi}{\delta} + \frac{\omega L_1}{\zeta})}$$

zaś równanie /31/ :

$$\frac{K_2}{2\sqrt{g}} \frac{\sqrt{2L_2}}{\sqrt{\frac{g}{\pi}}}$$

- IV.-. 3 w. 8 od dołu ma być : /rys. 2 /.
- V.c.21 rys. 20a ma być : z_q
- VI.c. 2 równ. /2/ ma być : $\pi D = 2pt$
- VI.c. 7 w. 10 oraz ostatni od d. ma być przekładnię zębata/zamiast ślimakową./
- VII.-.4 w. 9 od g. ma być Baudot /zamiast Bendot /
- VII.b.21 w. ostatn. od d. po słowie "napięciem"dodać modulującym .
- w. 4 od d. ma być "głębokość modulacji "
- VII.b.23 w. 4 od g. ma być: rys. 27
- VIII.a. 2 w. 3 od g. ma być: do 4000 m
- VIII.f. 1 odsyłacz u dołu strony ma być :
x/ M.P. i T., Poznań
- IX.a.13 po wzorze /21/ dodać :patrz rys.7 /str.IX.b.3 /
- X .a.20 w. 10 od g.wykreślić : "prądu "przed "punktu"
- X .c. 3 w. 3 od g. dopisać : / w punktach / ab
wzór/3/ : w mianowniku jest duże Z
- X .c.10 w. ostatni zamiast h ma być z₀
- X .c.15 na rys. 11 w kondensatorze dorysować linię przerwana spadek napięcia do zera
- X. d. 1 w. 2 od g. ma być X zamiast I
- X. h. 5 w. 6 og g. ma być "równych" a nie "różnych"

- XI.e. 9 w. 3 od g. ma być XI.b.
w. 6 od d. ma być / 21.XI.b. /
- XI.e.10 w. 2 od g. ma być 21.XI.b. a nie /21/
w. 10 od g. ma być 18.XI.a a nie /18/
- XII.b.16 we wzorach /3/, /4/ i /5/ zastąpić
cs $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \cdot t$ wzgl. csw₁t przez sn....
- XII.b.17 rys.2 : Górna strzałka wymiarowa $\frac{2\pi}{\omega_p}$ winna
obejmować jedno dudnienie  . Dolna
strzałka wymiarowa odpowiada wartości $\frac{2\pi}{\omega_p}$ a
nie $\frac{\pi}{\omega_p}$.
- XII.b.18 w. 5 od g. ma być /wzgl. $2\pi f_p$ / zamiast
" względnie $2\omega_p$ ".
- XIV.10 w. 7 od d. ma być / 11.VII.-. /
- XIV.17 w. 4 od g. ma być $\lambda = u_g : f$
- XIV.23 w.10 od g. po słowie "ramy" dopisać " i dłu-
gości fali ".
- XII.b.18 rys. 3 : strzałki wymiarowe powinny obejmować
pełny okres sinusoidy obwiedni.
- II.a.16 wzór /50/ i rys.8 ma być : \bar{V}'_t
- II.a.17 w. 5 od g. i wzór /51/ ma być : $2t_0$
wzór /52/ : ma być I_0
- II.a.20 w. 3 od g. zamiast [] wartość bezwzględna | |
- II.a.28 w. 8 od g. ma być : = |5| , w. 9 od g. : 1,25«