

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA RADJOTECHNIKÓW POLSKICH
pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok VI.

1 Lutego 1928 r.

Zeszyt 3—4

Redaktor mjr. inż. K. KRULISZ.

Warszawa, Marszałkowska 111, tel. 77-21.

POJEMNOŚCI WEWNĘTRZNE LAMPY KATODOWEJ

Czesław Rajski, Warszawa.

Zagadnienie wpływu, jaki wywierają ładunki przestrzenne na pojemności międzyelektrodowe w lampie katodowej, o ile mi wiadomo, dotychczas nie zostało zanalizowane i wyjaśnione. Nieliczne próby czynione w tem kierunku odnoszą się do wypadków prymitywnych i nie dotyczą lampy trójelektrodowej, w odniesieniu do której przedewszystkiem ta sprawa może nabrać większego znaczenia. Nawet przy poważnych badaniach, pojemności wewnętrzne określa się ze wzorów elektrostatycznych i, następnie, operuje się nimi w sposób, który już przy pierwszym zetknięciu się następcą daleko idące zastrzeżenia.

W elektrostatyce określamy pojemność ze wzoru

$$c = \frac{Q}{V}$$

opierając się na tem, że występujące ładunki są proporcjonalne do różnic potencjałów, nie możemy jednak a priori założyć, że proporcjonalność zostanie zachowana, o ile w układzie złożonym z przewodników i dielektryków, zaczną przepływać ładunki przestrzenne.

Dla nas w radjotechnice pojemność jest ważną z punktu widzenia przechodzenia prądów zmiennych, jako cecha pewnego elementu w obwodzie który przepuszcza prąd zgodnie z zasadniczym równaniem

$$i = c_j \frac{dV}{dt} \dots \dots \dots (1)$$

Wiemy, że

$$dQ = i dt$$

stąd

$$dQ = c dV$$

zatem pojemność określa się w postaci

$$c = \frac{dQ}{dV} \dots \dots \dots (2)$$

Ostatni wzór zawiera w sobie określenie elektrostatyczne, jako wypadek szczególny.

Do dalszej pracy jest nam konieczna znajomość ładunków, znajdujących się na siatce i na anodzie lampy w czasie pracy.

Ładunki te obliczymy na zasadzie prawa Gaussa

$$\Phi = 4\pi Q$$

ze wzoru

$$Q = \frac{1}{4\pi} \cdot \Phi = \frac{1}{4\pi} \iint E_n \cdot dS \dots \dots (3)$$

gdzie E_n oznacza składową normalną do elementu powierzchni ds wektora natężenia pola elektrycznego $E = - \text{grad } V$

nego a całkowanie rozciąga się na dowolną powierzchnię zamkniętą, zawierającą ładunek Q .

Dla znalezienia natężenia pola w pobliżu siatki i anody musimy skrupulatnie zbadać rozkład potencjałów w lampie, co uczynimy dla płaskiego i dla cylindrycznego układu elektrod.

Równanie różniczkowe dla układu płaskiego posiada następującą postać¹⁾

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{4\pi i}{\sqrt{2\gamma V}} \dots \dots \dots (4)$$

gdzie γ jest stosunkiem ładunku elektronu do masy, i — prądem przypadającym na 1 cm² powierzchni siatki lub anody, zaś x odległością od katody. Rozwiązanie tego równania na przestrzeni katoda — siatka, winno odpowiadać następującym warunkom granicznym

$$\text{dla } x = 0 \quad V = 0$$

$$\text{dla } x = 0 \quad E = 0$$

Taką całką jest

$$V = \alpha x^{4/3} \dots \dots \dots (5)$$

gdzie

$$\alpha = (9\pi i)^{2/3} (2i)^{-1/3}$$

Aby określić stałą α , a pośrednio prąd i , istnieje dodatkowy warunek

$$\text{dla } x = x_s; V = V' = \frac{K}{K+1} V_s + \frac{1}{K+1} V_a$$

co fizycznie oznacza, że prąd anodowy jest funkcją napięcia czynnego (Steuerspannung) panującego w płaszczyźnie siatki²⁾. Oczywiście musimy traktować sprawę zupełnie idealnie, zakładając, że żerberka siatki o skończonej grubości nie zniekształcają pola, tak, że powierzchnie ekwipotencjalne na całej przestrzeni katoda — anoda są równoległymi do siebie płaszczyznami, względnie współśrodkowymi cylindrami.

¹⁾ Inż. J. Groszkowski. Lampy katodowe, str. 27.

²⁾ Lampy katod. str. 62 i 63, równania (44), (45) i (48), rozwiązanie ściśle.

Równanie różniczkowe (3) obowiązuje bez zmian również na przestrzeni siatka — anoda, co wynika wprost ze sposobu jego wyprowadzenia. Jednak rozwiązanie, przy zgóry danym współczynniku α winno czynić zadość dwum innym warunkom,

$$\begin{aligned} \text{dla } x = x_s; & \quad V = V' \\ \text{dla } x = x_a; & \quad V = V_a \end{aligned}$$

których sens fizyczny jest jasny.

Otóż rozwiązaniem nie jest równanie (5) co jest zupełnie przejrzyste w interpretacji wykreślnej, bo, naogół biorąc, parabola o wykładniku $4/3$, charakteryzująca rozkład potencjałów na przestrzeni katoda — siatka nie będzie przechodzić przez dowolny punkt C (rys. 1). Co gorsze, wogóle nie jest mi znana postać poszukiwanej całki szczególnej, wobec czego zwrócimy się ku wyznaczeniu rozwiązania przybliżonego. W tym celu zwrócimy naszą uwagę na dowolny kenotron z płaskim układem elektrod, w którym rozkład potencjałów jest prostoliniowy, gdy obwód żarzenia jest otwarty. Przy zapaleniu lampy rozkład zostaje zniekształcony na skutek obecności ładunku przestrzennego. To zniekształcenie nadaje mu charakter paraboliczny o wykładniku cztery trzecie pod warunkiem, że katoda dostarcza odpowiednio wielką ilość elektronów. Jednak, jeśli emisja jest mniejsza, aniżeli wypada z równania Langmuir'a, to wówczas zniekształcenie rozkładu potencjałów też się zmniejszy i nie sądzę, aby nas w tym wypadku myliła intuicja, która wskazuje, że krzywa rozkładu będzie całkowicie zawarta pomiędzy prostą a parabolą (rys. 2).

Jasne, że im będzie większe napięcie anodowe, tem owa, bezpośrednio nam nieznana, krzywa, będzie bliższa do linii prostej. Właśnie na przestrzeni siatka — anoda w lampie trójelektrodowej stosunki są bardzo zbliżone do sytuacji w kenotronie pracującym w zakresie nasycenia. Gdyż łatwo można przekonać się z pobieżnych obliczeń, że po usunięciu siatki, przy niezmiennym napięciu anodowym płynąłby prąd, w przeciętnych warunkach kilkakrotnie większy aniżeli w lampie z siatką. Zatem rozkład potencjałów będzie odległy od określonego równaniem Langmuir'a, wobec czego w pierwszym przybliżeniu, założymy go jako prostoliniowy.

Przy tem założeniu natężenie pola pomiędzy siatki a anoda jest stałe i równe

$$E'' = \frac{V_a - V'}{x_a - x_s} = \frac{V_a - V_s}{x_a - x_s} \frac{K}{K+1}$$

Z równania (5) znajdziemy natężenie pola pomiędzy katodą i siatką

$$E = \frac{dV}{dx} = \frac{4}{3} \cdot \frac{V}{x}$$

które w płaszczyźnie siatki posiada wartość

$$E' = \frac{4}{3} \cdot \frac{V'}{x_s} = \frac{4}{3} \left[\frac{K}{K+1} V_s + \frac{1}{K+1} V_a \right]$$

Stosując wzór (3) znajdziemy ładunek na siatce, otaczając ją powierzchnią całkowania postaci bardzo cienkiego prostopadłościanu. Przy tem całkowaniu, zarówno jak przy wszystkich następnym, abstrahujemy od zniekształcenia pola na brzegach oraz zakładamy równem zeru znikome natężenie

nie pola w doprowadzeniu. Oznaczając powierzchnię całkowitą przez S znajdziemy

$$Q_s = \frac{S}{4\pi} \cdot (E' - E''),$$

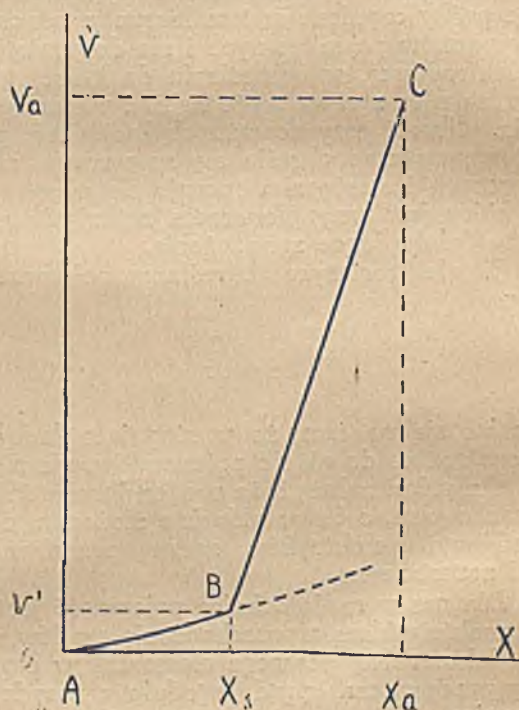
gdyż wektory E' i E'' mają kierunki przeciwne (rys. 3). Po dokonaniu przekształceń otrzymamy:

$$Q_s = \frac{S}{4\pi} \cdot \frac{1}{K+1} \left[V_s \cdot K \left(\frac{4}{3x_s} + \frac{1}{x_a - x_s} \right) + V_a \left(\frac{4}{3x_s} - \frac{K}{x_a - x_s} \right) \right] \dots \dots (6)$$

Analogicznie obliczymy ładunek na anodzie

$$Q_a = \frac{S}{4\pi} \frac{V_a - V_s}{x_a - x_s} \frac{K}{K+1} \dots \dots (7)$$

Nie powtarzając szczegółowo podobnych roz-



Rys. 1.

ważań dla układu cylindrycznego, naszkicujemy tylko tok obliczeń.

Równanie różniczkowe rozkładu potencjałów

$$\frac{d^2V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} = \frac{2i}{r\sqrt{2\gamma V}} \dots \dots (8)$$

gdzie r oznacza odległość od osi układu, zaś i prąd na 1 cm. długości, posiada, z uwzględnieniem odpowiednich warunków granicznych, rozwiązanie na przestrzeni katoda — siatka.

$$V = \delta r^{2/3}$$

które pozwala na obliczenie natężenia pola na powierzchni siatki od strony katody

$$E' = \frac{2}{3} \cdot \frac{V'}{r_s}$$

Z powodów wyliczonych poprzednio założymy rozkład potencjałów pomiędzy siatką i anodą podług wzoru elektrostatycznego

$$V = V' + \frac{V_a - V'}{\ln \frac{r_a}{r_s}} \ln \frac{r}{r_s}$$

z którego znajdziemy natężenie pola na powierzchni siatki od strony anody:

$$E'' = \frac{V_a - V'}{\ln \frac{r_a}{r_s}} \cdot \frac{1}{r_s'}$$

oraz natężenie pola przy anodzie

$$E_a = \frac{V_a - V'}{\ln \frac{r_a}{r_s}} \cdot \frac{1}{r_a}$$

Wykonując całkowanie podług wzoru (3) obliczymy ładunek na siatce

$$Q_s = \frac{1}{4\pi} \cdot 2\pi \cdot r_s \cdot l \left(\frac{2}{3} \cdot \frac{V'}{r_s} - \frac{V_a - V'}{\ln \frac{r_a}{r_s}} \cdot \frac{1}{r_s} \right) =$$

$$= \frac{l}{3} \cdot \frac{1}{K+1} \left[V_s \cdot K(1+m) + V_a \cdot (1-Km) \right] \quad (9)$$

oraz ładunek na anodzie

$$Q_a = \frac{l}{2 \ln \frac{r_a}{r_s}} \frac{K}{K+1} (V_a - V_s) \quad (10)$$

W powyższych wzorach l oznacza długość układu, zaś literą m zostało oznaczone wyrażenie

$$m = \frac{3}{2 \ln \frac{r_a}{r_s}} \quad (11)$$

Otrzymanie wzorów (6), (7), (9) i (10) stanowi wynik pierwszej, wstępnej części naszej pracy. Obecnie przystąpimy do naszego właściwego zadania t. j. obliczenia pojemności międzyelektrodowych na zasadzie określenia (2).

Pojemność siatka — anoda wyrazi się wzorem

$$C_m = \frac{dQ_a}{dV_s}$$

t. j. jako stosunek wahań ładunku anody do wahań potencjału siatki. Ponieważ ten ładunek jest funkcją zarówno potencjału siatki, jak potencjału anody

$$Q_a = Q_a(V_s, V_a)$$

więc

$$C_m = \frac{\partial Q_a}{\partial V_s} + \frac{\partial Q_a}{\partial V_a} \cdot \frac{dV_a}{dV_s} \quad (12)$$

Wyraz $\frac{\partial Q_a}{\partial V_s}$ możemy nazwać pojemnością cząstkową siatka — anoda w odróżnieniu od pojemności całkowitej określonej wzorem (12), zaś pochodna $\frac{\partial Q_a}{\partial V_a}$ jest pojemnością własną anody.

Dla płaskiego układu elektrod znajdziemy przez różniczkowanie

$$\frac{\partial Q_a}{\partial V_s} = - \frac{S}{4\pi(x_a - x_s)} \cdot \frac{K}{K+1}$$

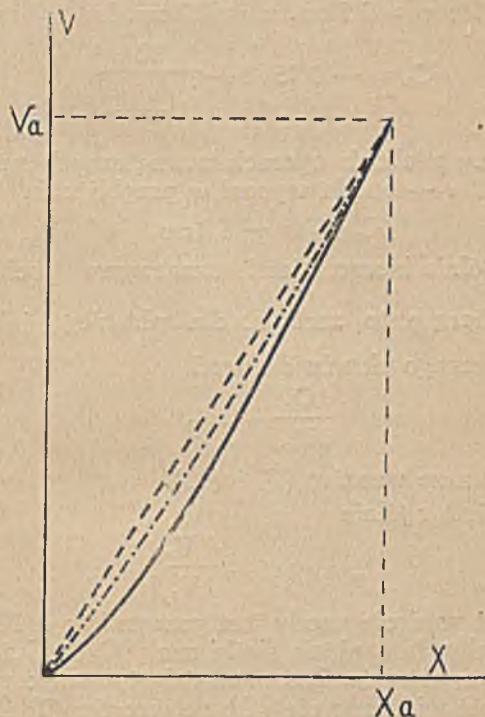
$$\frac{\partial Q_a}{\partial V_a} = \frac{S}{4\pi(x_a - x_s)} \cdot \frac{K}{K+1}$$

Trzecia pochodna wchodząca do wzoru (12)

zależy od warunków pracy lampy. Ogólna teoria^{a)} daje nam wzór

$$\frac{dV_a}{dV_s} = - \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R}}$$

gdzie ρ oznacza opór wewnętrzny lampy, zaś R opór zewnętrzny w obwodzie anodowym.



— lampa pracuje na dolnym zakrzywieniu charakterystyki
 - - - - - lampia pracuje na górnym zakrzywieniu charakterystyki
 - · - · - lampia zgaszona.

Rys. 2.

Z powyższego znajdziemy

$$C_m = - \frac{S}{4\pi(x_a - x_s)} \frac{K}{K+1} \left(1 + \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R}} \right) \quad (13)$$

Wyrażenie to osiąga maksimum dla b. dużych oporów zewnętrznych $R \gg \rho$, wówczas.

$$C_{m \max} = - \frac{S'K}{4\pi(x_a - x_s)}$$

Dla amerykańskiej znormalizowanej lampy UV201A, która jest jednym z najbardziej rozpowszechnionych typów odbiorczych

$S = 6,4 \text{ cm}^2$; $K = 8$; $x_a = 0,32 \text{ cm}$; $x_s = 0,16$

a stąd pojemność siatka — anoda

$$C_{m \max} = - 25 \text{ cm.}$$

Przy cylindrycznym układzie ze wzoru (10) znajdziemy

$$\frac{\partial Q_a}{\partial V_s} = - \frac{l}{2 \ln \frac{r_a}{r_s}} \cdot \frac{K}{K+1}$$

$$\frac{\partial Q_a}{\partial V_a} = \frac{l}{2 \ln \frac{r_a}{r_s}} \cdot \frac{K}{K+1}$$

a) Tamże str. 98.

a stąd

$$C_m = - \frac{l}{2 \ln \frac{r_a}{r_s}} \frac{K}{K+1} \left(1 + \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R}} \right) \quad (14)$$

Przeliczając powyższy wzór dla lampy „R” prawie identycznej z typem „E” Philipsa otrzymamy

$$K = 10; r_a = 0,5 \text{ cm. } r_s = 0,2 \text{ cm. } l = 1,5 \text{ cm.}$$

$$C_m = -0,75 \left(1 + \frac{10}{1 + \frac{\rho}{R}} \right)$$

Przy wielkich oporach zewnętrznych pojemność siatka — anoda wynosi w przybliżeniu

$$C_{m \max} = -8,2 \text{ cm.}$$

Ogólnie biorąc, jeśli oznaczymy pochodną $\frac{\partial Q_a}{\partial V_s}$ literą p, to zarówno dla płaskiego, jak dla cylindrycznego układu elektrod

$$\frac{\partial Q_a}{\partial V_a} = -p$$

co wynika ze wzorów (7) i (10).

Zatem ogólnie

$$C_m = p \left(1 - \frac{d V_a}{d V_s} \right) \dots \dots (15)$$

ponieważ napięcie anody jest przesunięte o 180 st. w stosunku do napięcia siatki znak C_m zależy od znaku p wyłącznie. Zaś p musi być zawsze ujemne, co jest widoczne nietylko ze wzorów (7) i (10) ale również z interpretacji wykresłej (rys. 1), albowiem ze wzrostem napięcia siatki punkt B wędruje w górę, zmniejszając nachylenie prostej BC. Ponieważ to nachylenie równa się natężeniu pola elektrycznego, więc ładunek na anodzie również maleje ze wzrostem napięcia siatki, co nam daje efekt ujemnej pojemności.

Prąd, przechodzący przez kondensator o pojemności ujemnej pod wpływem zmiennego napięcia o przebiegu sinusoidalnym, opóźnia się względem przyłożonego napięcia zamiast go wyprzedzać, jednak nie można uważać, że taki kondensator wykazuje reakcję indukcyjną, gdyż wzór (1) nie przestaje obowiązywać, wobec czego układ złożony z dwóch równoległych pojemności — ujemnej i dodatniej — nie posiada żadnych własności rezonansowych.

W zupełnie analogiczny sposób pojemność wejściową określimy ze wzoru

$$C_w = \frac{d Q_s}{d V_s} = \frac{\partial Q_s}{\partial V_s} + \frac{\partial Q_s}{\partial V_a} \cdot \frac{d V_a}{d V_s} \quad (16)$$

Dla płaskiego układu elektrod

$$\frac{\partial Q_s}{\partial V_s} = \frac{S}{4\pi} \frac{K}{K+1} \left(\frac{4}{3x_s} + \frac{1}{x_a - x_s} \right)$$

$$\frac{\partial Q_s}{\partial V_a} = \frac{S}{4\pi} \frac{K}{K+1} \left(\frac{4}{3x_s} + \frac{K}{x_a - x_s} \right)$$

biorąc pod uwagę zależność

$$\frac{d V_a}{d V_s} = - \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R}}$$

znajdziemy

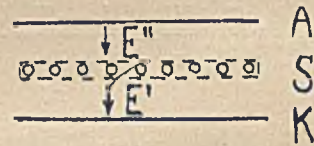
$$C_w = \frac{S}{4\pi} \frac{K}{K+1} \left[\frac{4}{3x_s} + \frac{1}{x_a - x_s} - \frac{1}{1 + \frac{\rho}{R}} \left(\frac{4}{3x_s} + \frac{K}{x_a - x_s} \right) \right] \dots \dots (17)$$

Jest to wyrażenie ogólne. Dla wielkich oporów zewnętrznych otrzymuje ono prostszą postać

$$C_{w \max} = \frac{K}{4\pi} \frac{S}{x_a - x_s}$$

Przeliczając, jak wyżej, dla lampy UV201A znajdziemy

$$C_{w \max} = 25 \text{ cm.}$$



Rys. 3.

W cylindrycznym układzie elektrod sprawa się przedstawia, jak następuje:

$$\frac{\partial Q_s}{\partial V_s} = \frac{1}{3} \frac{K(1+m)}{K+1}$$

$$\frac{\partial Q_s}{\partial V_a} = \frac{1}{3} \frac{1-Km}{K+1}$$

$$C_w = \frac{1}{3} \frac{K}{K+1} \left[1+m - \frac{1-Km}{1 + \frac{\rho}{R}} \right] \quad (18)$$

przy

$$R \gg \rho$$

$$C_{w \max} = \frac{1}{3} \frac{K m}{K+1}$$

dla lampy „R”

$$C_{w \max} = 8,2 \text{ cm.}$$

Tu się kończy strona matematyczna zagadnienia. Z fizycznego punktu widzenia otrzymane wyniki oznaczają, że zamiast trzech pojemności — siatka — katoda, anoda — katoda i anoda — siatka — występujących w lampie zgaszonej, w czasie pracy lampy mamy do czynienia z czterema, t. zn. 1) pojemność własna siatki

$$C_s = \frac{\partial Q_s}{\partial V_s}$$

2) pojemność własna anody

$$C_a = \frac{\partial Q_a}{\partial V_a}$$

3) pojemność siatka — anoda

$$C_{sa} = \frac{\partial Q_a}{\partial V_s}$$

4) pojemność anoda — siatka

$$C_{as} = \frac{\partial Q_s}{\partial V_a}$$

Pojemność własna siatki C_s , decyduje o obciążeniu źródła prądu w obwodzie siatki w wypadku, gdy opór zewnętrzny w obwodzie anodowym

jest znikomo mały. O ile jednak ten wypadek nie zachodzi, to wówczas wywiera również swój wpływ pojemność anoda — siatka C_{as} , tworząc, wspólnie z pojemnością własną siatki C_s , pojemność wejściową podług prawa

$$C_w = C_s - C_{as} \cdot \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R}}$$

Pojemność własna anody C_a posiada samodzielny sens w kenotronie, określając natężenie składowej bezwzględnej prądu anodowego; w lampie trójelektrodowej decyduje o tem pojemność całkowita siatka — anoda, która się tworzy przy pomocy pojemności cząstkowej C_{sa} , zgodnie z równaniem

$$C_m = C_{sa} - C_a \cdot \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R}}$$

Wreszcie czwarta pojemność anoda — siatka C_{as} , wchodząca w skład pojemności wejściowej, stanowi sama przez się kondensator sprzęgający anodę z siatką, który jest bezpośrednią przyczyną trudności w pracy amplifikatorów wielkiej częstotliwości. Również przy rozpatrywaniu pracy generacyjnej lampy w układzie Kuhn — Huth'a należy uważać, że prąd z obwodu anodowego do obwodu siatki przechodzi właśnie przez kondensator o pojemności C_{as} , (pomijając oczywiście doprowadzenie).

Możemy traktować pojemności własne siatki i anody, jako występujące pomiędzy temi elektrodami a katodą, co jest sprawą wyłącznie konwencjonalną. Wówczas jednak staje się widocznym, że stosunek tych pojemności nie jest równy współczynnikowi amplifikacji, jak to się powszechnie przyjmuje.

Pozatem, w odróżnieniu od stosunków elektrostatycznych, w lampie świecącej, odrębnie występują: pojemność; siatka — anoda i anoda — siatka.

Doznajemy wrażenia, jakgdyby utworzony przez nie kondensator posiadał własności kierunkowe. To jest oczywiście niemożliwe. Wogóle nie należałoby mówić o pojemności między siatką i anodą, bo, jak widzieliśmy, na kompletne określenie zależności pomiędzy ładunkami i potencjałami siatki i anody trzeba, aż czterech wielkości: C_s , C_a , C_{sa} , C_{as} .

Aby to wyjaśnić, powróćmy na chwilę do poprzednio wspomnianego przykładu lampy dwuelektrodowej. Przy otwartem obwodzie żarzenia katoda i anoda tworzą okładziny kondensatora, na których przyłożone z zewnątrz napięcie wywołuje różnoimienne i równe ładunki. Przy zapaleniu lampy ładunek na katodzie znika i jest trwale równy zeru w całym zakresie pracy, w którym obowiązuje równanie Langmuir'a, zaś ładunek anody osiąga wartość równą sumie ładunków wszystkich elektronów, które w danej chwili do niej wędrują. W ten sposób jedna okładzina kondensatora stała się nieczynną. Katoda gra w tem wypadku wyłącznie rolę źródła elektronów, sui generis doprowadzenia łączącego ujemny biegun baterji anodo-

wej, z przewodzącym przez przerwę próżniową prąd, ładunkiem przestrzennym. Czy taki układ z jedną okładziną czynną, można bez żadnych omówień uważać nadal za kondensator? Ściśle biorąc, nie. Należy go traktować w sposób podany na wstępie, jako pewien element obwodu elektrycznego, który przewodzi prąd podług prawa (1), dokładnie, jakby to czynił zwykły kondensator o pojemności C_a . To jest subtelne rozróżnienie, może nawet zbyt subtelne, o ile chodzi o potrzeby radiotechniczne w odniesieniu do kenotronu, ale jest ono wręcz nieodzowne do zrozumienia wyników otrzymanych dla lampy z siatką.

Pojemności własne siatki i anody C_s i C_a posiadają identyczny charakter, jak w kenotronie, i dlatego można je (konwencjonalnie) odnosić do katody, ale wielkości, oznaczone przez nas C_{sa} i C_{as} , samem swoim równoległem, a niezależnym występowaniem, podkreślają szczególne własności elektryczne lampy trójelektrodowej, własności, których pozorną paradoksalność ustępuje dopiero przy podanej wyżej interpretacji. Należy sobie jasno powiedzieć, że siatka i anoda nie tworzą w palącej się lampie żadnego kondensatora, a są poprostu ze sobą elektrycznie powiązane za pośrednictwem atmosfery elektronowej w dwojaki sposób tj. pod względem przechodzących prądów oraz znajdujących się na tych elektrodach ładunków. Tak samo, jak wpływ potencjału siatki na prąd anodowy nie stoi w żadnym określonym stosunku do wpływu potencjału anody na prąd siatki, tak, stosunek wahań ładunku anody do zmian potencjału siatki (C_{sa}) jest niezależny od stosunku wahań ładunku siatki do zmian potencjału anody (C_{as}).

W poniższej tabeli są zestawione wartości liczbowe interesujących nas wielkości dla dwóch omawianych typów lamp odbiorczych.

	C_s	C_a	C_{sa}	C_{as}	K	$C_{m \max}$	$C_{w \max}$
UV 20 IA	6,6	2,83	-2,83	-2,36	8	-25	25
R	1,2	0,75	-0,75	-0,7	10	-8,2	8,2

Równość bezwzględnych wartości C_a i C_{sa} jest skutkiem szczególnej postaci wzorów (7) i (10).

Jeśli dodamy do siebie wyrażenia (6) i (7) oraz (9) i (10) to, po wprowadzeniu napięcia czynnego w powierzchni siatki,

$$V' = \frac{K}{K+1} V_s + \frac{1}{K+1} V_a \quad (19)$$

otrzymamy dla płaskiego układu

$$Q_s + Q_a = \frac{S}{3\pi x_s} V' \quad (20)$$

i dla cylindrycznego

$$Q_s + Q_a = \frac{1}{3} V' \quad (21)$$

Łatwo byłoby dowieść, że takie same ładunki powstałyby na anodzie kenotronu o wymiarach takich, jakie posiada siatka w rozpatrywanej lampie trójelektrodowej, oraz przy napięciu anodowym równem napięciu czynnemu siatki. Jest to twierdzenie w swej formie identyczne z tem, które leży u podstawy teorii lampy trójelektrodowej, tylko zamiast słowa „ładunki” trzeba wstawić „prądy”.

Ze sposobu redukcowania się wyrazów przy sumowaniu ładunków wynika, że otrzymane wzory (20) i (21) są niezależne od przybliżeń czynionych przy badaniu rozkładu potencjałów pomiędzy siatką i anodą, które to przybliżenia są wystarczająco dokładne tylko w zakresie ujemnych potencjałów siatki.

Z równań (19), (20) i (21) możemy określić współczynnik amplifikacji jako

$$K = \frac{\frac{\partial(Q_s + Q_a)}{\partial V_s}}{\frac{\partial(Q_s + Q_a)}{\partial V_a}} \dots \dots (22) \quad \text{lub}$$

podczas, gdy zasadniczo określa go wyrażenie

$$K = \frac{\frac{\partial(I_s + I_a)}{\partial V_s}}{\frac{\partial(I_s + I_a)}{\partial V_a}} \dots \dots (23)$$

Analogia dwóch ostatnich wzorów nie pozostawia nic do życzenia, wyraźnie oznaczając, że obydwie zależności, wiążące, przy pomocy ładunku przestrzennego, siatkę z anodą, — omowa i pojemnościowa nie są od siebie niezależne.

Jest prawdopodobnym, że przynajmniej część naszych wywodów dałaby się ująć z punktu widzenia tej równoległości dwojakiego elektrycznie stosunku o różnym charakterze formalnym.

Równanie (22) możemy również przedstawić w postaci

$$K = \frac{C_s + C_{sa}}{C_{as} + C_a} \dots \dots (24)$$

skąd, jako pewną specjalną konsekwencję matematyczną, możemy wyprowadzić równość bezwzględnych wartości C_{mmax} i C_{wmax} . Ta równość widoczna wprost z przytoczonej tabeli, oznacza tylko to, że krzywe

$$C_m = C_m(R)$$

oraz

$$C_w = C_w(R)$$

posiadają wspólną asymptotę.

W amplifikatorach wielkiej częstotliwości najważniejszą jest dla nas pojemność sprzężenia C_{as} . Ze wzorów ogólnych, mianowicie dla płaskiego układu

$$C_{as} = \frac{S}{4\pi(K+1)} \left(\frac{4}{3x_s} - \frac{K}{x_a - x_s} \right)$$

oraz dla cylindrycznego

$$C_{as} = \frac{1}{3} \frac{1 - Km}{1 + K}$$

wynika ciekawa teoretycznie możliwość uczynienia tej pojemności równą zero. Fizycznie oznacza to, że skok wektora E , którego nieciągłość w powierzchni siatki warunkuje sobą obecność ładunków na niej, może być niezależnym od napięcia anodowe-

go, przy odpowiednim dobraniu wymiarów lampy. Praktycznie taka lampa byłaby wykonalna tylko dla niewielkich współczynników amplifikacji i w układzie płaskim.

Przy dużych współczynnikach, jakie stosujemy w specjalnych lampach do wzmacniania wielkiej częstotliwości dwa ostatnie wzory można napisać w nieco prostszej postaci

$$C_{as} = - \frac{S}{4\pi(x_a - x_s)}$$

$$C_{as} = - \frac{1}{2 \ln \frac{r_a}{r_s}}$$

Te same wartości, lecz z odwrotnym znakiem, dają zwykłe wzory elektrostatyczne.

Stosując naszą metodę do ekranowanej lampy S625 Marconi'ego, przy użyciu teorii siatki osłonnej w tej postaci, w jakiej ją podaje Barkhausen¹⁾, moglibyśmy dojść do wzoru na C_{as} identycznego w konstrukcji z otrzymanem poprzednio dla lampy jednosiatkowej, w którym jednak wchodzi dodatkowo w mianownik pewien współczynnik amplifikacji, zmniejszając kilka — względnie kilkanaściekrotnie całe wyrażenie. Odnosi się wrażenie, że właśnie ten dodatkowy czynnik w mianowniku charakteryzuje zasadniczo zjawisko ekranowania, gdyż budowa wzoru, jak wspomnieliśmy, jest niezmienna. Nie przytaczamy go, gdyż użyta przy wyprowadzeniu teoria jest niezupełnie ścisła. a wchodzący do wzoru współczynnik amplifikacji zależy w znacznej mierze od użytych napięć. Poza to, pewien wpływ na rozkład potencjałów może wywierać niewzględniana przez nas emisja wtórna, która w lampie S625 zniekształca niektóre charakterystyki bardzo silnie.

Wiadomości Techniczne.

Lampy nadawcze i prostownicze z chłodzoną anodą. (G. Jobst i G. Gauswindt, Tel. Ztg. Nr. 45/46, 1927, str. 64). Autorowie ogłaszają ciekawe dane o racjonalności stosowania lamp dużej mocy, chłodzonych wodą. Zalecą lamp większej mocy zamiast większej ilości równoległe połączonych mniejszych lamp, jest przede wszystkim uproszczenie aparatury, następnie zaś zmniejszenie pojemności siatka-katoda w układzie, co jest bardzo doniosłe w urządzeniach krótkofalowych. Również pod względem kosztów pomijając tańszą aparaturę lampy chłodzone wodą posiadają dla urządzeń większej mocy przewagę nad małymi lampami o chłodzeniu powietrznym. Poniższe tabele porównawcze są pod tym względem bardzo pouczające.

I. Koszty kompletu lamp dla 20 KW, wielkiej częstotliwości przy napięciu 10 KV.

¹⁾ H. Barkhausen. Elektronen — Röhren I Band. str. 57.

A. Lampy nadawcze.

Typ	Chłodzone wodą		Chłodzone powietrzem	
	RS 225	RS 224	RS 203	RS 47
Moc w 1 lampie	20 KW	10 KW	5 KW	1 KW
Koszt nabycia	1	1,7	2,7	4,9

B. Prostowniki.

Typ	Chłodz. woda	Chłodz. pow.
	RG 221	RG 44
IA w 1 lampie	1,5A	0,2A
Koszt nabycia	1	3,75

II. Pojemność wejściowa przy 20 KW.

Typ	Moc KW	CSK cm 1 lampy	Liczba lamp na 20 KW	CSK cm przy 20 KW
Chł. pow.	—	—	—	—
RS 47	1,0	20	20	400
RS 15	1,5	22	13 — 14	290
RS 207	1,5	24	13 — 14	320
RS 215	1,8	26	11 — 12	290
RS 53	2,5	22	8	176
RS 203	5,0	30	4	120
Chł. wodą	—	—	—	—
RS 224	10	38	2	76
RS 225	20	47	1	47

III. Zastawianie lamp chłodz. wodą.

	Zastosowanie	Zalety	Wady
Tylko lampa chłodz. wodą może być użyta.	a) Nadajniki długofalowe ponad 10 KW mocy maksymalnej	Ekonomia i brak drgań lokalnych ze względu na prostą budowę	
	b) Nadajniki krótkofalowe ponad 5 KW mocy maksymalnej	Zastosowanie lamp szklanych niemożliwe ze względu na znaczne pojemności i małą sprawność	
Lampy chłodzone wodą są niecelowe	Nadajniki długofalowe poniżej 10 KW		Komplikacja z powodu niepotrzebnych urządzeń chłodzących.

Kr.

Przesyłanie fotografii i listów za pomocą radjografji.

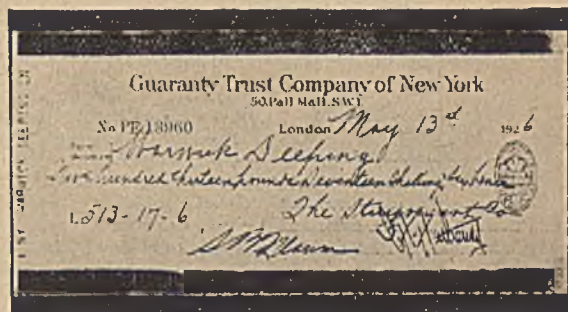
(Fotoradjo).

Powodzenie pierwszego handlowego urządzenia tego rodzaju.

Przesyłanie fotoradjogramów funkcjonujące od maja 1926 między Londynem i New York'iem osiągnęło powodzenie dosyć znaczne. W roku 1927 na Boże Narodzenie za pomocą tej metody było przesłanem ok. 300 pocztówek z życzeniami świątecznymi,

Urządzenie tego rodzaju jest bardzo pewnym i przesyłanie obrazki czy to w formie rysunków kreskowych, czy też w formie półtonów, posiadają bardzo dużą dokładność. Z obrazka który ma być przesłany, robi się najpierw przezroczysta klisza, którą obiega promień świetlny, padający po przejściu przez kliszę na komórkę światłoczułą. Zmiany natężenia prądu, w ten sposób, działają na nadajnik, który wysyła (telegrafuje) dany obrazek.

Powyzsza metoda osiągnęła takie powodzenie, że niektóre sfery handlowe stale korzystają z tego sposobu, przesyłając ogłoszenia, plakaty, mody i t. p. za pomocą fotoradjo. Obecnie przesyła się przez ocean nowe obrazy, portrety, fotografie, nowe mody, podpisy żądane przez banki i prawników, plany architektoniczne, rysunki techniczne, a nawet ogłoszenia i powinszowania świąteczne i noworoczne: przesyłanie to odbywa się prędko, efektywnie i dokładnie. Nie-



Rys. 1.

długo po otwarciu pierwszej linii komunikacyjnej tego rodzaju między Londynem i New York'iem została otwarta druga linia między San - Francisco i Honolulu, w ten sposób cała Europa przez Londyn, New York i Stany Zjednoczone ma możliwość fotoradjowej komunikacji z Dalekim Wschodem. Bardzo często zdarzało się, że fotografie i rysunki wykonane w Europie (na kontynencie) były wysyłane aeroplanem do Londynu i stamtąd transmitowane przez radio do New York'u zjawiając się na drugi dzień w dziennikach amerykańskich.

Na skutek powodzenia dotychczasowego systemu fotoradjowego pracującego jednak na falach długich i obsługiwane z jednej strony przez T-wo Marconi (stacja w Carnarvon) z drugiej przez T-wo Radiocorporation of America (New York), T-wo Marconi podjęło szereg prób i osiągnęło doskonałe rezultaty stosując krótkie fale i system „beam'owy”. W niedługim czasie system ten będzie opracowanym całkowicie (z punktu widzenia handlowego) i da możliwość znacznie szybszego przesyłania obrazów niż dotychczas słowosowany system długofalowy. Przewiduje się, że system tego rodzaju dzięki nadzwyczajnej szybkości nadawania, zastąpi system telegrafowania znakami Morse, używany dotychczas. W ten sposób depeze, gazety i inne tego rodzaju pisma będą mogły być przesyłane drogą fotoradjową ze znaczną szybkością i będą dostarczane odbiorcy w tej samej postaci w jakiej zostały wysłane.

Rozwijając system beam'owy o dużej szybkości nadawania, oraz nowy sposób nadawania fotoradjowego T-wo Marco-

dzaju. Następnie znacznie skróci się czas nadawania i nakoniec (a to może jest najważniejsze) będą uniknięte wszelkie

Milano -- Mercoledì, 14 Maggio 1927

ERE DE

Italia e Colonie, cont.

Le pubblicazioni che il **CORRIERE DELLA SERA** offre a
La Domenica del Corriere } **Corriere dei Piccoli** } **La Lettura**
 settimanale illustr. a colori } settimanale illustr. a colori } rivista mensile illustr.

I telefoni del Corriere della Sera portano i numeri 65.841, 65.842, 65.8

Spunti polemici a Ginevra sui risultati dell'economia sovietica

(Per telefono dal nostro inviato)

Ginevra, 10 maggio, notte

(g. c.) La conferenza economica di Ginevra non è una conferenza diplomatica che prenda impegni che legano i diversi Stati. È, come è stato notato più volte, una grande conferenza, non tanto per scoprire i rimedi ai mali economici da cui il mondo, e specialmente l'Europa, si sentono afflitti, quanto per mettersi d'accordo sulla vera natura di questi mali.

Siccome, fortunatamente, il malato non è in agonia, anzi si constata che, tutto sommato, certi sintomi paurosi scomparsi subito dopo in guerra sono svaniti, i medici del consulto hanno tutto il tempo per studiare, parlare e anche per ripetere ciò che già detto. Perciò i lettori lontani possono benissimo ignorare la lunga lista di tutti coloro che ogni giorno parlano: è stato fissato che in massima nessuno parli più di un quarto d'ora nelle tre Commissioni, due delle quali sono già suddivise in altre tre sotto-commissioni.

Qualche elemento polemico è apparso oggi in grazia dei delegati sovietici. Questi da una parte vogliono convincere la Conferenza che la Russia merita di essere aiutata a produrre di più; dall'altra vogliono dimostrare che con il sistema sovietico il loro Paese non sta peggio, ma possibilmente meglio dei Paesi capitalisti. Il curioso è che i rappresentanti della Terza Internazionale, mentre accusano quelli della Seconda di avere fatto causa comune con i borghesi, sono confutati con argomenti non diversi tanto dai rappresentanti socialisti quanto dai rappresentanti degli industriali.

Con oggi il delegato sovietico Lepse ha trovato un confutatore tanto in Jouhaux, quanto nell'on. Olivetti, che parlava per la Camera di commercio internazionale. L'argomentazione di quest'ultimo è stata molto efficace. Egli ha osservato, noi dell'Europa occidentale abbiamo potuto constatare che i nostri Paesi non insieme hanno raggiunto di nuovo la produzione di prima della guerra. Invece l'Unione delle Repubbliche sovietiche confessa di aver raggiunto solo l'80 per cento in tutto, e appena il 40 per cento nella produzione industriale. E ancora, sempre per confessione dei Sovieti, la produzione russa ha avuto una molto relativa prosperità, solo in quanto si è ricostruita una piccola proprietà. Dunque, il comunismo puro dà risultati economici assai poco incoraggianti.

Nel suo discorso l'on. Olivetti è ritornato sul problema della razionalizzazione, avvertendo che in Europa questa non può essere condotta sul sistema americano. Gli Americani possono semplificare certi procedimenti industriali senza tenere che la loro mano d'opera resti disoccupata, tanto sono le risorse naturali del loro Paese in confronto della popolazione, ma in Europa specialmente gli Italiani non possono pensare alla razionalizzazione senza tener conto anche del problema demografico.

Sono idee queste già chiarite più volte, ma sulle quali si deve insistere perché, se la Conferenza economica vuole essere una Conferenza utile di propaganda, deve prima di tutto convincere reciprocamente i delegati. Ritornando a casa, gioverà che tutti sappiano quello che può convenire meglio all'economia generale, ma anche che ciascuno conosca meglio di prima la realtà viva degli altri e i bisogni di ciascuno.

Rys. 2.

nięgo wykazało znowu swoją wielką rolę pioniera ruchu radjowego, stale ożywionego duchem twórczym i postępowym.

Zalety nowego systemu są zupełnie jasne. W pierwszym rzędzie nastąpi zmniejszenie kosztu depeza wszelkiego ro-

błądy i skażenia podczas nadawania, ponieważ odebrana depeza będzie dokładną fotografią nadanej.

Rys. 1 przedstawia odbitkę z radjogramu nadanego na fali długiej, a rys. 2 — na fali krótkiej.

J. Pl.