

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XIV.

1 Grudnia 1936 r.

Zeszyt 23—24

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

Zasady konstrukcyjne lamp katodowych nowych typów*)

Les principes de la construction de lampes électroniques à émission secondaire

Dr. Witold Majewski

Państwowy Instytut Telekomunikacyjny

II. Multiplikator Zworykina⁵⁾.

Opis tej nowej lampy został już podany w Przeglądzie Radiotechnicznym (8), wobec czego ograniczamy się poniżej do rozpatrzenia kilku specjalnych zagadnień, związanych z jej konstrukcją.

a. **Obliczenie ilości płytek multiplikatora.** Po ustaleniu rodzaju używanych płytek, dających dużą wtórną emisję elektronową, drugim ważnym zagadnieniem dla konstruktora jest ustalenie dla danego całkowitego napięcia na multiplikatorze (V) najkorzystniejszej ilości płytek (n). Przyczem kierować się on będzie chęcią uzyskania najekonomiczniejszej lampy, miarą czego jest wielkość uzyskiwanego prądu na jeden wat mocy elektronów pierwotnych (W), oraz największego wzmocnienia foto-prądu w lampie ($G = \frac{I_n}{I_0}$)⁶⁾.

Pierwszy warunek wymaga spełnienia zależności

$$\frac{d\delta}{dV_0} = \frac{\delta}{V_0} \dots \dots \dots (4)^6)$$

drugi zaś:

$$\frac{d\delta}{dV_0} = \frac{\delta}{V_0} \cdot \ln \delta \dots \dots \dots (5)^6)$$

Wzory 4 i 5 pozwalają nam obliczyć najkorzystniejszą różnicę potencjałów (V_0), przypadającą na jeden stopień multiplikatora. Jest ona jak widać ze wzorów niezależna od całkowitego napięcia (V). Wobec tego, że jest nam nieznanne wyrażenie matematyczne, określające zależność współczynnika wtórnej emisji (δ) od prędkości elektronów bombardujących (V_0), musimy szukać rozwiązań równań 4 i 5 na drodze wykresowej. Zależności $\delta = f(V)$ wyznaczamy doświadczalnie (por. rys. 1). Z krzywej tej dla każdego V_0 wyznaczamy $\frac{d\delta}{dV_0}$ i δ oraz wykreślamy funkcje

$$\varphi_1(V_0) = V_0 \cdot \frac{d\delta}{dV_0} \dots \dots \dots (4a)$$

$$\varphi_2(V_0) = \frac{V_0}{\ln \delta} \cdot \frac{d\delta}{dV_0} \dots \dots \dots (5a)$$

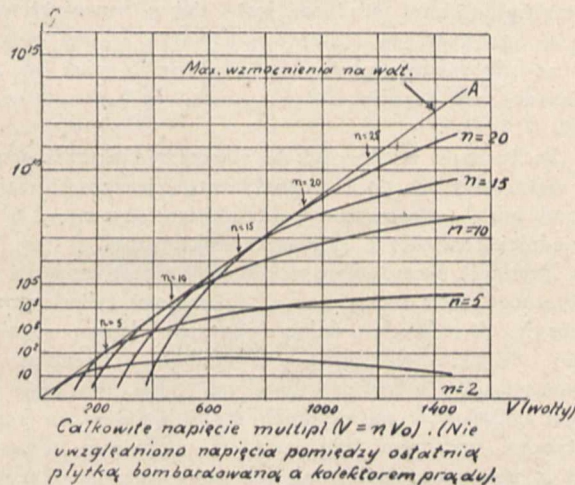
Punkty przecięcia tych krzywych z krzywą $\delta = f(V_0)$ określą nam szukane wartości. Ze wzorów 4 i 5 widać, że w przypadku, gdy $\ln \delta = 1$ spełnione są oba warunki dla

*) Ciąg dalszy artykułu do str. 132 „Przeglądu Radiotechnicznego”. W poprzednim numerze opuszczono pod nazwiskiem autora: „Państwowy Instytut Telekomunikacyjny”.

⁵⁾ Bibliogr. (1), (2), (11) i (17). W 1935 r. była ogłoszona praca Jams'a i Salzberg'a (15), współpracowników laboratorium badań RCA, o wykorzystaniu wtórnej emisji w komórce fotoelektrycznej, dla wzmacniania prądów foto.

⁶⁾ I_n — natężenie prądu, uzyskanego z n -ej płytki; I_0 — natężenie strumienia elektronów bombardujących pierwszą płytkę (foto-prąd katody), V_0 — różnica potencjałów, przypadająca na jeden stopień multiplikatora; $V = n V_0$, \ln — logarytm naturalny.

tej samej wartości V_0 , to znaczy, iż lampa, dając maksymalne wzmocnienie na jeden wolt, jednocześnie będzie najekonomiczniejszą. W przybliżeniu ma to miejsce dla płytek Cs-CsO-Ag, używanych przez Zworykina (1), przyczem okazuje się, iż najkorzystniejsze napięcie na jeden stopień lampy wynosi 40 — 50 V. Na rys. 5 przedstawiono rodzinę krzywych, dającą całkowite wzmocnienie (G) w funkcji całkowitego napięcia (V) na multiplikatorze przy różnych ilościach płytek (n), w lampie. Na rys. tym jest jednocześnie zaznaczona krzywa (rys. 5 krz. A), określająca ma-



Rys. 5.

ksymalne wzmocnienie (G_{\max}) w funkcji całkowitego napięcia. Rozpatrzenie tych krzywych pozwala dla każdego napięcia (V) określić najkorzystniejszą ilość płytek.

b. **Górna granica wzmocnienia uzyskiwanego w multiplikatorze.** Stopień wzmocnienia w tych lampach jest ograniczony przez wielkość natężenia powstającego w nich szumu. Szum ten wywołany jest w pierwszym rzędzie przez statyczne fluktuacje prądu elektronowego wewnątrz lampy.

Zworykin Morton i Malter (1) zakładają, że: 1^o Przy emisji z płytek elektronów wtórnych występuje, podobnie jak i przy emisji elektronów z katod żarowych efekt śrutowy (smal-shot-effect, Schroteneffekt)⁷⁾, przyczem średnia wartość kwadratu wahań prądu (i^2) dana jest przez wzór $i^2 = K \cdot I \cdot 2^0$). Szum wywołany wskutek wahań prądu, emitowanego przez płytki multiplikatora, jest wzmacniany w tym samym stopniu co i sygnał (t. j. δ^n razy — n ilość płytek multiplikatora), nie zależnie od numeru płytki emitującej. Równoznaczną hipotezą byłoby założenie, że wahań prądu emitowanego przez daną płytkę są wzmac-

⁷⁾ Porówn. bibl. (18).

niane proporcjonalnie do kwadratu wzmocnienia, odpowiadającego jej numerowi. Oznaczając natężenie prądu z fotokatody przez I_0 , przez k zaś współczynnik modulacji, otrzymamy na natężenie sygnału wyrażenie: $i_s = k I_0$. Jego stosunek do szumu dany będzie przez wzór:

$$S_m^2 = \frac{i_s^2}{i_n^2} = \frac{k^2 I_0}{K} \cdot \frac{\delta - 1}{\delta} = S^2 \cdot \frac{\delta - 1}{\delta}$$

Skąd wynika, że dla dużych δ stosunek natężenia sygnału do natężenia szumu w lampie będzie określony przez efekt śrutowy prądu fotoelektrycznego⁸⁾ [1, 2]. Autorzy zaznaczają dalej, że przyczynami szumów w lampie mogą być poza tym: ogrzanie się płytek (termoemisja elektronów) oraz emisja jonów dodatnich. Wpływ obu tych czynników można znacznie zmniejszyć przez zachowanie odpowiednich warunków ostrożności.

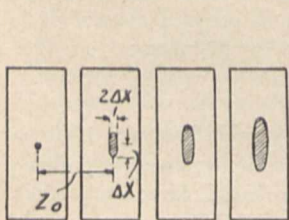
Uzyskiwany stosunek natężenia sygnału do szumu w multiplikatorze elektronowym jest 60 do 200 razy większy, niż w zwykłych lampowych wzmacniaczach.

c. **Czułość multiplikatora** w zależności od częstotliwości jest w dużych granicach stała, poczynając od bardzo niskich (dochodząc do prądu stałego), aż do kilkuset megacykli. Wartość górnej granicy częstotliwości zależy od czasu przebiegu elektronów pomiędzy płytkami oraz czasu wtórnej emisji⁹⁾.

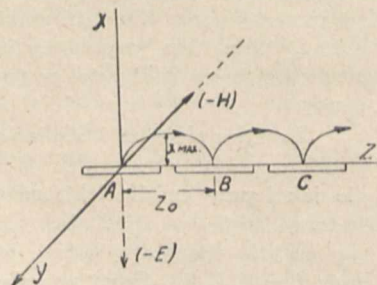
d. **Ogniskowanie i skierowywanie wiązek elektronów w multiplikatorze.** Ważnym jest dobre zaprojektowanie układu ogniskującego i skierowującego wiązki elektronów na odpowiednią płytkę. Zagadnienie to musi być rozwiązywane na gruncie optyki geometrycznej elektronów [1, 2, 7 i 11].

Są tu dwie możliwości: α . stosowanie skrzyżowanych pól elektrostatycznego i magnetycznego (soczewki magnetyczne) lub β . stosowanie pola elektrostatycznego o odpowiedniej konfiguracji (soczewki elektryczne).

Działanie skrzyżowanych pól elektrostatycznego i magnetycznego jest analogiczne do działania cylindrycznych soczewek świetlnych, dając znacznie lepsze ogniskowanie wiązki elektronów w jednym kierunku, niż w kierunku do niego prostopadłym. Wskutek tego ślad wiązki elektronów na płytce multiplikatora ma kształt eliptyczny, przyczem jego rozmiary stopniowo wzrastają wraz z numerem płytki, tak jak to wskazano na rys. 6. Przy projektowaniu tego układu należy więc ustalić odległości pomiędzy płytkami oraz ich rozmiary, które powinny być większe od poprzecznego przekroju wiązki elektronów, gdyż w przeciwnym razie część elektronów wiązki nie trafiłaby w płytkę multiplikatora, wskutek czego mielibyśmy przy zwiększaniu liczby płytek nie wzmocnienie a osłabienie uzyskiwanego natężenia prądu.



Rys. 6.



Rys. 7.

Sprawa obliczenia torów elektronów w multiplikatorze natrafia naogół na duże trudności matematyczne. Wywołane jest to tem, iż charakter pola elektrycznego w multiplikatorze jest dość skomplikowany i trudny do ścisłego określenia. Pewne wskazówki otrzymuje się, przeprowadzając rachunki przybliżone przy założeniu, że pola elektryczne i magnetyczne są stałe oraz, iż posiadają jedną tylko składową: pole elektryczne wzdłuż osi X, pole magnetyczne wzdłuż osi Y (rys. 7). Zakładając dalej, iż elektrony posiadają prędkość wyjściową v_0 , otrzymujemy następujące równania, określające tory elektronów:

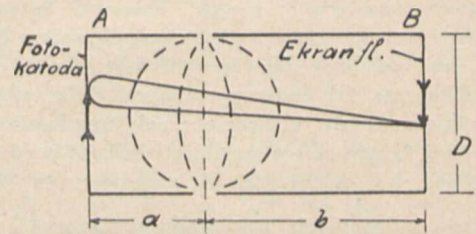
$$x = \beta_1 - \frac{v_{oz}}{\alpha} - \beta_2 \cos(\alpha t + \theta) \dots (6a)^{10}$$

$$y = v_{oy} \cdot t \dots (6b)$$

$$z = \frac{E}{H} t + \frac{v_{ox}}{\alpha} - \beta_2 \sin(\alpha t + \theta) \dots (6c)$$

Wychodząc z nich możemy uzyskać pewne przybliżone wskazówki, co do interesującego nas przebiegu śladu wiązki elektronowej na płaszczyźnie ZOY¹¹⁾.

W drugim przypadku w multiplikatorze używa się soczewek elektrycznych (7), które składają się z dwóch cylindrów (rys. 8) A i B, posiadających różne potencjały



$$\alpha \approx \frac{2}{3} D; \beta \approx \frac{4}{3} D; m=1.$$

Rys. 8.

względem fotokatody. Pole elektryczne, wytwarzające się pomiędzy nimi, (linje ekwipotencjalne pola są zaznaczone na rysunku linjami kreskowanymi) odgrywa tu rolę analogiczną do soczewki w optyce. Na rysunku wskazano bieg

$$^{10)} \alpha = \gamma H; \beta_1 = \frac{E}{\gamma H^2}; \beta_2 = \sqrt{\left(\frac{E}{\gamma H^2} - \frac{v_{oz}}{\gamma H}\right)^2 + \left(\frac{v_{ox}}{\gamma H}\right)^2};$$

$$\text{tg } \theta = \frac{v_{ox}}{E/H - v_{oz}}$$

E — natężenie pola elektrycznego skierowane równoległe do ujemnej osi x . H natężenie pola magnetycznego skierowane równoległe do ujemnej osi Y (rys. 7).

¹¹⁾ W tym celu szukamy czasu, po upływie którego, licząc od chwili wyemitowania elektronu z punktu 0, dobiegnie on do płaszczyzny ZOY (płytkę B na rys. 7). Czas ten

znajdujemy z równania $x = \beta_1 - \frac{v_{oz}}{\alpha} - \beta_2 \cos(\alpha t + \theta) = 0$.

Równanie to daje nam dwa rozwiązania: $t_1 = \frac{2\pi}{\alpha}$ oraz $t_2 = \frac{1}{\alpha} \left(2\pi - 2 \arccos \frac{v_{ox}}{H - v_{oz}} \right)$; gdy $v_{oz} > 0$ to $t_2 < t_1$ i wtedy

t_2 określa nam czas, w ciągu którego elektrony dobiegają do płytki B. Wtedy otrzymujemy:

$$\frac{\Delta Z}{Z_0} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{v_{ox}}{\alpha \beta_1} - \theta \right)$$

$$\frac{\Delta Y}{Z_0} = \frac{H}{E} v_{oy}$$

$$\frac{X_{\max}}{Z_0} = \frac{\beta_1 + \beta_2 - \left(\frac{v_{oz}}{\alpha}\right)}{2\pi \beta_1}$$

We wzorze 18, podanym w pracy Zworykina, Mortona i Maltera (1) na str. 365, należy w mianowniku usunąć „2”, zaś we wzorze 19 dodać w mianowniku β_1 , jak to zostało wyjaśnione w mej korespondencji z p. Dr. Zworykinem (list Dr. Zworykina z d. 6 lipca 1936).

⁸⁾ „...the signal-to-noise ratio obtainable from these multipliers is practically determined by the shot effect in the original photo electric current”.

⁹⁾ Zazwyczaj przyjmuje się, iż czas ten równa się zeru t. zn. że wtórna emisja elektronów następuje w chwili zderzenia się elektronu pierwotnego z powierzchnią.

dwóch promieni elektronowych. Powiększenie obrazu uzyskiwanego zapomocą takiego układu jest dane według Zworykina przez wzór:

$$m = \frac{b}{2a} \dots \dots \dots (7)$$

Powiększenie obrazu w multiplikatorze powinno być rzędu jedności. Zworykin podaje, że najlepsze rezultaty uzyskano, przyjmując wymiary cylindrów, określone przez następujące zależności:

$$a + b = 2D \dots \dots \dots (8a)$$

$$a = \frac{2D}{3} \dots \dots \dots (8b)$$

$$b = \frac{4D}{3} \dots \dots \dots (8c)$$

gdzie D oznacza średnicę cylindra (rys. 8). Wymiary te są tylko przybliżone, w rzeczywistości będą one zależęły jeszcze od szerokości szpary pomiędzy cylindrami. Poza tym przy projektowaniu należy wziąć jeszcze pod uwagę występowanie w tych układach aberacji sferycznej i chromatycznej.

e. Górna granica uzyskiwanej mocy na wyjściu multiplikatora jest wyznaczona przez wartość energii, która, przy bombardowaniu płytek elektronami, zamienia się na ciepło, powodując wzrost temperatury, co jest połączone z niebezpieczeństwem uszkodzenia warstw emitujących. W związku z tem jest ograniczoną również i ilość płytek emitujących elektrony w multiplikatorze. Dotychczas nie ustalono jeszcze doświadczalnie górnej granicy ich ilości. Budowano już multiplikatory, posiadające do 12 płytek.

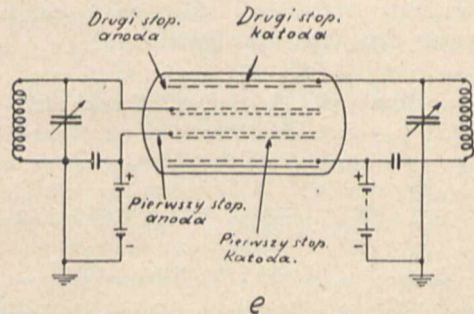
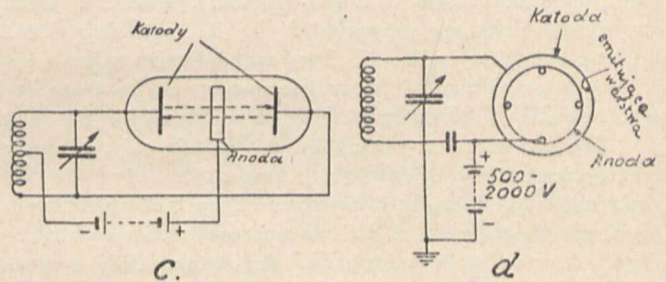
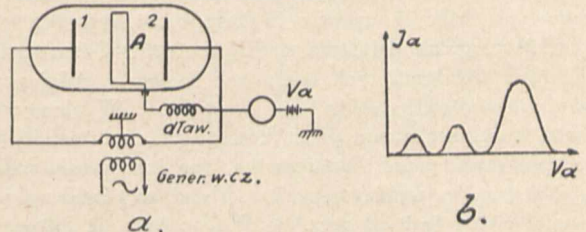
f. Powstawanie oscylacji w multiplikatorze magnetycznym. Gdy multiplikator daje bardzo duże wzmocnienia, oraz gdy na wyjściu załączony jest duży opór, to w lampie mogą zostać wzbudzone oscylacje. Unika się tego przez umieszczenie siatki przed płytką kolektorem. Siatka odgrywa rolę ekranu elektrostatycznego, uniemożliwiającego oddziaływanie zmian potencjału kolektora na potencjały poprzedzających płytek multiplikatora.

II. Multiplikator Farnswortha.

Moce użyteczne, jakie można uzyskać w multiplikatorze typu Zworykina są naogół niewielkie (rzędu watów), co spowodowane jest tem, iż używane warstwy emitujące elektrony (Cs-CsO-Ag) łatwo ulegają zniszczeniu tak wskutek wzrostu temperatury, jak i bombardowania jonami dodatnimi. Farnsworth'owi udało się otrzymać warstwy emitujące, wytrzymujące bez szkody temperaturę do 1000°C i posiadające większy współczynnik emisji wtórnej, niż płytki czesowe. Dzięki temu mógł on zbudować multiplikatory, dające stosunkowo duże moce użyteczne, dochodzące do 4 kilowatów (4).

Zagadnienie konstrukcji multiplikatora rozwiązał Farnsworth w sposób odmienny nieco od Zworykina. Zasadniczy pomysł jego polega na tem, iż elektrony, biegnące tam i z powrotem pomiędzy dwiema katodami, wybijają z nich elektrony wtórne, wskutek czego początkowo niewielka liczba elektronów w lampie, uzyskana na drodze fotoelektrycznej, bardzo znacznie wzrasta. Ideowy schemat takiego multiplikatora wskazano na rysunku 9a. Lampa posiada dwie katody 1 i 2 o dużym współczynniku wtórnej emisji, jedna z nich poza tem jest uczulona na działanie światła. Są one wmontowane naprzeciwko siebie w odległości kilku cm w rurze, posiadającej dobrą próżnię. Pomiedzy płytkami załącza się zmienne pole elektryczne o częstotliwości rzędu 50.10⁶ cykli. Pomiedzy katodami jest ustawiona anoda cylindryczna, która posiada stały potencjał dodatni w stosunku do średniej wartości zmiennego pola elektrycz-

nego. Na rurę nasunięta jest cewka (nie pokazana na rys. 9a), która wytwarza pole skierowane prostopadle do płytek. Rolą tego pola jest soczewkowe działanie w stosunku do elektronów emitowanych z katod (por. (7) str. 70) dla uniemożliwienia ich przedwczesnego wychwytywania przez anodę. Mierzac prąd anodowy (I_a) w funkcji napięcia anodowego (V_a) Farnsworth uzyskał krzywą wskazaną na rys. 9b. Jak widać z tej krzywej dla pewnych napięć na anodzie występują zupełnie wyraźne maksima. Farnsworth podaje następujące tłumaczenie tego faktu: Foteoelektron, wybiegający z płytki 1 w chwili, gdy jej potencjał równa



Rys. 9.

się zeru, zostaje przyciągnięty przez płytkę 2, posiadającą potencjał dodatni. Jeżeli elektron dobiega do niej w chwili, gdy znaki potencjałów na płytkach ulegają zmianie to wybite z powierzchni płytki 2 elektrony wtórne zostaną przyciągnięte przez płytkę 1 itd. W ten sposób ilość elektronów stale wzrasta, aż do powstania w lampie odpowiedniego ładunku przestrzennego (chmury elektronów), uniemożliwiającego dalszy jej wzrost. W stanie równowagi ilość elektronów, wychwytywanych przez anodę, jest kompensowana przez wydzielanie się nowych elektronów wtórnych na katodach. W ten sposób początkowy prąd fotoelektryczny zostaje jakby uwielokrotniony, przyczem jego zwiększenie może dochodzić do 10⁶ razy. Zmienne napięcie na płytkach 1 i 2 można uzyskać włączając pomiędzy obie te płytki odpowiednio dostrojony obwód oscylacyjny (rys. 9c), w którym powstają drgania dużej częstotliwości.

Dla uniknięcia konieczności stosowania pola magnetycznego można skonstruować lampę tak jak wskazano na rys. 9d. Katoda ma kształt cylindra, pokrytego wewnątrz warstwą substancji emitującej elektrony; anoda ma kształt spirali podobnej do siatek używanych w zwykłych lampach trój elektrodowych. Elektrony, wybiegające z jakiegoś punktu katody, przebiegają przez oczka anody, bombardując

katodę w punkcie przeciwnym, gdzie wywołują powstanie wtórnej emisji itd.

W lampie takiej konstrukcji Farnsworth umieszczał jeszcze wzdłuż osi cylindra dodatkową katodę żarzoną prądem elektrycznym, powiększając w ten sposób ilość elektronów w lampie.

Lampy tego typu mogą być użyte również jako generatory. Zapomocą nich udało się uzyskać oscylacje o częstotliwościach od 10 kilocykli (3000 m) do 300 megacykli (1 m). Poza tym mogą być one stosowane również i do wzmacniania prądów zmiennych, podobnie jak zwykłe lampy trójelektrodowe. W tym celu używa się lamp dwustopniowych, których schemat wskazano na rys. 9e.

a. Mechanizm działania multiplikatorów Farnswortha.

Mechanizm działania tych lamp jest znacznie mniej przejrzysty, niż multiplikatorów typu Zworykina. W objaśnieniu sposobu uwielokrotniania początkowego prądu fotoelektrycznego, podanym przez Farnswortha, nie jest uwidoczniiona rola elektronów, wybiegających z płytki w chwili, gdy jej potencjał różny jest od zera¹²⁾. Wobec tego, iż fotoemisja elektronów jest ciągła w czasie, zachodzi pytanie w jakim stopniu te elektrony przyczyniają się do uwielokrotnienia liczby elektronów w lampie. Tem zagadnieniem zajmują się w niedawno ogłoszonej pracy pracownicy Badawczego Instytutu AEG (3) Henneberg, Orthuber i Stendel.

Dla uproszczenia rachunków zaniedbują oni stałe pole elektryczne anody cylindrycznej oraz prędkości wyjściowe elektronów tak foto jak i wtórnych. Przy tych założeniach elektrony biegną wzdłuż linii sił zmiennego pola elektrycznego, skierowanych prostopadle do płytek. Pole magnetyczne, skierowane równoległe do pola elektrycznego, nie wpływa na ruch elektronów. Zakładając, że natężenie pola elektrycznego dane jest przez wzór:

$$E = E_0 \sin \omega t \dots \dots \dots (9)$$

oraz, iż elektron wybiega z płytki 1 w chwili, gdy faza pola wynosi $\varphi = \omega t_0$ ¹³⁾ otrzymujemy następujące wzory, określające nam prędkości elektronów oraz ich drogę

$$v = \frac{e E_0}{m \omega} (\cos \varphi - \cos \omega t) = \gamma \frac{E_0}{\omega} (\cos \varphi - \cos \omega t) \quad (10)$$

$$z = \frac{e E_0}{m \omega^2} [(\omega t - \varphi) \cos \varphi - \sin \omega t + \sin \varphi] \dots \dots (11)$$

Zakładamy dalej, iż odległość pomiędzy płytkami (d) lub pulsacja (ω) zmian napięcia na płytkach są tak dobrane, iż elektron, wybiegający z płytki 1 w chwili, gdy faza pola (φ) równa się zeru lub całkowitej wielokrotności 2π , dobiega do płytki 2 w momencie, gdy jej potencjał zmienia swój znak¹⁴⁾, to znaczy, że czas przebiegu elektronu pomiędzy płytkami wynosi:

$$t = \frac{1}{2} T = \frac{2\pi}{2\omega} \dots \dots \dots (12)$$

Uwzględniając dalej zależność 11 znajdziemy, iż pomiędzy odległością między płytkami (d), a pulsacją (ω) zmian potencjału istnieje związek dany przez wzór:

$$z \Big|_{\varphi=0}^{t=\pi/\omega} = d = \gamma \cdot \frac{\pi E_0}{\omega^2} \dots \dots (12a)^{14)}$$

¹²⁾ Takie elektrony nazywać będziemy niżej elektronami przesuniętymi w fazie lub elektronami o fazie φ .

¹³⁾ Tak dobrane wartości E_0 i ω będziemy nazywać wartościami rezonansowymi danego multiplikatora, oraz oznaczać je przez E_{or} i ω_r .

¹⁴⁾ Uważając E_0 i ω za zmienne, widzimy ze wzoru 12a, iż dla danej odległości (d) pomiędzy płytkami multiplikatora można dobrać odpowiednio wartości $E_0 = E_{or}$ i $\omega = \omega_r$, w ten sposób, aby elektron przebiegał tę odległość w ciągu pół okresu. Wartości te E_{or} i ω_r dla danej odległości d będziemy dalej nazywać wartościami rezonansowymi.

Uwzględniając 12a możemy z równ. 11 obliczyć czas (t_φ), w ciągu którego elektron o fazie φ względem pola elektrycznego przebiega odległość między płytkami. Czas ten znajdziemy z równania:

$$z_{t_\varphi} = d \dots \dots \dots (13)$$

lub

$$(\omega t_\varphi - \varphi) \cos \varphi + \sin \varphi - \pi = \sin \omega t_\varphi \dots \dots (13a)$$

Oznaczając przez ψ fazę elektronu, dobiegającego do płytki 2 w stosunku do napięcia na niej, mamy zależność:

$$\psi = \omega t_\varphi - \pi \dots \dots \dots (14)$$

Uwzględniając zaś zależność 13 znajdujemy wartość ψ w funkcji przesunięcia w fazie (φ) elektronu w chwili startu:

$$(\psi - \varphi) \cos \varphi + \sin \varphi - \pi (1 - \cos \varphi) = \sin (\pi + \psi). \quad (14a)$$

Rozwiązanie tego równania można otrzymać na drodze graficznej, szukając punktu przecięcia dla różnych wartości φ dwóch funkcji (rys. 10a).

$$y(\psi) = (\psi - \varphi) \cos \varphi + \sin \varphi - \pi (1 - \cos \varphi) \quad (15a)$$

$$y(\psi) = \sin (\pi + \psi) \dots \dots \dots (15b)$$

Stąd możemy już z łatwością wykreślić zmiany fazy ψ w funkcji fazy początkowej φ (rys. 10b — Krzywa A). Z rysunku widzimy, że gdy $\varphi \leq 65^\circ$ to $\psi \leq \varphi$, to znaczy, iż w tym przypadku przesunięcie w fazie elektronu względem napięcia jest mniejsze w chwili zderzenia elektronu z płytką 2, a więc i wybite przez niego elektrony wtórne posiadać będą fazę mniejszą od pierwotnych. W ten sposób po kilku przebiegach elektronów pomiędzy płytkami ich faza może się stać praktycznie równą zeru. Fazy elektronu nie mogą być mniejsze od zera, gdyż w tym przypadku pole elektryczne w lampie ma taki kierunek, iż działa hamująco na ich ruch, a więc nie zostaną one wtedy wyemitowane przez płytkę. Faza elektronu równa zeru odpowiada równowadze stałej, gdyż przy niewielkim jej zwiększeniu powraca ona po pewnym czasie znów do zera; faz ujemnych elektrony w lampie posiadać nie mogą.

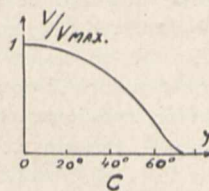
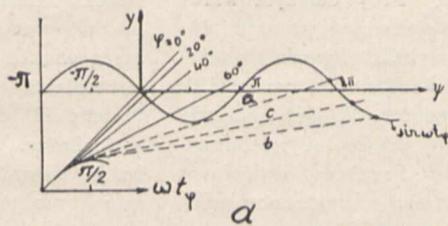
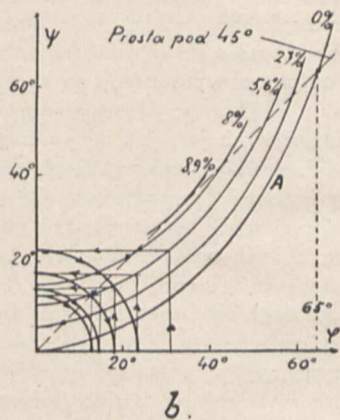
Faza graniczna 65° odpowiada równowadze niestałej, gdyż przy niewielkim jej zmniejszeniu maleje ona stopniowo do zera, zaś przy zwiększeniu wzrasta dalej, aż przeskoczy jeden okres zmiennego napięcia. Powstają tu wtedy trzy możliwości, elektron uzyskuje: 1. fazę ujemną wobec czego nie zostaje wyemitowany, a więc nie bierze udziału w pracy lampy (rys. 10a — prosta a)¹⁵⁾. 2. Fazę dodatnią oraz $> 65^\circ$ (rys. 10a prosta b), udział elektronu może mieć miejsce dopiero w następnym okresie. 3. Fazę $< 65^\circ$ (prosta c — rys. 10a) elektron bierze udział w procesie uwielokrotniania liczby elektronów.

A więc elektrony wtórne, które zostają wyemitowane z fazą $< 65^\circ$, biorą udział w pracy lampy, z fazą $> 65^\circ$ tylko część z nich wchodzi w grę, zaś z fazą < 0 lub $> 90^\circ$ są wyłączone od udziału.

b. Prędkości elektronów w zależności od fazy φ . Jak wiemy współczynnik (δ) wtórnej emisji zależy od prędkości elektronów bombardujących (por. 6, str. 25). Ciekawym jest więc rozpatrzenie jakie energie kinetyczne posiadają elektrony w zależności od fazy wyjściowej φ (Startphase) w chwili zderzenia z płytką 2. Z równania 10, podstawiając odpowiednie czasy przebiegu elektronu dla różnych faz wyjściowych (φ), określonych z rys. 10a, znajdujemy prędkości z jakimi elektrony dobiegają do płytki. Prędkości te

¹⁵⁾ Z rysunku widać, że w tym przypadku wartość ψ , spełniająca równ. 14a (lub układ r. 15a i 15b) jest zawarta w granicach: $\pi < \psi < 2\pi$, zaś ωt_φ w granicach: $2\pi < \omega t_\varphi < 3\pi$. Natężenie pola elektr. będzie wtedy dodatnie ($E > 0$ r. 9) w chwili gdy elektron dobiega do płytki 2, a więc wtórne elektrony nie będą odprowadzane z jej powierzchni.

są wskazane na rys. 10c w funkcji fazy wyjściowej (ψ). Widzimy, że największe prędkości mają elektrony posiadające fazę zero, oraz że prędkości te szybko maleją wraz ze wzrostem fazy. Gdy więc prędkości elektronów pierwotnych o fazie $\psi = 0$, będą tak dobrane, aby odpowiadający im spólcz. wt. emisji (δ) był nieco większy od jedności, to tylko one będą uwielokrotniane.



Rys. 10.

Przy powiększeniu napięcia zmiennego zwiększa się obszar faz, odpowiadający elektronom, biorącym udział w procesie uwielokrotniania.

c. Dostrojenie multiplikatora. Dotychczasowe rozważania ograniczają się do przypadku, gdy pomiędzy amplitudą zmiennego napięcia E_0 pulsacją ω i odległością pomiędzy płytkami d istnieje zależność 12a. Do każdego więc E_0 i d można dobrać pulsację rezonansową ω , w ten sposób aby ruch elektronów był zsynchronizowany ze zmianami pola elektrycznego. Powstaje teraz pytanie, czy zmieniając ω przy stałych wartościach E_0 i d można określić dla elektronów pewne obszary faz wyróżnionych, czy też wtedy w lampie powstaje bezładny ruch elektronów.

W następujących rozważaniach będziemy uwzględniać tylko powiększanie częstotliwości, gdyż dla $\omega < \omega_r$ wtórna emisja zostaje wywołana, gdy znak potencjału na płytkach nie uległ jeszcze zmianie, wskutek czego elektrony wtórne, natrafiając na hamujące pole elektryczne, nie są emitowane. Oznaczając

$$\Delta = \frac{\omega - \omega_r}{\omega_r} (>0) \dots \dots \dots (16)$$

z równań 11, 12a, 14 i 16¹⁰⁾ znajdujemy, że dla $\psi = \psi$ musi być spełniona zależność:

$$2 \sin \psi + \pi \cos \psi = \pi(1 + \Delta)^2 \dots \dots \dots (16a)$$

Skąd mamy:

$$\psi = \Phi + \alpha \dots \dots \dots (17)$$

$$\Phi = \arctg \frac{2}{\pi} = \arccos \frac{\pi}{\sqrt{4 + \pi^2}} \approx 32^{\circ},5 \dots \dots \dots (17a)$$

$$\alpha = \arccos \frac{\pi}{\sqrt{4 + \pi^2}} (1 + \Delta)^2 \dots \dots \dots (17b)$$

Na Φ bierzemy wartość dodatnią, α może być dodatnie lub ujemne. Gdy $\alpha < 0$ uzyskujemy stałą fazę star-

tu $\psi = \psi_s$, gdy $\alpha > 0$ fazę niestalą $\psi = \psi_l$ ¹⁷⁾. Pomiedzy wartościami tych faz istnieje zależność:

$$\psi_s + \psi_l = 2\Phi \dots \dots \dots (18)$$

przyczem ψ_s wzrasta wraz ze wzrostem Δ od zera do Φ , zaś ψ_l maleje od 2Φ do Φ .

Największe rozstrojenie Δ otrzymamy, szukając maksymalnej wartości lewej strony równania 16a. Z łatwego

rachunku wynika, że wtedy α musi być $= 0$, t. j. $\cos \alpha = 1$ a więc $(1 + \Delta)^2 = \sqrt{1 + \frac{4}{\pi^2}}$. skąd znajdziemy, że $\Delta_{\max} = 8,9\%$. Wtedy wartości fazy stałej i niestalej są równe $\psi_s = \psi_l = \Phi = 32^{\circ},5$. Przy większych rozstrojeniach nie uzyskuje się faz, odpowiadających warunkom równowagi, czyli że wtedy ruch elektronów nie może być zsynchronizowany ze zmianami pola elektrycznego. Dopiero gdy rozstrojenie jest tak duże ($\Delta > \sqrt{3} - 1 = 73\%$), że elektrony dobiegają do płytki po upływie $3/2$ okresu istnieje faza równowagi równa $\psi = \psi + 2\pi$. Ten przypadek nie jest jednak ciekawy dla rozpatrywanego zagadnienia. Można również rozpatrywać przypadek, gdy przy stałej częstotliwości ω zmieniamy amplitudę zmiennego napięcia E_0 . Okazuje się, że wtedy odchylenia amplitudy E_0 od wartości danej przez wzór 12a nie mogą przekraczać $\beta = 15\%$ ¹⁸⁾. Gdy $\beta = -66,7\%$ elektrony o fazie zerowej trafiają następną płytkę po upływie $3/2$ okresu.

Stąd widzimy, że zmiany częstotliwości i zmiany amplitudy zmiennego napięcia na płytkach działają podobnie jak ustalone przez Farnswortha zmiany napięcia anodowego (por. rys. 9b).

Górne krzywe na rys. 10b wskazują nam zależności pomiędzy fazą wyjściową elektronu a jego fazą przyścia do przeciwległej płytki w przypadku, gdy rozstrojenie multiplikatora wynosiło 2,7%, 5,6%, 8% i 8,9%. Na rys. pozatem wskazano kolejne zmiany faz elektronów wtórnych, w przypadku gdy faza elektronu pierwotnego wynosiła 30° przy rozstrojeniu multiplikatora, wynoszącym 5,6%. Z rysunku widać, że elektron dobiega do płytki przeciwległej z fazą $22,5^{\circ}$. Elektrony wyemitowane z tą fazą dobiegają do przeciwległej płytki już z fazą 17° . W ten sposób fazy dążą stopniowo do fazy 12° . To samo obserwujemy dla elektronów, wybiegających z początkową fazą mniejszą od 12° . Górne punkty przecięcia linii prostej z krzywymi dają fazy odpowiadające równowadze niestalej. Ze wzrostem

¹⁸⁾ $\beta = \frac{E_0 - E_{or}}{E_{or}}$ z równania 12a można znaleźć, że dodatniemu rozstrojeniu częstotliwości (Δ) jest równoważne rozstrojenie amplitudy, określone przez wzór

$$(1 + \beta) = \frac{1}{(1 + \Delta)^2}$$

¹⁰⁾ Z równań 11 i 12a znajdujemy funkcję, określającą czas przebiegu elektronu pomiędzy płytkami; podstawiając do niej $\omega t = \pi + \psi$ i uwzględniając zależność 16, oraz zakładając $\psi = \psi$ otrzymujemy 16a.

¹⁷⁾ Dla fazy stałej musi istnieć zależność $|\psi - \psi_s| < |\psi - \psi_l|$, dla niestalej zaś $|\psi - \psi_l| > |\psi - \psi_s|$. Rozwijając w szereg Taylora funkcję $\psi = f(\varphi)$ przy uwzględnieniu r. 14a, oraz biorąc tylko pierwsze wyrazy rozwinięcia z łatwością sprawdzimy, że $\alpha < 0$ daje nam fazę stałą zaś $\alpha > 0$ — fazę niestalą.

rozstrojenia zmniejsza się liczba elektronów, będących w stanie równowagi stałej, oraz stała faza wzrasta, dążąc do $32,5^\circ$ (rozstrojenie 8,9%).

A więc przy rozstrojeniu multiplikatora w kierunku wyższych częstotliwości lub mniejszych amplitud obszar faz $0-65^\circ$ elektronów, biorących udział w uwielokrotnianiu prądu, zmniejsza się, wynosząc dla rozstrojenia

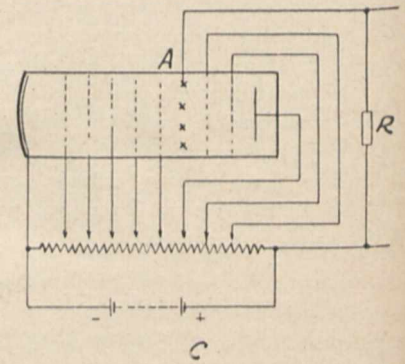
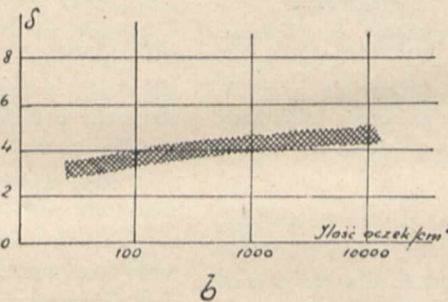
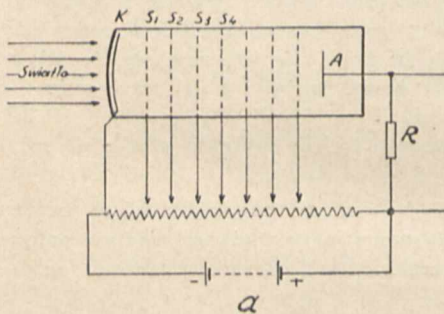
$$\frac{\omega - \omega_r}{\omega_r} = 8,9\% \quad \text{lub} \quad \frac{E_0 - E_{or}}{E_{or}} = -15\%$$

już tylko połowę dawnego obszaru. Przy dalszym wzroście maleje aż do zera. Przy rozstrojeniu w kierunku niższych częstotliwości lub większych amplitud ruch elektronów nie zostaje zsynchronizowany ze zmianami napięcia.

d. Prędkości wyjściowe elektronów. W dotychczasowych rozważaniach zaniedbywaliśmy prędkości wyjściowe tak elektronów foto jak i wtórnych. Prędkości wyjściowe elektronów wtórnych posiadają wartości zawarte pomiędzy 2 i 10 wolt, foto elektrony pomiędzy 1 i 2 V, przy czym częstszymi są prędkości mniejsze. W naszych rozważaniach należałoby uwzględnić normalne składowe tych prędkości. W następstwie tego, czas przebycia odległości (d) pomiędzy płytkami byłby nieco krótszy, niż pół okresu oraz, niektóre elektrony posiadające fazy ujemne mogłyby być emitowane przez płytki. Dla dostatecznie dużych napięć zmiennych odchylenia te są znikomo małe i dlatego mogą być zaniedbane.

IV. Multiplikator typu Weiss'a.

Od końca 1934 roku prowadzone są studia nad budową multiplikatorów w Centralnym Państwowym Instytucie Pocztowym (Reichspostzentralamt) w Niemczech. Opracowany tam typ multiplikatora jest opisany przez Weiss'a (10).



Rys. 11.

Schemat multiplikatora wskazany jest na rys. 11a. Po między fotokatodą K a płytką kolektorem A znajduje się szereg siatek, posiadających coraz to wyższe potencjały. Elektrony, bombardujące te siatki, wywołują wtórną emisję, powodując w ten sposób stopniowy wzrost liczby elektronów. Przy siatkach gęstych (10 000 oczek na cm^2) można uzyskać 4 — 5-krotne zwiększenie prądu na każdy stopień. Wchodzi tu w grę współczynnik zacielenia (Bedeckungsfaktor), który jest określony przez stosunek powierzchni drutów siatki do całkowitej powierzchni siatki. Najdogodniejszą wartością tego współczynnika okazała się wartość 40 — 50%. Na rys. 11b wskazano zależność δ (spółcz. wtórnej emisji) od ilości oczek na cm^2 przy prawie jednakowym spółcz. zacielenia. Na rurę nasuwa się cewkę, wytwarzającą pole magnetyczne, które służy do koncentrowania elektronów. Płytkę — kolektor można też zrobić z rzadkiej siatki (rys. 11c), ustawiając poza nią kilka gęstych siatek, posiadających coraz to mniejsze potencjały. Uzyskuje się w

ten sposób kilkakrotne przejście elektronu poprzez oczka siatki kolektora. Różnica potencjałów pomiędzy kolejnymi siatkami wynosi od 50 do 400 V.

V. Teleskop elektronowy.

Mówiąc o nowych typach lamp katodowych nie można pominąć opracowanego przez Zworykina teleskopu elektronowego, zapomocą którego mamy możliwość uzyskania za pomocą układu optycznego obrazu jakiegoś przedmiotu czy widoku zamienić na obraz, wytworzony na ekranie fluoryzującym przez wiązkę elektronów. Uzyskiwanie obrazu za pomocą wiązek elektronowych jest już od pewnego czasu wykorzystywane w tak zwanych mikroskopach elektronowych (7, str. 74), które uzyskują coraz to szersze zastosowania w technice. W mikroskopach elektronowych chodzi o uzyskanie stosunkowo dużych powiększeń, gdy tymczasem w teleskopie powiększenia wynoszą od $\frac{1}{2}$ do 3 w stosunku do obrazu, wytworzonego na fotokatodzie na drodze optycznej. W związku z tem należało opracować taki układ elektrooptyczny, który dawałby niewielkie powiększenia (rzędu $\frac{1}{2}$ do 3), przy czym wymiary przedmiotu (obraz na fotokatodzie) oraz przekroje wiązek elektronowych powinny być stosunkowo duże ¹⁰⁾.

Schemat ideowy takiego układu przedstawiono na rys. 12a. Składa się on z dwóch cylindrów, przy czym prawy ma potencjał dodatni w stosunku do lewego i fotokatody. Na końcu lewego cylindra znajduje się półprzezroczysta fotokatoda, na końcu drugiego ekran fluoroizujący, podobny do używanych w oscylografach. Na fotokatodzie wytwarzamy za pomocą układu optycznego obraz świetlny. Wtedy każdy punkt katody emituje elektrony w ilości proporcjonalnej do natężenia światła, dobiegającego do niego. Elektrony te przebiegając przez pole elektryczne, wytworzone

między dwoma cylindrami, opisują zakrzywione torę, dając na ekranie fluoryzującym obraz analogiczny do obrazu, uzyskanego na fotokatodzie. Uzyskane powiększenie dane jest przez wzór 7-y.

Odległość b jest funkcją odległości ogniskowej soczewki, która znów jest funkcją różnicy potencjałów między oboma cylindrami, określającej krzywiznę powierzchni izopotencjalnych pola elektrycznego. Ażeby móc zmieniać odległość ogniskową soczewki bez zmiany pola w bezpośredniej bliskości katody okazało się najwygodniejszym podzielić lewy cylinder na kilka pierścieni, posiadających potencjały wzrastające. Powiększenie i w tym przypadku dane jest przez wzór 7-y. Taki układ daje zupełnie dobre obrazy o ile tylko katoda jest bardzo mała, w przeciwnym razie występują znaczne zniekształcenia. Dla uniknięcia tych zniekształceń Zworykin daje katodzie kształt kulisty (rys. 12b)

¹⁰⁾ W mikroskopie elektronowym są one bardzo małe.

o promieniu równym a (odległość katoda—coczewka). W celu uzyskania różnych powiększeń używa Zworykin w lampie różnego typu diafragmy (rys. 12c). W ostatecznej formie

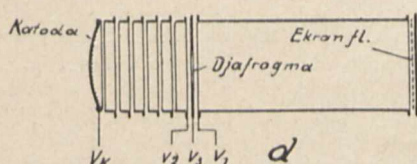
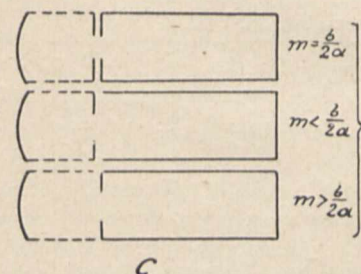
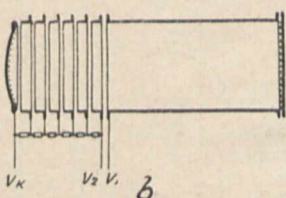
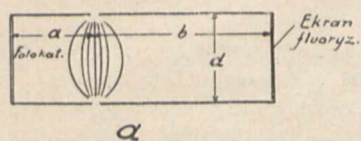
należyty sposób wyjaśnione wszystkie te czynniki, od których zależą własności warstw emitujących elektrony, poza tym same zjawiska fotoemisji jak i elektronów wtórnych nie są jeszcze całkowicie zbadane. W ten sposób otwiera się tu przed technikiem i fizykiem nowe pole pracy twórczej, mającej duże bardzo możliwości tak w zastosowaniach praktycznych jak i pod względem naukowym. Od dłuższego już czasu w wielu krajach (np. Niemczech, Rosji, Stanach Zjednoczonych) są prowadzone przez wybitnych fachowców usilne prace z tej dziedziny, na które łoży się znaczne sumy.

Wydaje się, iż należyte opanowanie zjawisk fotoelektrycznego i wtórnej emisji może wywołać zasadniczy przewrót w technice lamp katodowych i telewizji.

Wrzesień, 1936.

BIBLIOGRAFIA

1. V. K. Zworykin, G. A. Morton i A. L. Malter. The secondary emission multiplier electronic device. Proc. Inst. R. E. 24 (1936), str. 351 — 375.
2. V. K. Zworykin L'optique électronique et ses application O. E. 15 (1936) str. 265 — 298.
3. W. Henneberg, R. Orthuber i E. Steudel Zur Wirkungsweise des Elektronenvervielfachres. Z. f. techn. Phys. 17 (1936), str. 115 — 120.
4. New electron multipliers Wir. World April 1936, str. 336 — 338.
5. Janusz Groszkowski Charakterystyki dynatronu WPPIT 6 (1936), str. 3 — 11.
- Janusz Groszkowski Generatory o stałej częstotliwości WPIR 5 (1933) str. 3 — 6.
6. Witold Majewski Wtórna emisja elektronów z metali w świetle nowych poglądów fizyki WPPIT 6 (1935), str. 12 — 28.
7. Witold Majewski Podstawy fizyczne geometrycznej optyki elektronów oraz jej zastosowanie w technice i nauce. Prz. Radj. 14 (1936), str. 52 — 77.
8. Witold Majewski Nowa lampa Zworykina. Prz. Radj. 14 (1936), str. 39 — 40.
- M. M. Nowa elektronowa lampa wzmacniająca Zworykina. Wszechświat Nr. 1 (1936), str. 22 — 23.
9. M. M. Teleskop elektronowy Wszechświat Nr. 2 (1936), str. 50 — 51.
10. Georg Weiss Uber Sekunarelektronenvervielfacher. Fern. u. Tonf. 7. Nr. 6 (1936) str. 41 — 44.
11. V. K. Zworykin Elektronenoptische Systeme und ihre Anwendung Z. f. techn. Phys. 17 (1936), str. 170 — 183.
12. L. Malter Anomalous secondary electron emission. A new phenomena. Phys. Rev. 49 (1936), str. 478.
13. A. A. Kubieckij Problemy wtórcznoej emisji Radio-front 12. Nr. 7 (1936), str. 13 — 18.
14. C. A. Astafiew Wtórczno elektronnoje preobrazowanie Radio front 12. Nr. 7 (1936), str. 19 — 27.
15. Harley Iams and Bernard Salzberg The secondary emission phototube. Proc. I. R. E. 23 (1935), str. 55 — 64.
16. C. H. Prescott and M. J. Kelly The caesium oxygen silver photoelectric cell. An investigation of the relations in composite photoelectric surface. The Bell System Techn.: Jour. 11 (1932), str. 334 — 367.
17. V. K. Zworykin Electron optical system and their applications The Jour. of the Inst. Electr. Eng. 79 (1936), str. 1 — 10.
18. M. Ziegler Shot effect of secondary emission Physica 3. (1936), str. 1 — 11 i 307 — 316.



Rys. 12.

schemat lampy przedstawiono na rys. 12d: pomiędzy obu cylindrami umieszczona jest diafragma, która ma potencjał V_3 ($V_2 \leq V_3 \leq V_1$). Gdy $V_3 = V_1$, to powiększenie jest $> \frac{b}{2a}$, gdy zaś $V_3 = V_2$ powiększenie ma wartość najmniejszą. Dla wartości V_3 pośrednich otrzymywane powiększenia są zawarte pomiędzy temi wielkościami. Zniekształcenia obrazu są największe, gdy $V_3 = V_2$, maleją one jednak szybko wraz ze wzrostem V_3 . Dla otrzymania fotokatody napyłano na odpowiednio zakrzywioną płytkę szklaną względnie kwarcową warstwę platyny, która służy jako obojętny, przewodzący podkład. Na ten podkład napyła się warstwę srebra, poczem po odpowiednim wygrzaniu, montuje się płytkę w rurze. Po odpompowaniu rury wywołujemy wewnątrz niej wyładowania elektryczne w atmosferze tlenu. Srebro utlenia się wtedy, poczem reaguje z wprowadzonymi do rury parami cezu. Jest to proces analogiczny do wytwarzania fotokomórek ceszowych. Katoda tak otrzymana może być poza tem uczulona na podczerwień, promienie widzialne lub nadfioletowe.

ZAKOŃCZENIE.

Opisane wyżej typy lamp katodowych nie nadają się w danej chwili do masowego fabrycznego wyrobu. Na przeszkodzie ku temu stoi w pierwszym rzędzie trudność uzyskiwania warstw emitujących o dużym współczynniku wtórnej emisji, posiadających identyczne własności. Spowodowane jest to tem, iż w obecnej chwili nie są jeszcze w

Międzynarodowe porównania wzorców częstotliwości

Grudzień 1935 — styczeń 1936

Jerzy Kahan

Międzynarodowe porównania wzorców częstotliwości polegają na określeniu wartości pewnej częstotliwości wzorcowej zapomocą własnego wzorca, którego częstotliwość jest podstawą pomiaru. Wzorcowa częstotliwość mierzona emitowana jest albo 1) w postaci fali nośnej, albo 2) w postaci częstotliwości modulującej. Pierwszy sposób jest przyjęty w Ameryce, przyczem częstotliwość wzorcowa wynosi 5 Mc/s. W Europie stosowano dotychczas wyłącznie sposób drugi i wzorcowa częstotliwość wynosiła 1 kc/s.

Naukowo-doświadczalny Instytut Telekomunikacyjny przy Komisarjacie Łączności Związku Sowieckiego, po raz pierwszy na terenie europejskim, zainicjował porównanie wzorców zapomocą pomiaru wzorcowej częstotliwości nośnej 5 Mc/s. Stacja nadawcza RKF w Moskwie nadawała dwukrotnie 15.12.1935 i 15.1.1936. W pomiarach 15.12.35 brały udział następujące organizacje:

1. Międzynarodowa Unia Radiofoniczna, Bruksela (Union Internationale de Radiodiffusion) — U. I. R.
2. Państwowy Instytut Telekomunikacyjny, Warszawa — P. I. T.
3. Brytyjski Zarząd Poczty (Post Office Engineering Research Station) Dollis Hill — P. O.
4. Laboratorium Stabilizacji i Kontroli częstotliwości, Naukowo doświadczalny Instytut Telekomunikacyjny, Możajsk — I. S. E. T.
5. Instytut Elektrotechniczno - Komunikacyjny (Istituto Elettrotecnico e delle Comunicazioni) Akademii Morskiej, Livorno — I. E. C.

Każde z tych laboratoriów wykonywało pomiar częstotliwości odbieranej fali stacji RKF, biorąc za podstawę pomiaru częstotliwość własnego wzorca.

W przytoczonej tablicy podane są wyniki.

Laboratorium	Średnia wartość częstotliwości zmierzonej	Odchylenia od przeciętnej
U. I. R. Bruksela .	5000 066,8 c/s	- 2,1 c/s 0,42 · 10 ⁻⁶
P. I. T. Warszawa .	69,5 „	+ 0,6 „ 0,12 „
P. O. Dollis Hill	68,0 „	- 0,9 „ 0,18 „
I. S. E. T. Możajsk . .	71,0 „	+ 2,1 „ 0,42 „
I. E. C. Livorno . .	69,3 „	+ 0,4 „ 0,08 „
Przeciętna . . .	68,9 „	

Zgodność wyników dowodzi, że każde z wyżej przytoczonych laboratoriów wyznacza częstotliwość swego wzorca z dokładnością w każdym razie nie gorszą od $0,5 \times 10^{-6}$.

Wyniki z 15.1.36 nie zostały przeanalizowane przez organizatorów pomiarów. Ponieważ znane nam są wyniki pomiarów wykonanych przez Laboratoire National de Radioélectricité w Paryżu (LNR) przekonał się, że 15.1.36 rozbieżność pomiędzy P. I. T. a L. N. R. wynosiła 3 c/s czyli $0,6 \times 10^{-6}$.

W pomiarach w Warszawie brali udział pracownicy P. I. T. pp. Albrecht, Hein, Jawniszko i Turczyn.

Laboratorium częstotliwości P. I. T.
Czerwiec 1936.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE

Mikrowoltomierz dla częstotliwości od 20 do 100 megacykli.

(Communication and Broadcast Engineering,
sierpień 1936, str. 16).

W pomiarach przy bardzo wielkich częstotliwościach najwięcej trudności sprawia zazwyczaj usunięcie wpływów zakłócających przewodów, łączących obiekt badany z przyrządem pomiarowym. Błędy, które mogą powstać przy częstotliwościach 20—60 Mc są rzędu 1000—1500%, a więc jak widzimy zupełnie uniemożliwiają nawet przybliżony pomiar. Nowo opracowany przez firmę Ferris Instrument Corporation w Ameryce model 18 B mikrowoltomierza lampowego z heterodyną pozwala usunąć tę niedogodność i wykonywać pomiary z dostateczną dokładnością w zakresie częstotliwości od 20—100 Mc. Aparat jest wycechowany i wyregulowany wraz ze sznurem (linią) połączeniowym o długości 75 cm. Dla regulacji służy potencjometr indukcyj-

ny (normalnie używa się oporowy), zastosowanie którego pozwoliło wycechować aparat dla bezpośredniego odczytania mierzonego napięcia w mikrowoltach. Aparat składa się z następujących elementów, jak to heterodyna lokalna, generator częstotliwości akustycznej (400 okr/sek 30% mod.) filtry, urządzenie zasilające właściwy woltomierz lampowy, potencjometr indukcyjny, regulator tłumienia i kabel łączący. Części te zostały bardzo starannie opracowane pod względem teoretycznym, a konstrukcyjne rozwiązanie ich zostało wykonane według zasady t. zw. „niezależnych jednostek” — to znaczy, że każda z wyżej wymienionych części stanowi zakończoną całość i może być łatwo wymieniona w razie zepsucia. Na specjalne żądanie zakres pomiarowy może być rozszerzony do 150 Mc. Aparat posiada 3 wymienne cewki. Dotychczasowe wyniki zastosowania aparatu były jak najlepsze tak co do czułości, jak i co do pewności w działaniu.

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

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

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

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

**Ceny ogłoszeń
podaje administracja
na zapytanie.**

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

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

