

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XI.

15 Października 1933 r.

Zeszyt 19—20

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

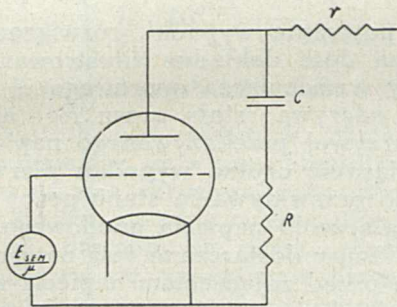
STAŁA CZASU W AMPLIFIKATORACH OPOROWYCH.

Constante de temps d'amplificateur à résistances.

Inż. Wacław Kowalski.

Teoria amplifikatora oporowego dawno już została zbadana i jest o tyle powszechnie znana, że zbyteczne byłoby jej powtarzanie na tem miejscu. W rozważaniach swych chcę się tylko posunąć w kierunku, który pozwoli na wykazanie wpływu doboru wartości obwodów na powstawanie odkształceń przekazywanej krzywej napięcia.

Pojedynczy człon amplifikatora w układzie oporowym przedstawiony jest schematycznie na rys. 1. Jak wiadomo, napięcie na anodzie lampy



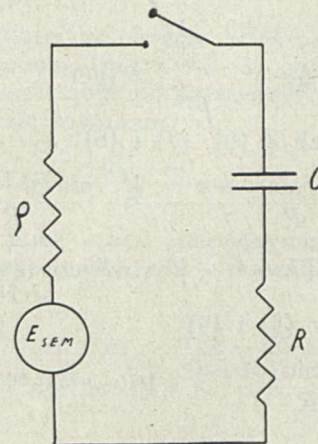
Rys. 1.

jest zależne od zastosowanego napięcia anodowego i od chwilowej wartości napięcia siatki. Naogół zawada w obwodzie lampy jest bardzo wielka w stosunku do oporu wewnętrznego lampy, tak, że napięcie zmienne na anodzie lampy jest prawie μ razy większe od zmiennego napięcia siatki sterującej. Jeżeli całkowita zawada w anodzie lampy jest Z , to napięcie na jej zaciskach będzie $\frac{\mu V_s \cdot Z}{\rho + Z}$. Przy

pominięciu ρ będzie μV_s . W tych warunkach zjawiska, zachodzące w obwodzie (R, C) , nie będą zależały od przepływu prądu przez opór r . Mówię „w obwodzie (R, C) “, gdyż napięcie na nim uważać można za SEM-nę o wielkości E_{SEM} . Takie założenie nie wpłynie na otrzymane wyniki w wielkim stopniu, a ułatwi rozpatrzenie stosunku napięcia chwilowego na oporze R do całkowitego napięcia na zawadzie, stawianej przez opór R i pojemność C w połączeniu szeregowym. W dalszym ciągu będzie zatem mowa o obwodzie jak na rys. 2, w założeniu, iż opór źródła SEM-nej $\rho = 0$.

Dla ogólności rozważań założymy, że SEM-na jest tętniącą $E_{sem} = E + E_{zm}$, przyczem E_{zm} może być różnorodną funkcją czasu. Zwykle E_{zm} jest wielkością okresowo zmienną, można więc przedstawić w przeważnej ilości wypadków jako sumę

funkcyj trygonometrycznych o okresach różnych, będących wielokrotnie mniejszymi od okresu zasadniczego. Zniekształcenia takiej krzywej polegają na zmianie stosunku amplitud oraz przesunięciu faz fali głównej i wyższych harmonicznych. Nie kwestionując słuszności metody takiego postępowania, chciałbym zaznaczyć, że jeżeli krzywa napięcia zawiera harmoniczne w ilości nieskończenie wielkiej, spotykamy się z trudnościami fizycznego ujęcia zjawiska, przyczem niezawsze łatwo wysnuć wnioski konkretne, umożliwiające odpowiedni dobór wartości elektrycznych dla amplifikatora. Nie mam zamiaru rozwiązywać zasadniczych zagadnień, związanych ze wzmacniaczem oporowym, ani podawać konkretnych wskazówek dla konstruktora, pragnę tylko wyznaczyć kierunek, w którym należy dążyć, by uniknąć w pewnym stopniu zniekształceń krzywej przekazywanego napięcia. Do tego zaś wystarczy rozpatrzeć kilka zaledwie wypadków i przykładów.



Rys. 2.

Wypadek 1.

$$E_{sem} = E + V_1 \sin(\omega t + \varphi) \dots (1)$$

Ogólne równanie obwodu będzie:

$$E + V_1 \sin(\omega t + \varphi) = Ri + \frac{1}{c} \int idt \dots (2)$$

Po zróżniczkowaniu:

$$V_1 \omega \cos(\omega t + \varphi) = R \frac{di}{dt} + \frac{1}{c} i \dots (3)$$

Ogólnym rozwiązaniem tego równania jest:

$$i = R \cdot \frac{V_1 \sin(\omega t + \varphi)}{R^2 + \left(\frac{1}{\omega c}\right)^2} + \frac{1}{\omega c} \times \times \frac{V_1 \cos(\omega t + \varphi)}{R^2 + \left(\frac{1}{\omega c}\right)^2} + A e^{-\frac{t}{R \cdot C}} \dots (4)$$

gdzie A jest stałą całkowania

$$\int i dt = -\frac{R}{\omega} \cdot \frac{V_1}{R^2 + \left(\frac{1}{\omega c}\right)^2} \cos(\omega t + \varphi) + + \frac{1}{\omega^2 c} \cdot \frac{V_1}{R^2 + \left(\frac{1}{\omega c}\right)^2} \sin(\omega t + \varphi) - R c A e^{-\frac{t}{R \cdot C}} + B \quad (5)$$

gdzie B jest drugą stałą całkowania.

Podstawiając (5) i (4) do (2), otrzymujemy ogólnie

$$E = \frac{B}{C} \dots (6)$$

Jeżeli przyjmiemy, że w początku rachuby czasu kondensator był naładowany do napięcia v , to otrzymamy dodatkowe równanie dla wyznaczenia stałych całkowania

$$\text{przy } t = 0 \quad \frac{1}{c} \int idt = v.$$

Z (5) i (6) otrzymujemy

$$\frac{1}{\omega c} \cdot \frac{V_1}{R^2 + \left(\frac{1}{\omega c}\right)^2} \left[\frac{1}{\omega c} \sin \varphi - R \cos \varphi \right] - \frac{1}{c} [R c A - B] = v \quad (7)$$

$$\text{Oznaczając } \frac{\omega c}{R} = \text{tg } \Psi, \dots (8)$$

będziemy mieli Z (6), (7) i (8)

$$A = \frac{E + V_1 \sin \varphi - v}{R} - \frac{V_1 \cdot \sin(\varphi + \Psi) \cos \Psi}{R} = = \frac{1}{R} [E - v - V_1 \sin \Psi \cos(\varphi + \Psi)] \quad (9)$$

Ostatecznie z (4) i (9)

$$i = \left[\frac{V_1 \cos^2 \Psi \sin(\omega t + \varphi)}{R} + V_1 \cdot \omega c \cdot \sin^2 \Psi \cos(\omega t + \varphi) \right] + + \left[\frac{1}{R} (E - v) \cdot e^{-\frac{t}{R c}} - \frac{V_1 \sin \Psi \cos(\varphi + \Psi)}{R} \cdot e^{-\frac{t}{R c}} \right] \quad (4')$$

Wypadek 2.

$$E_{sem} = E + V_2 t \dots (10)$$

Ogólne równanie obwodu będzie

$$E + V_2 t = R i + \frac{1}{c} \int idt \dots (11)$$

Po zróżniczkowaniu

$$V_2 = R \frac{di}{dt} + \frac{1}{c} \cdot i \dots (12)$$

Ogólnym rozwiązaniem tego równania różniczkowego jest

$$i = c V_2 + D e^{-\frac{t}{R c}} \dots (13)$$

gdzie D jest stałą całkowania

Całkując ostatnie wyrażenie i podstawiając do (11) mamy

$$E = R c V_2 + \frac{1}{c} F, \dots (14)$$

przyczem F jest drugą stałą całkowania.

W wypadku, gdy w początku rachuby czasu napięcie na kondensatorze wynosi v , mamy przy $t = 0$,

$$\frac{1}{c} \int idt = v,$$

skąd

$$\frac{1}{c} [-R c D + F] = v \dots (15)$$

Z (14) i (15) znajdujemy

$$D = \frac{E - v}{R} - c V_2 \dots (16)$$

Ostatecznie z (13) i (16) otrzymujemy

$$i = c V_2 + \left(\frac{E - v}{R} - c V_2 \right) \cdot e^{-\frac{t}{R c}} \dots (17)$$

Dwa powyższe wypadki, rozwiązane ogólnie, pozwolą na dość dokładne zilustrowanie charakteru pracy wzmacniacza oporowego i wykazanie roli, jaką odgrywa stała czasu Rc na skążenia kształtu krzywej przekazywanego napięcia.

Rozwiązanie ogólne wypadku pierwszego daje możliwość przewidywania stanu pracy amplifikatora po załączeniu napięcia anodowego, przyczem na siatkę lampy dostarczane jest napięcie sterujące jeszcze przed załączeniem napięcia anodowego. Przesunięcia faz napięć zmiennych na anodzie i siatce lampy możemy nie uwzględniać, gdyż od tego nie będzie zależał ani przebieg, ani wynik rozumowania, nie wprowadzono bowiem żadnych ograniczeń kąta φ we wzorze (4').

W chwili uruchomienia amplifikatora zjawiają się, jakby, w rozpatrywanym obwodzie dwie SEM-ne: stała — odpowiadająca stałej składowej napięcia anodowego, i sinusoidalnie zmienna w fazie φ ; jednocześnie może się zdarzyć, że kondensator posiada jakieś napięcie początkowe.

Jak widać ze wzoru (4'), prąd stanu nieustalonego, zanikający według wykładniczej zależności od czasu, jest funkcją: 1) stałej składowej SEM-nej, 2) napięcia początkowego na kondensatorze i 3) fazy początkowej zmiennej składowej SEM-nej. Prąd ten, dając spadek napięcia na oporze R , przesuwając punkt pracy lampy następnego człona amplifikatora do chwili, gdy praktycznie nie zaniknie zupełnie. Wartość początkowa jego przy $t = 0$ tem mniej zależy od fazy φ , im $\sin \psi$ jest bliższy 0, a więc dla danej wartości ω — im większa jest stała RC . Ponieważ nie można w żadnym wypadku przewidzieć wartości φ , oraz wartości i znaku v , należy przyjąć, że początkowa wartość prądu stanu nieustalonego może osiągnąć największą wartość $\frac{|E| + |v| + |V_1 \sin \Psi|}{R}$. Dla praktycznie obieranych wartości R i C można pominąć wyraz $|V_1 \sin \Psi|$ wobec

$|E| + |v|$, pamiętając, iż winno być zawsze $|V_1| < |E|$. Zatem — początkowa wartość prądu nieustalonego jest mniej więcej stała, niezależnie od stałej RC , natomiast praktyczna długość trwania prądu nieustalonego jest tem większa, im większa jest stała czasu RC . Duża stała czasu jest pożądana w tym wypadku, aby przejście od stanu nieustalonego do stanu niby ustalonego byłoby możliwie łagodne, przy czem prąd stanu niby ustalonego decyduje prawie całkowicie o chwilowych wartościach przekazywanego dalej napięcia. W stanie niby ustalonym nie może być mowy o odkształceniu przebiegu napięcia od sinusoidalnego. Spadek napięcia na oporze R będzie ściśle sinusoidalny, zaś stosunek amplitud napięcia na oporze do całkowitego napięcia na obwodzie będzie

$$\frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega CR}\right)^2}}$$

Weźmy dla przykładu średnie wartości ogólnie stosowanych wielkości elektrycznych: $R = 10^6 \Omega$ i $C = 2 \cdot 10^{-8} F$. Dla częstotliwości $50 \sim /sek$ będzie:

$$\frac{1}{\sqrt{1^2 + \left(\frac{1}{\omega CR}\right)^2}} = \frac{10^6}{\sqrt{(10^6)^2 + \left(\frac{1}{2\pi \cdot 50 \cdot 10^{-8}}\right)^2}} \approx 0,988$$

a więc zmniejszenie amplitudy około 1%.

Dla częstotliwości wyższych zmniejszenie to będzie tem mniejsze, im wyższa częstotliwość. Jeśli więc mamy krzywą okresową, odkształconą od sinusoidy, przyczem zasadnicza częstotliwość wynosi $50 \sim /sek$, to, zdawałoby się mogło, przekazywanie krzywej odbywa się, praktycznie biorąc, bez zarzutu, szczególnie przy pominięciu przesunięć fazowych. Że tak jednak nie jest, przekonamy się dalej. Tymczasem wystarczy stwierdzić, że rozpatrywanie przekazywania napięcia sinusoidalnie zmiennego nie prowadzi do ograniczenia wartości stałej czasu RC .

Obecnie więc rozpatrzmy przykłady krzywych okresowo zmiennych, dla których ilość harmonicznych jest nieskończenie wielka. Wystarczy przedyskutować w tym celu przekazywanie przebiegu prostokątnego i trójkątnego. Przebieg prostokątny pozwoli na zilustrowanie przebiegów przy $\frac{dE}{dt} = 0$, albo $\frac{dE}{dt} = \infty$, zaś trójkątny przebieg wskaże jakość przekazywania przy $\frac{dE}{dt} = const$. Jeżeli zachodzi trudność rozkładu krzywej na harmoniczne, albo ilość harmonicznych jest nieskończenie wielka, zawsze można dla celów praktycznych rozłożyć daną krzywą na szereg odcinków prostych, odpowiednio nachylonych względem osi czasu i odpowiednio małych, zależnie od żądanej dokładności.

Przebieg prostokątny.

Czas trwania połowy okresu oznaczmy przez τ . W czasie trwania każdego półokresu $E_{sem} = const = E$. Dla przebiegu prądu słuszne będzie

równanie (4') lub (17) w założeniu $V_1 = 0$, względnie $V_2 = 0$. Mamy więc

$$i = \frac{E - V}{R} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \dots \dots \dots (18)$$

Przypuśćmy teraz, że dla chwili początkowej $t = 0$ jest $v = 0$, to znaczy, że w początku rachuby czasu napięcie na kondensatorze jest 0. (Uwzględnienie stałego napięcia anodowego nie zmieniłoby ani toku, ani wyniku rozważań, natomiast skomplikowałoby wzory).

Wówczas będzie

$$i = \frac{E}{R} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \dots \dots \dots (19)$$

Po upływie czasu τ wartość prądu będzie

$$i_\tau = \frac{E}{R} \cdot e^{-\frac{\tau}{RC}} \dots \dots \dots (20)$$

Dla $t = 0$ prąd będzie posiadał wartość

$$i_i = \frac{E}{R} \dots \dots \dots (20')$$

W idealnym wypadku przekazywania taka wartość winna się utrzymać w przeciągu czasu τ , w rzeczywistości jednak prąd zmaleje. Oznaczmy

$$k_\tau = \frac{i_\tau}{i_i} = e^{-\frac{\tau}{RC}} = k \dots \dots \dots (21)$$

W ciągu czasu τ kondensator zostanie częściowo naładowany, otrzyma przyrost napięcia

$$v_\tau = \frac{1}{C} \int_0^\tau i dt = \frac{1}{C} \int_0^\tau \frac{E}{R} e^{-\frac{t}{RC}} dt = E \left(1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}\right) = E(1 - k) \dots \dots \dots (22)$$

W drugim z kolei półokresie SEM-na zmieni swój znak na przeciwny (patrz rys. 3), zaś kondensator będzie pod napięciem początkowym v_τ , obowiązować więc będzie równanie

$$i = \frac{-E - v_\tau}{R} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \dots \dots \dots (22')$$

przyczem rachubę czasu rozpoczynamy tu od początku drugiego półokresu. Początkowa wartość dla $t = 0$ będzie

$$i_\tau'' = \frac{-E - v_\tau}{R} = \frac{-E - E(1 - k)}{R} \dots \dots \dots (23)$$

zaś końcowa

$$i_{2\tau}' = \frac{E - v_\tau}{R} \cdot e^{-\frac{\tau}{RC}} = \frac{-E - E(1 - k)}{R} \cdot e^{-\frac{\tau}{RC}} \dots \dots \dots (24)$$

W wypadku idealnym powinno być

$$i_i = -\frac{E}{R} \dots \dots \dots (25)$$

Analogicznie do (21) możemy napisać

$$K_\tau'' = \frac{i_\tau''}{i_i} = 2 - k \dots \dots \dots (23')$$

$$K_{2\tau}' = \frac{i_{2\tau}'}{i_i} = (2 - k)k \dots \dots \dots (24')$$

Przyrost napięcia na kondensatorze będzie teraz

$$\Delta V_{2\tau} = \frac{1}{c} \int_0^{\tau} i dt = \frac{1}{c} \int_0^{\tau} \frac{-E - E(1 - e^{-\frac{t}{RC}})}{R} e^{-\frac{t}{RC}} dt = -E(2-k)(1-k) \quad (26)$$

Zaś samo napięcie na kondensatorze przy końcu drugiego półokresu przybierze wartość

$$v_{2\tau} = v_{\tau} + \Delta v_{2\tau} = E(1-k) - E(2-k)(1-k) = -E(1-k)^2 \quad (27)$$

Wyznamy obecnie takie początkowe napięcie kondensatora, aby po upływie półokresu napięcie na kondensatorze posiadało tę samą wartość, lecz przeciwny znak. Innymi słowy — założmy $v = x$, oraz

$$\frac{1}{c} \int_0^{\tau} i dt = \frac{1}{c} \int_0^{\tau} \frac{E - x}{R} e^{-\frac{t}{RC}} dt = -2x \quad (28)$$

Skąd
$$x = -\frac{1-k}{1+k} \cdot E \quad (29)$$

Taka, co do bezwzględnej wartości, różnica potencjałów panować będzie na okładzinach kondensatora w każdej chwili $n\tau$, gdzie n jest dowolną liczbą całkowitą, o ile albo $v = x$ (przy $t = 0$), albo nastąpi stan niby ustalony przekazywania prostokątnej krzywej napięcia, teoretycznie po upływie nieskończonego długiego czasu.

Wzór (20') wskazuje, że w chwili początkowej przy $t = 0$ zawsze wartość prądu jest równa prądowi idealnemu, niezależnie od wielkości stałej czasu RC . Przy końcu pierwszego półokresu (20) prąd staje się mniejszy. Ponieważ zależność prądu od czasu jest funkcją wykładniczą, zatem w ciągu każdego półokresu prąd stale maleje, nie może posiadać żadnego ekstremum. Zmalenie prądu w ciągu półokresu pierwszego, a więc i odchylenie od wartości idealnej, jest tem większe, im mniejszą wartość posiada k ze wzoru (21).

W miarę zbliżania się k do granicy 1, odchylenie maleje. Dla danego τ odbywać się to może jedynie przy powiększaniu RC .

W początku drugiego półokresu prąd, co do bezwzględnej wartości, staje się większy od idealnego. Fizycznie łatwo można wytłumaczyć sobie to zjawisko, biorąc pod uwagę, że w przeciągu pierwszego półokresu kondensator zdążył się naładować do pewnego napięcia v_{τ} , które w końcu pierwszego półokresu przeciwstawiało się przepływowi prądu w kierunku działania SEM-nej, zaś w początku drugiego okresu, po zmianie znaku SEM-nej, napięcie to sprzyja przepływowi prądu w kierunku SEM-nej. Wskazuje na to zgodność znaków: SEM-nej i napięcia na kondensatorze w równaniu (22'). Wartość napięcia na kondensatorze w chwili τ jest według wzoru (22) $v_{\tau} = E(1-k)$. Napięcie to, a zatem i wpływ jego na przepływ prądu, będą tem mniejsze, im k jest bliższe 1, a więc znowu, przy danem τ , im większa jest stała RC . Wzrost prądu w początku drugiego półokresu w stosunku do prądu idealnego, wynosi według (23') $2-k$.

Kładąc w równaniu (18) wartość $v = x$ z (29) otrzymujemy

$$i = \left| \frac{E + E \frac{1-k}{1+k}}{R} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \right| \dots \quad (30)$$

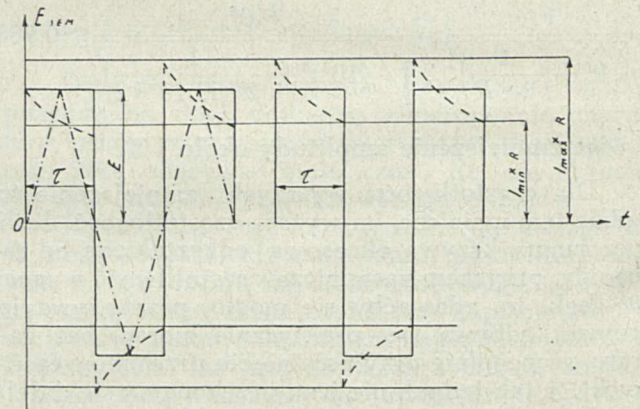
Równanie ostatnie daje przebieg prądu w dowolnym półokresie w stanie niby ustalonym. W początku danego półokresu przy $t = 0$

$$i_{max} = \left| \frac{2E}{R(1+k)} \right| \dots \quad (31)$$

Dla $t = \tau$ będzie

$$i_{min} = \left| \frac{2kE}{R(1+k)} \right| \dots \quad (32)$$

Zawsze maksymalna wartość prądu jest większa, a minimalna mniejsza od wartości idealnej. W miarę wzrastania k do granicy 1 wartości: maksymalna i minimalna zdążają do siebie i do wartości idealnej nieograniczenie. Przy k dążącym do 0 maksymalna wartość prądu zdąża do podwójnej wartości prądu idealnego, zaś minimalna wartość zdąża do 0.



Rys. 3.

Na rys. 3 przedstawiony jest w funkcji czasu wykres przebiegu spadku napięcia na oporze R , czyli w pewnej skali wykres przebiegu prądu, przy prostokątnym przebiegu napięcia na obwodzie, czyli w poczynionych założeniach, przy prostokątnym przebiegu SEM-nej. Prostokątny przebieg SEM-nej pokazany jest linią ciągłą, przebieg spadku napięcia na oporze R — linią przerywaną. Dla wykresu przyjęto wartości elektryczne, jak poprzednio: $C = 2 \cdot 10^{-8}$ F; $\tau = 10^{-2}$ sek. $R = 10^6 \Omega$, wówczas $RC = 2 \cdot 10^{-2}$ sek, $k = e^{-0,5} \cong 0,607$

$$\frac{i_{max}}{i_i} = \frac{2}{1+k} \cong 1,24; \quad \frac{i_{min}}{i_i} = \frac{2k}{1+k} \cong 0,755;$$

$$\frac{i_{max}}{i_{min}} \cong 1,65.$$

Jeśli rozłożyć krzywą prostokątną na sinusoidy: zasadniczą i harmoniczne, to stosując rozważanie przebiegów sinusoidalnych, moglibyśmy powiedzieć, że dla tegoż okresu $2\tau = \frac{1}{50}$ sek. mielibyśmy zmalenie amplitud wszystkich harmonicznych procentowo mniejsze, niż dla fali głównej, a więc mniejsze od 1%. Uwzględnienie zmalenia

amplitud, oraz przesunięć fazowych, a następnie odtworzenie pełnego obrazu zniekształcenia, byłoby rzeczą trudniejszą niż bezpośrednie dyskusowanie przebiegu prostokątnego w stanie nieustalonym, lub niby ustalonym.

Przebieg trójkątny.

Na rys. 3 przedstawiony jest linia przerywana kropkami trójkątny przebieg SEM-nej.

W przypadku linijowej zależności napięcia od czasu dla przebiegu prądu słuszne będzie równanie (17)

$$i = c V_2 + \left(\frac{E - v}{R} - C V_2 \right) \cdot e^{-\frac{t}{Rc}}$$

Dla przedziału $(0, \frac{\tau}{2})$, czyli dla pierwszej ćwiartki okresu należy założyć $E = 0$. Ponadto przypuścić, że przy $t = 0 \ v = 0$, wówczas

$$i = c V_2 \left(1 - e^{-\frac{t}{Rc}} \right) \dots (33)$$

Dla $t = \frac{\tau}{2}$ otrzymujemy

$$i_{\frac{\tau}{2}} = c V_2 \left(1 - e^{-\frac{\tau}{2Rc}} \right) \dots (34)$$

$$v_{\frac{\tau}{2}} = \frac{1}{c} \int_0^{\frac{\tau}{2}} i dt = \frac{1}{c} \int_0^{\frac{\tau}{2}} c V_2 \left(1 - e^{-\frac{t}{Rc}} \right) dt = V_2 \cdot \frac{\tau}{2} - V_2 \left(1 - e^{-\frac{\tau}{2Rc}} \right) Rc \dots (35)$$

Wprowadźmy oznaczenia:

$$\frac{\tau}{2Rc} = p, \dots (36)$$

oraz

$$\frac{i_{\frac{\tau}{2}}}{i_i} = q. \dots (37)$$

W idealnym wypadku przekazywania winno być dla $t = \frac{\tau}{2}$

$$i_i = \frac{V_2 \frac{\tau}{2}}{R} \dots (38)$$

Uwzględniając (37), (34), (38), (36) i (35) otrzymujemy

$$q = \frac{Rc \left(1 - e^{-\frac{\tau}{2Rc}} \right)}{\frac{\tau}{2}} = \frac{1 - e^{-p}}{p} \dots (39)$$

$$v_{\frac{\tau}{2}} = V_2 \cdot \frac{\tau}{2} (1 - q) \dots (40)$$

Rozpatrzmy zależność (39). W tym celu znajdziemy pochodną wartości q

$$q_p' = \frac{pe^{-p} + e^{-p} - 1}{p^2} = \frac{1 + p}{e^p} - 1 \dots (41)$$

Po rozłożeniu na szereg, otrzymujemy

$$e^p = 1 + p + \frac{p^2}{2!} + \frac{p^3}{3!} + \dots \dots (42)$$

Uwzględniając ostatnie rozwinięcie we wzorze (41), mamy

$$q_p' = \frac{1 + p}{1 + p + \frac{p^2}{2!} + \frac{p^3}{3!} + \dots} - 1 < 0 \text{ zawsze,}$$

a więc q jest stale malejącą funkcją p .

Przy $p = 0$ otrzymujemy q nieoznaczone. Biorąc stosunek pochodnych licznika i mianownika, wyznaczamy

$$\lim_{p \rightarrow 0} q = \lim_{p \rightarrow 0} \left(\frac{1 - e^{-p}}{p} \right) = \lim_{p \rightarrow 0} (e^{-p}) = 1 \dots (42)$$

Przy $p \rightarrow \infty \ q \rightarrow 0 \dots (43)$

Widać teraz, że dla danego τ staje się q tem bliższe jedności, im mniejsze jest $p = \frac{\tau}{2Rc}$; to znaczy, że im większa jest stała czasu RC , tem dokładniej wartość chwilowa rzeczywistego prądu nadaża za jego wartością idealną.

Ze stałą czasu związane jest również napięcie, do którego zostanie naładowany kondensator po upływie czasu $\frac{\tau}{2}$. Z (40) mamy

$$v_{\frac{\tau}{2}} = V_2 \frac{\tau}{2} (1 - q).$$

Napięcie to, a zarazem i wpływ jego jest tem mniejszy, im q bliższe jest 1, im większa jest stała RC .

Wyznamy teraz takie napięcie początkowe x , jakie winien posiadać kondensator w chwili $\frac{\tau}{2}$, aby po upływie półokresu τ , czyli w chwili $\frac{3}{2}\tau$ napięcie

na kondensatorze zmieniło znak, pozostając równem pierwotnemu co do wartości bezwzględnej. Odpowiednie równanie dla przebiegu prądu otrzymamy z równania (17), kładąc $v = x$, $E = V_2 \frac{\tau}{2}$, oraz w wyrazie zależności linijowej SEM-nej od czasu zmieniając $+ V_2$ na $- V_2$. Będzie wówczas:

$$\frac{1}{c} \int_0^{\frac{\tau}{2}} i dt = \frac{1}{c} \int_0^{\frac{\tau}{2}} \left[-c V_2 + \left(\frac{V_2 \frac{\tau}{2} - x}{R} + c V_2 \right) e^{-\frac{t}{Rc}} \right] dt = -2x \dots (44)$$

Stąd

$$x = V_2 \frac{\tau}{2} \cdot \frac{1 + e^{-\frac{\tau}{Rc}} - \frac{2cR}{\tau} \left(1 - e^{-\frac{\tau}{Rc}} \right)}{1 + e^{-\frac{\tau}{Rc}}} = V_2 \cdot \frac{\tau}{2} \left[1 - \frac{1 - e^{-2p}}{p(1 + e^{-2p})} \right] \dots (45)$$

Oznaczmy

$$P = 1 - \frac{1 - e^{-2p}}{p(1 + e^{-2p})} \dots (46)$$

i znajdziemy

$$\frac{dP}{dp} = - \frac{6p + 1 - e^{4p}}{e^{4p} \cdot p^2 (1 + e^{-2p})^2} = \frac{6p - 1 + \left(1 + 4p + \frac{16p^2}{2!} + \frac{64p^3}{3!} + \dots \right)}{e^{4p} (1 + e^{-2p}) p^2} > 0 \dots (46')$$

zawsze, x jest więc stale rosnącą funkcją p . Przy $p \rightarrow \infty$, x zdąży do wartości $V_2 \frac{\tau}{2}$. Przy $p = 0$ staje się x nieokreślone. Przechodząc do granicy, mamy

$$\lim_{p \rightarrow 0} x = V_2 \frac{\tau}{2} \left[1 - \lim_{p \rightarrow 0} \left(\frac{2e^{2p}}{p^2 e^{-2p} + 1 + e^{-2p}} \right) \right] = 0 \quad (47)$$

Równanie prądu w stanie niby ustalonym otrzymamy z (17), kładąc

$$E = + V_2 \frac{\tau}{2}, \quad v = x = + V_2 \frac{\tau}{2} \left[1 - \frac{1 - e^{-2p}}{p(1 + e^{-2p})} \right],$$

oraz wyraz $+ CV_2$ zamieniając na $- CV_2$

$$i = -CV_2 + \left\{ \frac{v_2 \frac{\tau}{2} - V_2 \frac{\tau}{2} \left(1 - \frac{1 - e^{-2p}}{1 + e^{-2p}} \right)}{R} + CV_2 \right\} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \quad (48)$$

Dla $t = 0$ będzie

$$i_{max} = \frac{V_2 \cdot \frac{\tau}{2}}{R} \cdot \frac{1 - e^{-2p}}{p(1 + e^{-2p})} \quad (49)$$

zaś dla $t = \tau$

$$i = - \frac{V_2 \frac{\tau}{2}}{R} \cdot \frac{1 - e^{-2p}}{p(1 + e^{-2p})} = - i_{max} \quad (50)$$

W wypadku idealnego przekazywania winno być

$$|i_i| = \frac{V_2 \frac{\tau}{2}}{R}, \quad (51)$$

wobec tego

$$\frac{i_{max}}{i_i} = \frac{1 - e^{-2p}}{p(1 + e^{-2p})} \quad (52)$$

Ze wzorów (46') i (47) wynika, że $\frac{i_{max}}{i_i} = f(p)$ jest funkcją stale malejącą, przyczem $f(p) \leq 1$, zatem zawsze $i_{max} \leq i_i$. Dalej widzimy, że i_{max} tem bardziej zbliży się do wartości i_i , im p jest mniejsze, a dla danego τ im większa jest stała RC .

Dla przebiegu trójkątego mamy więc też same warunki dla możliwie dokładnego przekazywania kształtu krzywej, jak i dla przebiegu prostokątnego.

Dla porównania dokładności przekazywania przebiegów: prostokątnego i trójkątnego, założymy, że największa wartość SEM-nej w przebiegu trójkątnym jest równa stałej SEM-nej w przebiegu prostokątnym. Wówczas maksymalna chwilowa wartość prądu, przy idealnym przekazywaniu przebiegu trójkątnego, winna być równa idealnej wartości prądu przy przekazywaniu przebiegu prostokątnego. Wynika stąd równość

$$V_2 \frac{\tau}{2} = E$$

Poza tem założymy równość okresów.

Wtedy z (21), (31), (32), (36) i (49) będzie

$$\frac{i_{max. \text{ trójk.}}}{i_{max. \text{ prost.}}} = \frac{\left(1 - e^{-\frac{\tau}{RC}} \right) \cdot 2RC \left(1 + e^{-\frac{\tau}{RC}} \right)}{2\tau \left(1 - e^{-\frac{\tau}{RC}} \right)} = \frac{1 - e^{-2p}}{2p} < 1 \text{ zawsze} \quad (53)$$

$$\frac{i_{max. \text{ trójk.}}}{i_{min. \text{ prost.}}} = \frac{e^{+2p} - 1}{2p} = \frac{1 + 2p + \frac{4p^2}{2!} + \frac{8p^3}{3!} + \dots - 1}{2p} = 1 + \frac{2p}{2!} + \frac{4p^2}{3!} + \frac{8p^3}{4!} + \dots > 0 \text{ zawsze} \quad (54)$$

Biorąc pod uwagę ostatnie dwa wzory (53) i (54) możemy powiedzieć, że przy trójkątnym przebiegu SEM-nej odchylenia od przebiegu idealnego będą mniejsze zawsze, niż odchylenie od idealnego przebiegu dla prostokątnego wykresu SEM-nej.

Dla okresu czasu i stałych obwodu, przyjętych, jak poprzednio, to znaczy dla: $\tau = 10^{-2}$ sek. $R = 10^6 \Omega$, $c = 2 \cdot 10^{-8}$ F, mamy, na przykład

$$\frac{i_{max. \text{ trójk.}}}{i_i} \cong 0,956.$$

W tym wypadku nie można więc, praktycznie biorąc, rysunkowo wskazać odkształceń.

Jak amplifikatory transformatorowe, tak i wzmacniacze oporowe dają zatem mniej zniekształceń przy przekazywaniu krzywych „ostrych”, niż przy przekazywaniu krzywych „stępionych”.

Z powyższych rozważań można ogólnie powiedzieć, że im stała czasu RC jest większa, tem mniejszym zniekształceniom podlega krzywa przekazywanego napięcia. Im większa jest stała czasu, tem mniejsze są wahania napięcia na kondensatorze i tem dokładniej wartości chwilowe prądu nadążają za chwilowymi wartościami napięcia. Mała stała czasu, prócz zniekształceń, powoduje ponadto w pewnych wypadkach blisko dwukrotny wzrost w stosunku do pożądanego chwilowego spadku napięcia na oporze omowym, co może wpłynąć na łatwiejsze przesterowanie lamp dalszych stopni wzmacnienia.

Jak widać, ze względu na jakość przekazywania, stała czasu winna być możliwie duża. Powiększaniu oporu R mogą stać na przeszkodzie, przez swój wpływ, szkodliwe pojemności, dołączone równoległe, warunki sprzężenia przez lampę następnego człona amplifikatora, izolacja doprowadzeń i tym podobne przyczyny. Kondensator o bardzo dużej pojemności jest kosztowny i daje większą przewodność dla prądu stałego. O ile więc istnieje granica górna dla stałej czasu, to wynika ona nie ze względu na jakość przekazywania w amplifikatorze oporowym.



Z ŻAŁOBNEJ KARTY.

ś. p. Władysław Kokin.

Dnia 31.VII. 1933 r. zmarł w Warszawie po dłuższej chorobie ś. p. kapitan Władysław Kokin, inżynier Ecole du Génie Civil w Paryżu, jeden z pierwszych członków b. Stowarzyszenia Radjotechników Polskich, a ostatnio członek Sekcji Radjotechnicznej S.E.P.

Urodzony w roku 1887 w Dynaburgu, ukończył gimnazjum w Rydze, gdzie też rozpoczął wyższe studia na wydziale mechanicznym Politechniki Ryskiej. Po dwóch latach studiów wstępuje do wojska rosyjskiego i uzyskuje stopień oficerski w 1912 r.

W czasie wojny światowej dowodził kompanią saperską, a po ukończeniu oficerskiego kursu radjotechnicznego, połowymi oddziałami radjotelegraficznymi.

Przewrót bolszewicki zastał ś. p. Władysława Kokina jako komendanta polowego oddziału radjotelegraficznego w Jassach, skąd na własną rękę wraz z radjostacją, stara się przedrzeć do I-go polskiego korpusu w Mińsku. Ofenzywa bolszewicka na Krym i choroba (tyfus) nie pozwoliły Mu zamiaru tego urzeczywistnić.

Po ponownych nieudanych usiłowaniach dostania się do Polski przez Ukrainę, udaje się ś. p. Władysław Kokin do Teodozji na Krymie i zgłasza się w tamtejszej agenturze konsulatu polskiego poczem wraz z grupą emigrantów polskich wyjeżdża do kraju.



ś. p. kpt. Władysław Kokin.

Tu jako ochotnik wstępuje do 1-go baonu radjotelegraficznego w Warszawie w stopniu porucznika.

Z kolei, jako kapitan pełni funkcje: oficera radjotelegrafii przy 1-ym pułku wojsk łączności, wykładowcy radjotechniki w Obozie Szkolnym Wojsk Łączności, Kierownika Warsztatów Radjotelegraficznych Centralnych Zakładów Wojsk Łączności, komendanta radjostacji w Toruniu, kierownika Wydziału Technicznego C. Z. W. Ł., kierownika sekretariatu technicznego Państwowych Zakładów Inżynierji wreszcie zastępcy kierownika Samodzielnego Referatu Radjotechnicznego Wojskowego Instytutu Badań Inżynierji.

W międzyczasie kontynuuje studia techniczne i uzyskuje dyplom inżyniera Ecole du Génie Civil w Paryżu.

Zamiłowany technik konstruktor, pierwszorzędny organizator a przede wszystkim wielce wartościowy człowiek i kolega, oto walory, jakimi ś. p. Władysław Kokin zyskał sobie cały zastęp ludzi, którzy z nim pracowali.

Zmarł w sile wieku w okresie swojej twórczej działalności technicznej.

W zmarłym straciła nasza radjotechnika jednego ze swoich zasłużonych pionierów.

Cześć Jego pamięci.

S. F.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Kilka uwag o lampach „Catkin“.

W prasie radjotechnicznej ukazały się ostatnio artykuły, opisujące nowe lampy metalowe typu Catkin. Na podstawie własnych doświadczeń, przeprowadzonych z temi lampami, pragnę bliżej omówić najważniejsze ich cechy.

Lampy Catkin nie mają szklanej bańki, a więc nie mogą ulec uszkodzeniu przez stłuczenie, tak jak zwykłe lampy. Takie twierdzenie jest jednak bardzo powierzchowne, gdyż lampy Catkin posiadają w swem wnętrzu szkło, użyte dla przeprowadzenia przewodów łączeniowych elektrod, a ponadto istnieje przecież w tych lampach włókno, które pod wpływem wstrząsu czy uderzenia może ulec złamaniu.

Lampy Catkin odznaczają się rzekomo bardzo daleko posuniętą równością charakterystyk, innemi słowy cechuje je jednakowość wartości elektrycznych dla poszczególnych egzemplarzy tego samego typu lampy. Celem zbadania tej okoliczności przeprowadzono pomiary dla 5 egzemplarzy lampy Catkin MS 4B (zwykła lampa ekranowana). Okazało się, że prąd anodowy (przy $V_s = -1,5$ V) w jednym egzemplarzu wynosił 0,25 mA a w drugim — 2,12 mA. Inne egzemplarze miały prąd anodowy wahający się w tych granicach. Widzimy więc, że odchylenia są bardzo duże (stosunek 1 : 4). Nominalna katalogowa wartość nachylenia równa się 3,2 mA/V; pomiary natomiast dowiodły, że w badanych lampach nachylenie zmieniało się od 1,4 do 2,7 mA/V.

Poszczególne egzemplarze miały też dość różny współczynnik amplifikacji: 1930 — 3570.

W 5 lampach V. M. S. 4. (selektoda) prąd anodowy (przy $V_s = -1,5$ V) wykazywał wahaniami od 7,9 do 11,6 mA. Maksymalne nachylenie, wynoszące nominalnie 2,4 mA/V w rzeczywistości równało się od 2 do 3,2 mA/V. Rzecz charakterystyczna, że w jednym z pięciu egzemplarzy uzyskiwało się nachylenie 0,01, 0,005 i 0,001 mA/V przy napięciach siatki, wynoszących —29, —30 i —32 V, podczas gdy w innym egzemplarzu te same wartości nachylenia odpowiadały o wiele większym ujemnym napięciom, a mianowicie: —58,7, —67 i —80,9 V.

Ponadto pomiary ujawniły we wszystkich pięciu egzemplarzach lampy MS 4B oraz w niektórych egzemplarzach lampy VMS4 istnienie ujemnego prądu siatki osłonnej. W pierwszej z tych lamp prąd siatki osłonnej zawierał się w granicach od —0,1 do —0,29 mA, w drugiej zaś przybierał wartości od —0,65 do +1,7 mA.

Powyższe wyniki pomiarów obalają tezę o identyczności charakterystyk poszczególnych lamp Catkin jednego typu.

Najważniejszą zaletą lamp „Catkin“ ma być dobre chłodzenie. Zasadniczo lampy te są wykonywane w dwóch postaciach: bez ekranu (wówczas anoda jest widoczna i dostępna) i z ekranem, przyczem perforowana powłoka metalowa otacza lampę. W pierwszym wypadku lampa jest

pokryta grubą warstwą emalii, aby uchronić osobę, manipulującą przy odbiorniku od porażenia prądem; w drugim wypadku ekran stanowi środek zabezpieczający. Jest rzeczą powszechnie wiadomą, że materiał, stanowiący dobrą izolację z punktu widzenia elektrycznego jest bardzo złym przewodnikiem ciepła. Gruba warstwa emalii zachowuje się więc bardzo niekorzystnie ze stanowiska chłodzenia, jeśli chodzi o lampę „Catkin” nieekranowaną. W wypadku drugiego wykonania chłodzenie również pozostawia wiele do życzenia, a to właśnie dzięki obecności otaczającego anodę ekranu metalowego. Uwagi te wyraźnie potwierdza rzeczywistość, gdyż po pewnym czasie pracy zacisk anodowy lampy jest tak silnie nagrany, że niepodobna go odkręcić bez oparzenia ręki.

Dowodem złego chłodzenia jest również fakt następujący: siatka sterująca lampy MS 4B nagrzewa się tak silnie, że zaczyna emitować elektrony i w ten sposób powstaje stosunkowo duży prąd siatkowy nawet przy napięciu żarzenia mniejszym od 4 V.

Dodatnią stroną lamp „Catkin” mają być również ich małe wymiary. Jak jednak przekonał się z pomiarów, wysokość lampy ekranowanej jest tylko o kilka milimetrów mniejsza niż w wypadku normalnej lampy ze szklaną bańką, ale zato waga lampy „Catkin” jest znacznie większa.

Lampy „Catkin” odznaczają się rzekomo lepszą próżnią niż lampy ze szklaną bańką. Próżnia w tych lampach ulega jednak pogorszeniu w czasie pracy, gdyż anoda jest wykonana z miedzi.

Na podstawie tego cośmy powiedzieli wyżej na temat chłodzenia i próżni, można wysnuć wniosek, że lampy „Catkin” będą miały trwałość znacznie mniejszą, niż lampy normalne.

Konstrukcja lamp „Catkin” opiera się na zasadzie, która właściwie zupełnie nie jest nową, lecz już oddawna stosowaną przy budowie chłodzonych wodą lamp nadawczych dużej mocy. Próby zmierzające do oparcia konstrukcji mniejszych lamp nadawczych na tej samej zasadzie dały wyraźnie ujemne wyniki i dlatego fabrykanci lamp musieli zrezygnować z tego pomysłu. Logicznie rzecz biorąc, przeniesienie tej zasady do dziedziny lamp odbiorczych jest pozbawione jakiegokolwiek uzasadnienia.

Na zakończenie należy jeszcze zaznaczyć, że we współczesnej technice lamp odbiorczych coraz bardziej uwydatnia się tendencja do budowy lamp, posiadających anodę o bardzo małych wymiarach, a to celem jaknajdalej idącego *zmniejszenia pojemności anody względem innych elektrod*. Ponieważ zaś w lampach „Catkin” anoda jest niezwykle duża, przeto pojemność wyjściowa jest również bardzo duża. Okoliczność ta powoduje w lampach wielkiej częstotliwości znaczne zwiększenie tłumienia i pogorszenia selektywności odbiornika, w którym tego rodzaju lampy zostały zastosowane.

Inż. A. Launberg.

Mikroskop elektronowy.

M. Knoll. Electronics, wrzesień 1933 r.

Już w r. 1927 studia teoretyczne wykazały, że działanie cewek odychających w oscylografach katodowych musi być równoważne oddziaływaniu soczewek na promienie świetlne. Stąd wynika, że średnica ogniska elektronowego, t. j. najmniejsza możliwa średnica plamki świetlnej jaką można otrzymać na ekranie fosforyzującym (d_s) zależy tylko od średnicy źródła elektronów (d_k). Odległość przedmiotu od cewki a oraz odległość obrazu od tejże cewki b są związane więc znanym prawem optycznym $d_s = d_k \cdot b/a$.

Z powyższego założenia wynika natychmiast, że zmniejszając odległość przedmiotu można rzucać na ekran powięk-

szone obrazy małych przedmiotów, pod warunkiem jednak, że te ostatnie będą oświetlone przez elektrony lub też same będą elektrony emitować. Otrzyma się w ten sposób mikroskop elektronowy.

Prawo powyższe zostało praktycznie sprawdzone z dokładnością 5%, dla dużego zakresu wielkości a i b . Jakość obrazów zogniskowanych na ekranie fosforyzującym przez soczewki magnetyczne odpowiadała obrazom otrzymywanym z dobrych soczewek optycznych. Dalej, można było otrzymać obrazy elektronowe zapomocą pola elektrycznego, symetrycznego względem osi promienia katodowego. Stosowano wreszcie całe układy soczewek magnetycznych (skupiających) oraz elektrycznych (rozpraszających) i t. d. Aberacja chromatyczna powoduje duże zniekształcenia; jeżeli jednak szybkość elektronów jest równomierna to błędy tego rodzaju można pominąć. Aberacja sferyczna jest poniżej możliwości obserwacyjnych skonstruowanego aparatu.

Praktyczna konstrukcja mikroskopu elektronowego nie przedstawia specjalnych trudności. Jest to właściwie rura Brauna (oscylograf katodowy) wzdłuż której rozmieszcza się cewki i okładki kondensatorów. Całość jednakże musi być rozbierna, żeby można było wkładać badane przedmioty. Otrzymane obrazy są podobne do powiększeń ze zwykłych mikroskopów.

Metoda powyższa nadaje się również do badania emisji i zmian na powierzchni katod tlenkowych w rozmaitych warunkach pracy, do obserwowania ładunku przestrzennego nad katodą i t. p.

Największe dotychczas osiągnięte powiększenie wynosiło 1:400. Dalej nie udało się pójść narazie ze względu na wrażliwość układu na ruchy rtęci w pompie próżniowej. Dla badań technicznych powiększenia w mniejszej nawet skali (1:100) są zupełnie wystarczające. Dla badań fizycznych trzeba będzie dojść do znacznie większych powiększeń drogą wzmocnienia natężenia strumienia elektronów oraz dalszego powiększenia otrzymanego obrazu zapomocą zwykłego mikroskopu optycznego. Granica zdolności powiększenia każdego mikroskopu zależy teoretycznie od długości fali zastosowanego promieniowania. Zdolność powiększania mikroskopu elektronowego zależy od długości fal elektronów de Broglie'go, która, dla elektronów pod napięciem 2000 volt, jest około 10 000 razy mniejsza od długości fal świetlnych. Zdolność powiększania mikroskopu elektronowego może więc osiągnąć średnicę molekuly. Jak to zostanie uskutecznione praktycznie — narazie niewiadomo. W każdym razie dalszy postęp w budowie mikroskopów elektronowych będzie miał duże znaczenie dla techniki lamp katodowych oraz fizyki wyładowań w gazach.

K. Lewiński.

KOMUNIKAT SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ S. E. P.

We środę dn. 25 października r. b. w lokalu S.E.P. odbędzie się zebranie odczytowe Sekcji Radjotechnicznej, na którym prof. Janusz Groszkowski i p. Zygmunt Jelonek wygłoszą odczyt p. t. „O zachowaniu się generatora własnowzbudnego przy modulacji”. Po odczycie nastąpi dyskusja.

Wyjaśnienie.

Dla uniknięcia nieporozumień w związku z artykułem p. t. „Lampy Katkin'a”, umieszczonym w Przeglądzie Radjotechn. XI, z. 17 — 18 wyjaśniam, że nazwa „Catkin” powstała jako zdrobnienie skrótu pierwszych liter „cooled anode transmitters”. Lampy „Catkin” fabrykowane są przez „Marconi - Osram Valve Co. Lmtd.”

J. P.