PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH

pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XV. **1 Lutego 1933 r.** **Zeszyt 3.**

Redaktor inż. WACŁAW PAWŁOWSKI Warszawa, Czackiego 5, tel. 690-23.

O DOKŁADNOŚCI METODY PROSTOWNIKOWEJ PRZY POMIARACH WYSOKIEGO NAPIĘCIA.

Prof. K. Drewnowski i inż. J. L. Jakubowski.

Wskutek istnienia skomplikowanych źródeł uchybów metody prostownikowej nie można określić ich wielkości. Natomiast nietrudno jest wyznaczyć górną granicę uchybu w sposób opisany w niniejszej pracy, co może posiadać duże znaczenie praktyczne. Metoda określania granicy uchybu nie obejmuje uchybów skutkiem występowania wielu ekstremów krzywej napięcia w ciągu $^1/_2$ okresu. Sposoby praktycznego usuwania tych ostatnich uchybów dotychczas nie są znane.

1. Zasada metody i jej uchyby.

Metoda prostownikowa (rys. 1a) pozwala, jak wiadomo [1] [1]), określić wartość maksymalną wysokiego napięcia (U_m) przy pomocy jednego odczytu, jeśli 1) znana jest pojemność C i częstotliwość f mierzonego napięcia; 2) krzywa napięcia posiada w ciągu okresu tylko 2 ekstrema, przyczem wartości maksymalne napięcia (ujemna i dodatnia) są jednakowe. Wzór na U_m można wyprowadzić dla przypadku idealnego, t. j. gdy 3) wentyle nie działają jednocześnie; 4) spadek napięcia na wentylach i mikroamperomierzu jest zawsze równy zeru; 5) niema upływności i pojemności między osłoną a doprowadzeniem.

Dla przypadku idealnego zależność między U_m, C, f oraz wskazaniem (J) mikroamperomierza, mierzącego wartość średnią, jest:

$$U_m = \frac{J}{2fC} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Jeśli którykolwiek z warunków 3) do 5) nie jest spełniony, wzór (1) przestaje być ścisły, a posługując się nim, popełniamy uchyb.

Przez dobór odpowiednich kenotronów można zmniejszyć napięcie na układzie kenotronów przy przepływie prądu z kondensatora C. Do 0 nie doprowadzimy go nigdy, musimy zatem uważać kenotrony za zmienną oporność rzeczywistą. Również oporności mikroamperomierza nie możemy zmniejszyć do 0, ani też pozbyć się pojemności i upływności między osłoną a doprowadzeniem. Warunek 3) może być spełniony praktycznie przez stosowanie odpowiednich kenotronów ciemnożarzących się, przez które płynie prąd = 0 dla napięcia anodowego = 0 (por. [1]).

Biorąc pod uwagę te czynniki, które zawsze występują, możemy ułożyć równania różniczkowe dla rozpływu prądów w układzie praktycznym (rys. 1b). Przyjmując potencjał punktu N za zero, otrzymamy

$$i_c = C\frac{d}{dt}(u - u_k)$$

$$i_c = i + C_k\frac{du_k}{dt} + \frac{u_k}{R_k}$$

$$i = C\frac{du}{dt} - (C + C_k)\frac{du_k}{dt} - \frac{u_k}{R_k} \quad . \quad (2)$$

W powyższem równaniu u_k zawiera spadek napięcia na kenotronach i na mikroamperomierzu.

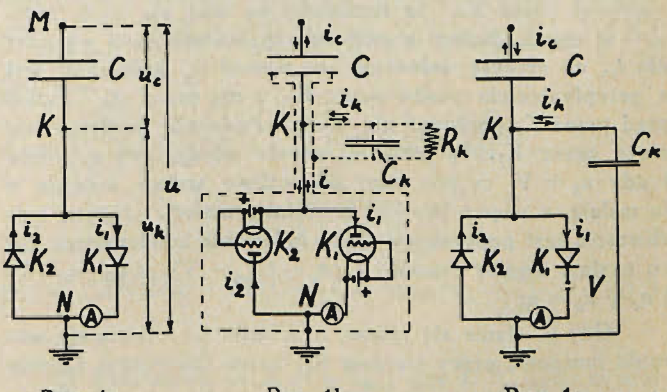
Wskazanie mikroamperomierza

$$J = \frac{1}{T}\int_0^T (i > 0)\ dt.$$

Uchyb wskazania

$$\Delta J = 2fCU_m - f\int_0^T (i > 0)\ dt.$$

Uchybu tego nie można określić analitycznie, nawet znając zależność u_k od i oraz wielkość C_k, R_k, ponieważ $\int_0^T (i > 0)\ dt$ zależy od przebiegu krzywej $u = f(t)$, naogół nieznanego.



Rys. 1a. Rys. 1b. Rys. 1c.

Układ idealny (1a), praktyczny (1b) i idealny zmodyfikowany przez K ö n i g a (1c). Na rys. 1c + baterji V należy połączyć z katodą kenotronu K_1.

[1]) Liczby w nawiasach [] odnoszą się do literatury, podanej na końcu.

2. Określenie uchybu metodą H. Königa.

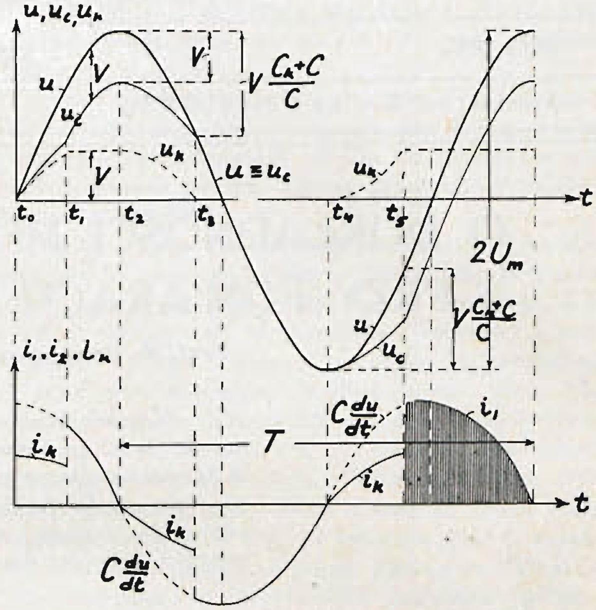
H. König w nader głęboko ujętej pracy [2] zajmował się wielkością uchybu ΔJ, gdy spełnione są warunki 2), 3) i 4) oraz gdy $R_k = \infty$, ale $C_k \neq 0$. Rozważał on przebieg krzywych u_c, u_k, $i = f(t)$ dla dowolnie założonej krzywej $u = f(t)$ odpowiadającej warunkowi 2). W układzie Königa w szereg z jednym z kenotronów jest włączona baterja o napięciu V (rys. 1c). Rys. 2 przedstawia krzywe, gdy napięcie włączono w chwili t_0; od chwili t_1 wartości napięć i prądów powtarzają się co 1 okres. Od tej chwili mamy więc do czynienia ze stanem ustalonym. Omawiane krzywe można wyznaczyć, pamiętając, że 1) zawsze, gdy działa wentyl K_1 lub K_2 (rys. 1c), prąd ładowania C_k równa się 0; 2) gdy nie może działać żaden z wentyli, prąd płynie przez C_k; 3) wentyl K_1 może zacząć działać tylko wtedy, gdy $u_k = V$ i gdy u rośnie, a wentyl K_2 — gdy $u_k = 0$ i gdy u maleje [2]).

Z rys. 2 wynika, że dla tego przypadku wartość średnia prądu, płynącego przez mikroamperomierz (pole zakreskowane na rys. 2)

$$J = fC\left(2\,U_m - \frac{C + C_k}{C}\,V\right) \quad . \; . \; . \quad (3)$$

Znając f, C, C_k i V, można więc w opisywanym przypadku idealnym przy pomocy jednego odczytu J określić U_m.

Wychodząc z założenia, że układ praktyczny odpowiada w przybliżeniu idealnemu, do którego stosuje się równanie (3), König wyznaczył doświadczalnie (wentyle = kenotrony, R_k b. duże) zależność J od V dla szeregu krzywych $u = f(t)$. Jako napięcie V na wykresach przyjmujemy napięcie baterji rzeczywiście włączonej do układu; część tego napięcia to V', wielkość niezbędna do rozdzielenia zakresu wspólnej pracy kenotronów (König używał lamp jasnożarzących się). Wykresy, otrzymane przez Königa, są bardzo ciekawe; wynika z nich, że krzywe $J = f(V)$ dla róż-



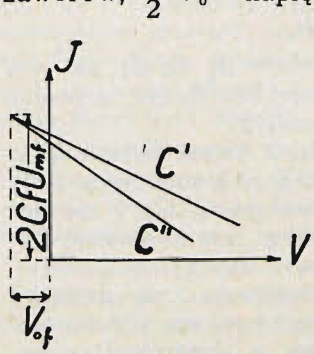
Rys. 2.

nych C_k = const są prawie prostemi i że przecinają się w jednym punkcie na lewo od osi $V = 0$ (rys. 3).

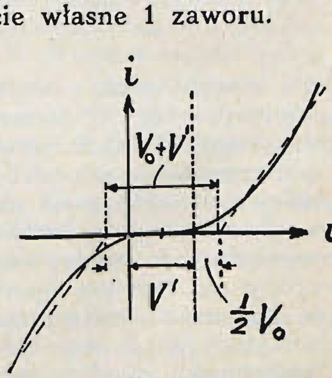
König wnioskuje stąd, że rzeczywiście działające napięcie V jest większe, niż napięcie baterji, włączonej do układu i tłomaczy to w ten sposób, że układ kenotronów można zastąpić 2 wentylami idealnemi o stałych opornościach i napięciem $V_0 + V'$, włączonem w szereg z jednym z nich (rys. 4). Przy takiem założeniu prąd, zmierzony w warunkach normalnych ($V = V'$), będzie

$$J \cong 2\,fCU_m\left[1 + w - \frac{V_0 + V'}{2\,U_m}\left(1 + \frac{C_k}{C}\right)\right], \; . \quad (4)$$

przyczem w oznacza uchyb wskutek oporności zaworów, $\frac{1}{2}\,V_0$ — napięcie własne 1 zaworu.



Rys. 3.



Rys. 4.
(König [2]).

Wyniki pomiarów Königa można ująć jeszcze innym wzorem:

$$J = 2\,fCU_{mf}\left[1 - \frac{V_{0f} + V'}{2U_{mf}}\left(1 + \frac{C_k}{C}\right)\right]. \quad . \quad (5)$$

Wzór powyższy stanowi analogję matematyczną do (3). Wielkości U_{mf} i V_{0f} są fikcyjne, nie posiają znaczenia fizycznego, ale zato można je łatwo

---

[2]) Rozumowań prowadzących do wyznaczenia przebiegu krzywej $u_c = f(t)$ König [2] nie podaje, mimo iż odznaczają się dużą oryginalnością. Dla chcących przestudjować w oryginale trudno ujętą pracę Königa będzie dużem ułatwieniem zapoznanie się z metodą omawianych rozumowań. Jako przykład podajemy ich fragment: wytłomaczenie przebiegu krzywych w czasie od t_2 do t_3.

Przed chwilą t_2 prąd płynął przez K_1, napięcie na C było więc równe $u_c = u - u_k = u - V$. Od chwili t_2 prąd nie może płynąć ani przez K_1, ani przez K_2. Gdyby prąd popłynął przez K_2, to musiałoby u_k stać się = 0, czyli $u_c = u$; aby u_c było $= u$ musiałoby u_c wzrosnąć od wartości dla t_2, co przeczy założeniu, bo wzrost u_c połączony jest z przepłynięciem prądu przez K_1, a nie przez K_2. Zatem prąd przez K_2 popłynąć nie może. Podobnie popłynąć nie może przez K_1, bo przez K_1 płynie wtedy, gdy u_c rośnie i gdy $u_k = V$, co jest tutaj niemożliwe wobec malenia u (u maleje, a więc i $(u - V)$ musiałoby maleć). Jedyną możliwością jest popłynięcie prądu ładowania kondensatora C_k, co nastąpi według wzorów: $C\,[u_c - (U_m - V)] = C_k\,(u_k - V)$ i $u_c + u_k = u$.

Gdy u_c stanie się równe u (chwila t_3), zjawią się warunki możności pracy wentyla K_2: przez ten wentyl zacznie płynąć prąd taki, jakgdyby C_k nie istniało $\left(i_2 = C\,\frac{du}{dt}\right)$. Dla t_3 $u = u_c = U_m - \frac{C + C_k}{C}\,V$; wielkość ta wchodzi do wzoru (3).

wyznaczyć doświadczalnie. W U_{mf} i V_{0f} ukryty jest uchyb w, różnią się więc one od U_m i V_0 [3]). Według pomiarów K ö n i g a U_{mf} jednak bardzo mało odbiega od U_m; dlatego K ö n i g zaleca także w przypadku, gdy V wystarcza tylko do rozdziału pracy kenotronów (normalna praca układu; $V = V'$), wyznaczanie $2CfU_{mf}$, jako rzędnej przecięcia się 2 prostych $J = f(V)$ dla 2 różnych wartości C_k, i utożsamianie U_{mf} z U_m.

Rezultaty K ö n i g a, dotyczące przybliżonej równości U_{mf} i U_m, jak również istnienia zależności $J = f(V)$ pod postacią równania (5) [4]) posiadają charakter wyłącznie empiryczny. Błąd ΔJ w rzeczywistości zależy od kombinacji 5 czynników: C, C_k, R_k, przebiegu $u = f(t)$ i $i = f(u_k)$. [porównaj równanie (2)]. Oczywiście K ö n i g nie mógł zbadać wszystkich kombinacyj praktycznie możliwych, zatem nie jest wykluczone, że poprawki, oparte na równaniu (5), mogą zawieść w szeregu przypadków praktycznych.

Przy ocenie metody K ö n i g a należy zwłaszcza wziąć pod uwagę, że w praktyce używa się różnych kenotronów (ograniczenie metody K ö n i g a tylko do kenotronów przez niego używanych) i że R_k bardzo często nie jest $= \infty$, a nawet może osiągnąć rząd wielkości $\frac{1}{\omega C_k}$ przy 50 okr. [5]). Wskutek powyższych zastrzeżeń b. cenne wyniki pomiarów K ö n i g a posiadają znaczenie częściowo lokalne.

3. Wyznaczenie górnej granicy uchybu.

Względy, omówione na końcu poprzedniego rozdziału, skłoniły autorów do pójścia w kierunku opracowania metody, którąby pozwoliła określać g ó r n ą g r a n i c ę u c h y b u mierzonego napięcia. Wyznaczenie tej granicy dla różnych napięć, po uruchomieniu metody prostownikowej w laboratorjum przemysłowem, pozwala usunąć elementy nieprawidłowe i zwiększyć w ten sposób dokładność pomiaru.

Punktem wyjściowym tej metody jest wzór (2). Wyrażenie na granicę uchybu, wyprowadzone niżej, można stosować tylko do kenotronów ciemnożarzących się, dla których $u_k = 0$, gdy $i = 0$. Przy stosowaniu kenotronów jasnożarzących się należy w tem wyrażeniu wprowadzić zmiany, czem nie zajmujemy się, ponieważ naszem zdaniem takich kenotronów stosować nie należy [1]. Dla kenotronów, wykazujących $u_k = 0$ dla $i = 0$, baterja dla rozdzielenia zakresu pracy jest zbędna, $V' = 0$, a więc w myśl rozważań K ö n i g a możemy mówić tylko o V_0, wielkości dość nieokreślonej. Możność określenia uchybu metodą K ö n i g a dla tego przypadku zdaje się być całkowicie złudzeniem.

Aby określić granicę uchybu, zauważmy najpierw, że krzywa mierzonego napięcia posiada z założenia w ciągu okresu tylko 2 ekstrema. Nie jest prawdopodobne, nawet dla krzywych $u = f(t)$ bardzo odkształconych, dla których np. $\frac{du}{dt}$ zbliża się do 0 kilka razy w ciągu $^1/_2$ okresu, że prąd i będzie zmieniał znak częściej, niż jeden raz w ciągu $^1/_2$ okresu. Prościej jednak, niż udowodnić to, będzie założyć, że prąd i posiada kilka przejść przez 0 w ciągu $^1/_2$ okresu, gdyż nawet przy tem założeniu uchyb graniczny wypadnie taki sam, jak dla jednego przejścia przez 0. Dla przyjętego przez nas przebiegu prądu istnieje więc w ciągu okresu kilka nie zachodzących na siebie zakresów t, w których prąd jest dodatni. Początek każdego takiego zakresu oznaczymy przez t', koniec przez t''.

Wskazanie mikroamperomierza będzie:

$$J = \frac{1}{T}\int_0^T (i>0)\,dt =$$

$$= \frac{1}{T}\sum\int_{t'}^{t''}\left[C\frac{du}{dt} - (C+C_k)\frac{du_k}{dt} - \frac{u_k}{R_k}\right]dt =$$

$$= \frac{1}{T}\sum\int_{t'}^{t''} C\,du - \frac{1}{T}\sum\int_{t'}^{t''}(C+C_k)\,du_k -$$

$$- \frac{1}{T}\sum\int_{t'}^{t''}\frac{u_k\,dt}{R_k} = fC\sum(u''-u') +$$

$$- f(C+C_k)\sum(u_k''-u_k') - \frac{f}{R_k}\sum\int_{t'}^{t''} u_k\,dt.$$

Z założenia $u_k = 0$, gdy $i = 0$, a więc $u_k' = u_k'' = 0$. Następnie suma różnic $(u''-u')$ nie może być nigdy większa od $2\,U_m$, jeżeli, jak tutaj, zakresy $t''-t'$ nie zachodzą na siebie. $\sum\int_{t'}^{t''} u_k\,dt$ jest zawsze większa od 0, bo u_k ma taki sam znak, jak i. Ostatecznie

$$J < 2fCU_m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Wzór (6) pokazuje, że wskazanie mikroamperomierza w układzie idealnym jest górną granicą wskazań w układzie praktycznym.

Aby wyznaczyć dolną granicę J, określamy najpierw wielkość całki $\int_{t'''}^{t''''} i\,dt$ przyczem chwile t''' i t'''' odpowiadają kolejnym przejściom $C\frac{du}{dt}$ przez 0.

$$J' = \int_{t'''}^{t''''} i\,dt = 2fCU_m - f(C+C_k)\,(u_k''''-u_k''') -$$

$$- f\int_{t'''}^{t''''}\frac{u_k}{R_k}dt$$

$$\min J' > 2fCU_m - 2f(C+C_k)\,|u_{km}| - \frac{|u_{km}|}{2R_k}. \quad (7)\,[6])$$

---

[3]) Według bardzo dokładnych badań Königa nawet V_0 nie jest, ściśle biorąc, wielkością stałą. Dla danego kenotronu V_0 zależy przy $J = \text{const}$, a różnych U_m od C oraz przy $C = \text{const}$ od wykorzystania charakterystyki kenotronu, czyli od U_m. Świadczy to, że i V_0 jest wielkością do pewnego stopnia fikcyjną.

[4]) Trzeba pamiętać, że przebieg $J = f(V)$ doświadczalnie możemy wyznaczyć tylko dla $V > V'$; dla $V < V'$ przedłużamy krzywe $J = f(V)$ w założeniu, że są to proste.

[5]) Oporność powierzchniowa izolacji między osloną kondensatora wysokiego napięcia, a częścią pomiarową może spaść nawet do 5 MΩ w warunkach wybitnie niekorzystnych (kurz, wilgoć).

[6]) Zakładając, że $u_k = \pm u_{km}$, gdy $C\frac{du}{dt} = 0$, nogół przeceniamy znacznie wielkość uchybu, gdyż w większości przypadków praktycznych u_k w chwili, gdy $C\frac{du}{dt} = 0$, jest bliższe 0, niż u_{km}.

We wzorze (7) przez $|u_{km}|$ oznaczono bezwzględną wielkość największej chwilowej wartości u_k.

Zważywszy, że całka $\sum \int_{t'}^{t''} i\,dt = \int_0^T (i>0)\,dt$ jest większa od całki $\int_{t''}^{t'''} i\,dt$, otrzymamy $J > J'$ oraz $J > \min J'$.

Ostatecznie

$$J < 2fCU_m$$

$$J > 2fCU_m - 2f(C+C_k)\,|u_{km}| - \frac{|u_{km}|}{2R_k}.$$

Określając U_m ze wzoru (1), jako granicę górną uchybu otrzymamy:

$$\pm \frac{\Delta U_m}{U_m} = \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta C}{C} + \frac{\Delta J}{J} \quad . \quad . \quad (8)$$

przyczem

$$+\frac{\Delta U_m}{U_m} = \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta C}{C} + \frac{2f(C+C_k)\,|u_{km}|}{J} + $$

$$+ \frac{|u_{km}|}{R_k J} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8a)$$

$$-\frac{\Delta U_m}{U_m} = \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta C}{C} + \frac{J_0}{J} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \quad . \quad (8b)$$

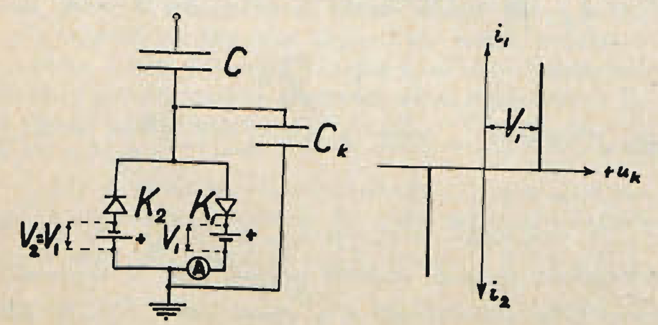
We wzorach powyższych $\Delta\alpha$ oznacza uchyb odczytu i wskazania mikroamperomierza. Osobne omówienie należy się wielkości J_0. Jest to znikomo mała wielkość prądu, który płynie przy zwarciu kenotronu. Rząd jego wielkości — kilka 10^{-9} A dla odpowiednio połączonych lamp B.409 (rys. 1b). Obliczając uchyb graniczny w założeniu, że J_0 płynie przez cały okres (niemożliwe) przeceniamy znacznie jego wielkość; mimo to składowy uchyb graniczny $\frac{J_0}{J}$ jest do pominięcia wobec innych. Wielkość ta może grać pewną rolę przy użyciu innych kenotronów, niż zastosowane przez autorów; dlatego włączamy ją do wzoru na uchyb graniczny.

Wzór (8) na uchyb może mieć znaczenie praktyczne, o ile 1) granice uchybu nie wypadają zbyt duże w stosunku do rzeczywistego uchybu (uchyb nie jest przeceniony); 2) wielkość u_{km}, C_k, R_k można zmierzyć.

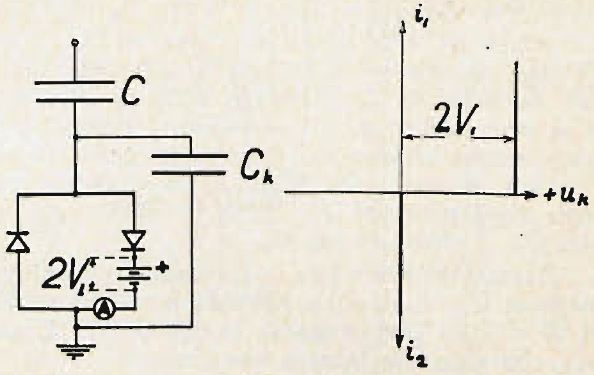
Górna granica uchybu ze względu na C_k jest osiągnięta w przypadku, gdy $R_k = \infty$ i wentyle są idealne, oraz gdy w szereg z każdym wentylem jest włączona baterja o napięciu $V_1 = V_2$ (rys. 5a). Górna granica uchybu wynosi wtedy

$$\Delta J = 2fCU_m - J = f(C+C_k)\,.\,2V_1.$$

To samo otrzymujemy ze wzoru K ö n i g a (3), jeśli założyć w nim $V = 2V_1$. Założenie to jest słu-



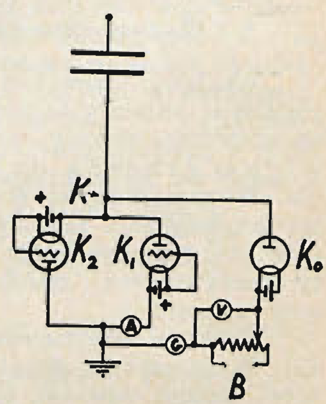
Rys. 5a.



Rys. 5b.

szne, gdyż układ z rys. 5a ma ten sam uchyb, co układ z rys. 5b. Równość uchybu granicznego i rzeczywistego wskazuje, że, jeśli wzór na uchyb graniczny ma obejmować wszystkie przypadki, nie może być zastąpiony innym, dającym mniejsze wartości uchybu.

Do zmierzenia u_{km} nie możemy użyć zwykłego woltomierza, gdyż spowodowałby on praktycznie zupełne zwarcie układu kenotronów i napięcie u_k zniknęłoby. W Laboratorjum Wysokich Napięć P. W. stosowano do tego celu zerowy układ kenotronowy (rys. 6), składający się z kenotronu dodatkowego K_0, baterji B i galwanometru G. Aby zrozumieć zasadę jego działania, przypuśćmy najpierw, że charakterystyka $u = f(i)$ kenotronu K_0 przechodzi przez punkt $(u = 0,\ i = 0)$. Gdy napięcie baterji B jest równe 0, kenotron K_0 przejmie częściowo rolę kenotronu K_1. Jeśli napięcie U_B baterji B zwiększyć, to dodatni (przy połączeniu, jak na rys. 6) prąd w K_0 zmaleje, gdyż płynie on tylko wtedy, gdy $u_k - U_B$ jest dodatnie. Gdy prąd ten stanie się równy 0, U_B będzie równe u_{km}. Ponieważ wtedy K_0 nie pobiera prądu, u_{km} ma tę samą wartość, jaką miało, gdy K_0 nie było włączone. Po zastosowaniu prostej modyfikacji postępowania można użyć jako K_0 kenotronu, dla którego $i \neq 0$ dla $u = 0$.



Rys. 6.
Sposób załączenia woltomierza kenotronowego. (U w a g a: — baterji B należy połączyć z końcówką galwanometru G).

Pomiar u_{km} nie jest dokładny, gdyż właściwie nie ustawiamy prądu woltomierza kenotronowego na 0 (ze względu na styczny przebieg charakterystyki $i = f(u)$ kenotronu K_0 do osi u), ale na niewielką wartość, która bardzo mało zmienia wskazanie badanego układu prostownikowego. Uchyb pomiaru u_{km} może osiągnąć np. 10%, co jednak jest bez wielkiego znaczenia, bo powoduje tylko uchyb uchybu.

Biorąc za podstawę do obliczenia uchybu C_k określone np. mostkiem S e i b t a i R_k zmierzone prądem stałym, popełniamy nieścisłość dzięki temu, że tak otrzymane C_k i R_k są tylko wtedy dokładne, gdy nie występują straty w izolacji z materjału stałego. Ściśle biorąc dielektryk stały stanowi złożony układ kilku pojemności i oporności. Układ ten można zastąpić przez R_k i C_k, połączone równolegle, ale inne dla różnych częstotliwości (wyższych harmonicznych u_k). To zastrzeżenie natury teoretycznej nie odgrywa dużej roli w praktyce; możemy tutaj powtórzyć to samo, co przy omawianiu dokładności pomiaru u_{km}: uchyb określenia C_k i R_k powoduje tylko uchyb uchybu.

Znając u_{km}, C_k, R_k możemy określić granicę uchybu. Przykład obliczenia tej granicy przy pomiarze 100 kV_{max} podaje poniższe zestawienie:

$\frac{\Delta f}{f} 100$ (częstościomierz sprężynkowy) . $\pm$ 0,5%

$\frac{\Delta C}{C} 100$ (orjentacyjnie) . . . . $\pm$ 0,1%

$$\frac{2f(C+C_k)|u_{km}|}{J} 100 =$$

$$= \frac{2 . 50 . (8+784) . 10^{-12} . 1{,}2}{81 . 10^{+6}} 100 \ . \quad +0{,}12\%$$

$$\frac{|u_{km}|}{2R_k J} 100 = \frac{1{,}2}{2 . (16{,}5 . 10^{-6}) . (81 . 10^{-6})} 100 . \quad +0{,}05\%$$

$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} 100$[7]) . . . . $\pm$ 0,2%

$$\frac{J_0}{J} 100 = \frac{0{,}028 . 10^{-6}}{81 . 10^{-6}} 100 \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad -0{,}03\%$$

Górna granica uchybu dodatniego:

$$0{,}5+0{,}1+0{,}12+0{,}05+0{,}2=0{,}97\%.$$

Górna granica uchybu ujemnego

$$0{,}5+0{,}1+0{,}2+0{,}03=0{,}83\%.$$

[7]) Mikroamperomierz firmy Hartmann i Braun, $1^0 = 0{,}88 . 10^{-6}$ A.

Z przykładu powyższego widać, że uchyb wskutek istnienia C_k i $\frac{1}{R_k}$ gra bardzo małą rolę; dotyczy to wszystkich układów prawidłowo zestawionych. W omawianym przykładzie, chcąc zwiększyć dokładność, należałoby przedewszystkiem poprawić dokładność pomiaru f, następnie zmiejszyć C_k.

4. Wnioski.

1. Stosowanie metody Königa nie daje pewności, czy wielkość określana jest rzeczywiście szukanym uchybem.

2. Metoda autorów pozwala określić w sposób pewny górną granicę uchybu.

3. Dla układów prawidłowo zestawionych uchyby graniczne wskutek istnienia C_k i $\frac{1}{R_k}$ są pomijalne wobec innych.

LITERATURA.

[1] J. L. Jakubowski, Pomiar wysokiego napięcia w laboratorjach przemysłowych metodą prostownikową. (Przegl. El. 1933, Nr. 1 i 2, publikacja Z. M. E. i W. N. Nr. 28).

[2] H. König, Ueber die Fehler der Scheitelspannungs-Messung vermittelst röhrengleichgerichtetem Kondensatorstrom, (Helvetica Physica Acta, 1929, Vol. II, str. 357—410).

Dalsza literatura, zresztą nieliczna, podana jest w pracach wymienionych wyżej.

Praca powyższa została wykonana w Zakładzie Miernictwa Elektrotechnicznego i Wysokich Napięć Politechniki Warszawskiej w roku 1931.

RTĘCIOWE ZAWORY ELEKTRONOWE Z SIATKĄ STERUJĄCĄ I ICH ZASTOSOWANIE PRAKTYCZNE*).

Inż. August Smolański.

Przedmiotem niniejszego artykułu jest nowy, szybko rozwijający się dział spółczesnej elektrotechniki, obejmujący rtęciowe zawory elektronowe, wyposażone w siatki sterujące. Podana jest zasada działania siatki sterującej i regulacji zaworów, następnie schematy i krótki opis zasadniczych układów z sterowanemi zaworami rtęciowemi.

Wstęp.

Pierwszy pomysł regulacji zaworów rtęciowych przez oddziaływanie na wzniecanie i przebieg wyładowania łukowego w zaworach pochodzi od wynalazcy zaworów rtęciowych Peter Cooper Hewitt'a, który podał kilka sposobów uskutecznienia tej regulacji. Pierwszy sposób, polegający na wzbudzaniu plamy świetlnej na powierzchni katody przez przesuwalne w fazie wzniecanie pomocniczego wyładowania łukowego w obwodzie osobnej anody wzbudzającej, w zależności od czego powstawałoby opóźnianie chwili włączania prądu anodowego w każdej otwartej części okresu poszczególnych anod, czyli tak zwane initialne sterowanie przy pomocy elektrody zapalającej, — nie okazał się praktycznym i poza laboratorjum nie znalazł szerszego zastosowania. Natomiast pomysł sterowania zaworów rtęciowych przy pomocy siatki o regulowanym potencjale względem katody, która w wykonaniu Hewitt'a z r. 1905 miała postać koszyka drucianego, otaczającego anodę, okazał się bardzo szczęśliwym i pchnął rozwój

*) Odczyt, wygłoszony na zebraniu Energetyków w Katowicach dnia 20.IX. 1932.