

A 1924 I

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

TOM III • ZESZYT 3

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1954

SPIS TREŚCI

Z. Swieykowska — Najkorzystniejsze umieszczenie galvanometru w mostku Wheatstone'a przy uwzględnieniu dopasowania układu do oporności krytycznej	311
J. Bader — Rozrzut udarowego napięcia zapłonowego iskierników wielokrotnych	329
W. Lech — Lokalizacja uszkodzeń powstających w czasie próby udarowej transformatorów	343
B. Dubicki — Obliczanie uzwojeń małych jednofazowych silników komutatorowych prądu zmiennego	361
J. Groszkowski — Generatory oporowo-pojemnościowe w ujęciu teorii nieliniowej	387
A. Kiliński — Tamowanie napięcia i prądu w torze przewodowym obciążonym równomiernie w wielu punktach	415
R. Kulikowski — Synteza liniowych układów impulsowych	425

СОДЕРЖАНИЕ

З. Свейковска — Наиболее выгодное место включения гальванометра в мостике Уитстона с учетом согласования схемы с критическим сопротивлением	311
Г. Бадер — Разброс импульсного пробивного напряжения многократных промежутков	329
В. Лех — Локализирование повреждений во время импульсного испытания трансформаторов	343
Б. Дубицки — Расчёт обмоток малых однофазных коллекторных двигателей переменного тока	361
Я. Грошковски — Нелинейный анализ реостатно-ёмкостных генераторов	387
А. Килиньски — Затухание напряжения и тока в проводной линии равномерно нагруженной во многих точках	415
Р. Куликовски — Синтез линейных импульсных устройств	425

CONTENTS — SOMMAIRE

Z. Swieykowska — The best location of the galvanometer in the Wheatstone bridge, considering the matching of the circuit to the critical resistance	311
J. Bader — The dispersion of the transient ignition voltage of multiple spark gaps	329
W. Lech — Localization of transformer break-downs during surge-tests	343
B. Dubicki — The design of small single phase commutator motor windings	361
J. Groszkowski — The non-linear theory approach to the resistance-capacitance oscillators	387
A. Kiliński — Voltage and current attenuation in an audio-frequency line uniformly loaded at many points	415
R. Kulikowski — Synthesis of linear pulse systems	425

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

TOM III • ZESZYT 3

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1954

R A D A R E D A K C Y J N A :

PROF. JANUSZ LECH JAKUBOWSKI, PROF. BOLESŁAW KONORSKI,
PROF. IGNACY MALECKI, PROF. WITOLD NOWICKI, PROF. PAWEŁ SZULKIN,
PROF. STANISŁAW SZPOR

K O M I T E T R E D A K C Y J N Y :

Redaktor Naczelny

PROF. JANUSZ GROSZKOWSKI

Z-ca Redaktora Naczelnego

PROF. PAWEŁ NOWACKI

Sekretarz

WACŁAW ZWOLAKOWSKI

ADRES REDAKCJI :

Warszawa, ul. Koszykowa 75, Politechnika,
Zakład Elektroniki PAN, tel. 8.32.04

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — W A R S Z A W A 1954

Nakład 779 + 100 egz.	Do składania 1 VI 1954
Ark. wyd. 11,45, druk. 8,75	Podpisano do druku 19 VIII 1954
Papier dr. sat. 70 g V kl. 70 × 100/16	Druk ukończono 22 VIII 1954
Zamówienie 367/37	Cena zł 15.— K-5-10742

POZNANSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAN, FREDRY 10

621.317.733.858

Z. SWIEYKOWSKA

Najkorzystniejsze umieszczenie galwanometru w mostku Wheatstone'a przy uwzględnieniu dopasowania układu do oporności krytycznej

Rękopis dostarczono 25. 6. 1953

Streszczenie. Na podstawie właściwych założeń i wzorów Wennera na czułość mostka Wheatstone'a teoretycznie wyprowadzono i pomiarowo sprawdzono proste kryterium wyboru najkorzystniejszego miejsca włączenia galwanometru w mostku, uwzględniające dopasowanie układu do oporności krytycznej galwanometru. Kryterium tym jest stosunek zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru do średniej geometrycznej z największej i najmniejszej oporności gałęzi mostka, czyli do średniej geometrycznej z dwóch oporności przeciwległych gałęzi mostka. Podano również najkorzystniejszą wartość zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru dla danego układu mostkowego przy zmianie oporności krytycznej, dokonanej bocznikiem magnetycznym.

1. WSTĘP

W zrównoważonym mostku Wheatstone'a można wzajemnie zamienić miejsca włączenia galwanometru i źródła napięcia bez naruszenia równowagi mostka. Są więc dwie możliwości włączenia galwanometru w mostku. Na podstawie doświadczenia wiadomo, że zazwyczaj jedna z tych możliwości jest korzystniejsza. Celem tej pracy jest podanie oraz teoretyczne uzasadnienie właściwego, a zarazem prostego sposobu wyboru korzystniejszego miejsca włączenia galwanometru w mostku.

Zagadnienie korzystniejszego umieszczenia galwanometru w mostku było niejednokrotnie rozpatrywane przez różnych autorów [2], [5], ale przeważnie przy niewłaściwych założeniach. Na szczególną uwagę zasługuje reguła Kottera, uwzględniająca dopasowanie układu do oporności krytycznej galwanometru [3]. Reguła ta brzmi następująco: „Obliczyć oporność mostka między każdą parą przeciwległych węzłów dla przerwanego obwodu galwanometru i źródła napięcia. Obliczyć stosunek lub odwrotny stosunek — ten, który jest mniejszy od jedności — każdej

z tych oporności mostkowych do zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru. Przyłączyć galwanometr do tej pary punktów, dla których ten stosunek jest bliższy jedności". Reguła ta jest słuszna, wymaga jednak dosyć długich obliczeń zastępczych oporności mostka. W niniejszej pracy zostanie wyprowadzone proste kryterium, umożliwiające wybór miejsca włączenia galwanometru bez potrzeby uprzedniego obliczania zastępczych oporności mostka, a jedynie na podstawie wyliczenia średniej geometrycznej dwóch oporności gałęzi mostka. Kryterium oparte jest na tych samych założeniach, które przyjął Kotter i w zupełności pokrywa się z jego regułą, ma jednak tę wyższość, że jest prostsze i krótszą drogą prowadzi do celu.

2. ZAŁOŻENIA

Z dwóch możliwości umieszczenia galwanometru w mostku należy wybrać tę, która jest korzystniejsza. Korzystniejszy będzie ten układ, który przy dobrych warunkach pomiaru będzie miał większą czułość.

Dobre warunki pomiaru osiąga się przez dopasowanie układu do oporności krytycznej galwanometru¹. W przeciwnym razie, gdy na przykład oporność zastępcza mostka R_z jest większa od zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru R_{oz} ($R_z > R_{oz}$), galwanometr ustala się dopiero po kilku wahaniciach — co przedłuża czas wykonania pomiaru; w przypadku zaś, gdy R_z jest mniejsze od R_{oz} ($R_z < R_{oz}$), galwanometr pełza — co uniemożliwia dokładny pomiar.

Toteż ten układ będzie korzystniejszy, który — dopasowany do oporności krytycznej galwanometru — będzie miał większą czułość.

W pracy tej oparto się na następującej definicji czułości układu mostkowego: czułość układu mostkowego jest to stosunek odchylenia galwanometru, wywołanego zmianą oporności, do tej względniej zmiany oporności².

Czułość układu mostkowego rozpatrywano dotychczas dla rozmaitych założeń [1], [4], [6]. Między innymi bądź dla stałego napięcia doprowadzonego do mostka, bądź dla stałego poboru prądu przez mostek. Oba te założenia nie są właściwe, gdyż w rzeczywistości nie napięcie i nie prąd ogranicza czułość mostka, a dopuszczalne obciążenie oporników. Słuszniejsze więc jest założenie takiego napięcia na mostku, przy którym osiąga się dopuszczalne obciążenie w jednej gałęzi mostka, a w pozostałych

¹ Oporność krytyczna galwanometru R_0 jest to oporność całego obwodu galwanometru, przy której galwanometr jest tłumiony aperiodycznie krytycznie, tzn. osiąga położenie równowagi bez wahań i bez pełzania. Składa się ona z wewnętrznej oporności galwanometru R_0 i z zewnętrznej oporności krytycznej R_{0z} , tj. $R_0 = R_0 + R_{0z}$.

² Podobnie jak dokładność określa się uchybem względnym, można też wyrazić czułość układu za pomocą uchybu czułości, tj. minimalną względną zmianą oporności, która wywołuje minimalne dostrzegalne odchylenie galwanometru.

gałęziach nie jest ono przekroczone, tzn. że wykorzystana jest dopuszczalna obciążalność mostka. Toteż przy rozpatrywaniu najkorzystniejszego umieszczenia galwanometru oprzemy się na tym założeniu oraz na założeniu, że dopuszczalne obciążenie jest jednakowe dla wszystkich gałęzi mostka; ponadto uwzględnimy dopasowanie układu do oporności krytycznej galwanometru. Dla rozwiązania zagadnienia posłużymy się wzorami Wennera na czułość mostka.

3. WZORY WENNERA NA CZUŁOŚĆ MOSTKA WHEATSTONE'A

F. Wenner wyprowadził wzory na czułość mostka uwzględniające dopasowanie układu do oporności krytycznej galwanometru [7].

Dla zrównoważonego mostka istnieje zależność

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4} \quad (1)$$

Wyprowadzamy mostek z równowagi przez małe zwiększenie oporności R_1 o ΔR_1 (rys. 1). Jeżeli U_{ad} jest napięciem doprowadzonym do mostka, to spadek napięcia na gałęzi $a-b$, przy przerwanej gałęzi galwanometru $b-c$, będzie:

$$U_{ab} = U_{ad} \frac{R_1 + \Delta R_1}{R_1 + \Delta R_1 + R_2} = U_{ad} \frac{R_1}{R_1 + R_2} \left(\frac{1 + \Delta R_1/R_1}{1 + \Delta R_1/(R_1 + R_2)} \right),$$

spadek napięcia zaś na gałęzi $a-c$

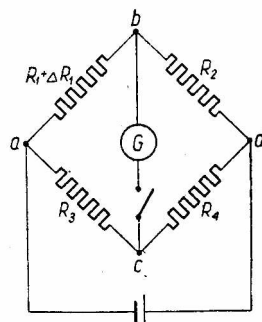
$$U_{ac} = U_{ad} \frac{R_3}{R_3 + R_4}.$$

Różnica potencjałów między punktami b i c , przy przerwanej gałęzi $b-c$, będzie:

$$U_{bc} = U_{ad} \frac{R_1}{R_1 + R_2} \left(\frac{1 + \Delta R_1/R_1}{1 + \Delta R_1/(R_1 + R_2)} \right) - U_{ad} \frac{R_3}{R_3 + R_4}.$$

Ze wzoru (1) wynika, że $\frac{R_1}{R_1 + R_2} = \frac{R_3}{R_3 + R_4}$, stąd

$$U_{bc} = U_{ad} \frac{R_1}{R_1 + R_2} \left(\frac{1 + \Delta R_1/R_1}{1 + \Delta R_1/(R_1 + R_2)} - 1 \right).$$



Rys. 1. Względne nie-zrównoważenie mostka:
 $\frac{\Delta R_1}{R_1}$

Wyrażenie $\frac{1}{1 + \Delta R_1 / (R_1 + R_2)}$ można rozwinąć w szereg

$$U_{bc} = U_{ad} \frac{R_1}{R_1 + R_2} \left\{ \left(\frac{R_1 + \Delta R_1}{R_1} \right) \left[1 - \frac{\Delta R_1}{R_1 + R_2} + \left(\frac{\Delta R_1}{R_1 + R_2} \right)^2 - \dots \right] - 1 \right\}.$$

Ponieważ ΔR_1 jest małe, można pominąć wszystkie człony potęgowe

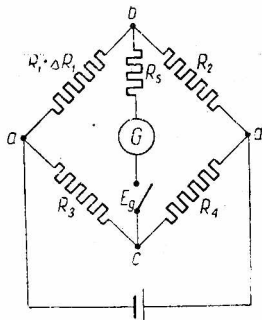
$$U_{bc} = U_{ad} \frac{R_1}{R_1 + R_2} \left[\left(\frac{R_1 + \Delta R_1}{R_1} \right) \cdot \left(\frac{R_1 + R_2 - \Delta R_1}{R_1 + R_2} \right) - 1 \right].$$

Po uproszczeniu otrzymujemy ostatecznie

$$U_{bc} = U_{ad} \frac{R_2 \cdot \Delta R_1}{(R_1 + R_2)^2}. \quad (2)$$

Rozpatrzmy kolejno dwa przypadki:

1. *Oporność zastępcza mostka R_z między punktami b i c jest mniejsza lub równa zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru R_{oz} , tzn. gdy $R_z \leq R_{oz}$ (rys. 2).*



Rys. 2. $R_z \leq R_{oz}$, różnica potencjałów na wyłączniku galwanometru:
 $E_g = U_{bc}$.

W celu dopasowania układu do oporności krytycznej galwanometru włącza się w szereg z galwanometrem oporność $R_s = R_{oz} - R_z$ tak, aby $R_s + R_z = R_{oz}$. Na otwartym wyłączniku w gałęzi galwanometru otrzymamy napięcie U_{bc} , które możemy rozpatrywać jako siłę elektromotoryczną E_g działającą w obwodzie galwanometru. Po włączeniu galwanometru otrzymamy odchylenie

$$\Delta \alpha = \sigma_u \cdot E_g = \sigma_u U_{bc} = \sigma_u U_{ad} \frac{R_2 \cdot \Delta R_1}{(R_1 + R_2)^2}, \quad (3)$$

gdzie σ_u jest napięciową czułością galwanometru, tj. liczbą działek odchylenia galwanometru na jednostkę różnicy potencjałów w warunkach tłumienia krytycznego, czyli gdy układ jest dopasowany do oporności krytycznej przy określonej odległości skali od lusterka galwanometru (zazwyczaj dla $l = 1$ m).

Czułość układu σ , jako stosunek odchylenia galwanometru wywołanego zmianą oporności ΔR_1 do względnej zmiany oporności, czyli do $\frac{\Delta R_1}{R_1}$ określona jest wzorem

$$\sigma = \frac{\Delta \alpha \cdot R_1}{\Delta R_1}. \quad (4)$$

Po podstawieniu Δa ze wzoru (3) otrzymujemy

$$\sigma_1 = \sigma_u U_{ad} \frac{R_1 \cdot R_2}{(R_1 + R_2)^2}. \quad (5)$$

Jest to wzór na czułość układu dla przypadku gdy $R_z \leq R_{oz}$.

2. *Oporność zastępcza mostka jest większa od zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru, tzn. gdy $R_z > R_{oz}$ (rys. 3).*

W celu dopasowania układu do oporności krytycznej włącza się równolegle do galwanometru oporność R_r taką, aby

$$\frac{R_r \cdot R_z}{R_r + R_z} = R_{oz}. \quad (6)$$

Przy przerwanej gałęzi galwanometru i wyłączonym opornikiem R_r , różnica potencjału U_{bc} określona jest wzorem (2). Przy wyłączonym galwanometrze, a włączonym oporniku R_r popłynie przez opornik prąd $J_{Rr} = \frac{U_{bc}}{R_r + R_z}$, a na przerwie w gałęzi galwanometru wystąpi różnica potencjałów równa napięciu na oporniku R_r .

$$E_g = R_r J_{Rr} = \frac{U_{bc}}{R_r + R_z} \cdot R_r.$$

Ze wzoru (6) wynika, że $\frac{R_r}{R_r + R_z} = \frac{R_{oz}}{R_z}$, a zatem

$$E_g = U_{bc} \cdot \frac{R_{oz}}{R_z}.$$

Po włączeniu galwanometru otrzymamy odchylenie

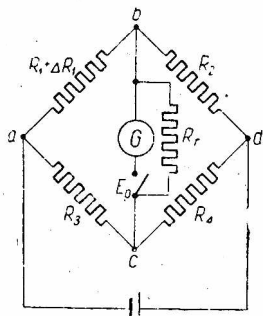
$$\Delta a = \sigma_u \cdot E_g = \sigma_u \cdot U_{bc} \cdot \frac{R_{oz}}{R_z},$$

stąd wzór na czułość układu dla $R_z > R_{oz}$

$$\sigma_2 = \frac{\Delta a \cdot R_1}{\Delta R_1} = \sigma_u \cdot U_{ad} \frac{R_1 \cdot R_2}{(R_1 + R_2)^2} \cdot \frac{R_{oz}}{R_z}. \quad (7)$$

Ze wzorów (5) i (7) można wyciągnąć następujący wniosek: dla $R_z > R_{oz}$ czułość układu zależna jest od stosunku $R_{oz} : R_z$ i przy danej oporności mostka rośnie wraz z R_{oz} , natomiast dla $R_z \leq R_{oz}$ czułość układu jest niezależna od tego stosunku.

Wzory podane przez Wennera dają wartość czułości dwa razy większą od wyprowadzonych tu wzorów (5) i (7), różnią się współczynnikiem 2,



Rys. 3. $R_z > R_{oz}$, różnica potencjałów na wyłączniku galwanometru:

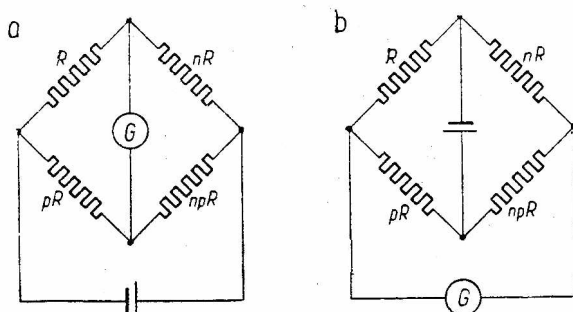
$$E_g = U_{bc} \cdot \frac{R_{oz}}{R_z}.$$

gdyż Wenner za Δa brał różnicę odchylenia galwanometru dla zmiany kierunku prądu, czyli sumę dwóch odchyżeń dla różnych kierunków prądu, co oczywiście powoduje zwiększenie dwukrotne czułości. Ta różnica wzoru nie ma wpływu na dalsze rozważania teoretyczne, a przy pomiarowym wyznaczaniu czułości dla wyeliminowania wpływu sił termoelektrycznych wystarczy brać za Δa wartość średnią z dwóch odchyżeń dla różnych kierunków prądu.

4. KRYTERIUM WYBORU MIEJSCA WŁĄCZENIA GALWANOMETRU

Rysunek 4 przedstawia dwie możliwości umieszczenia galwanometru w mostku Wheatstone'a. Dla przypadku ogólnego przyjmujemy $R_1 = R = R_{\min}$, $R_2 = nR$, $R_3 = pR$, $R_4 = npR = R_{\max}$ oraz zakładamy, że $n > p \geq 1$, gdyż tylko wówczas należy dokonać wyboru miejsca włączenia galwanometru. W przypadku szczególnym $n = p \geq 1$, gdy co najmniej oporności dwóch przeciwległych gałęzi mostka są sobie równe, włączenie galwanometru może być dowolne, bowiem jeżeli $n = p$, mostki a i b nie różnią się ani opornością zastępczą, ani czułością.

W układzie a źródło napięcia włączone jest między punkty połączeń dwóch oporów większych i dwóch oporów mniejszych, tak jak na rys. 4a, natomiast w układzie b — odwrotnie, między te punkty włączony jest galwanometr (rys. 4b).



Rys. 4. Dwie możliwości włączenia galwanometru.

Jeżeli pominie się oporność gałęzi źródła napięcia — co dla zrównoważonego mostka zawsze można uczynić — to oporności zastępcze mostka dla punktów przyłączenia galwanometru, układów a i b dane są przez następujące znane wzory:

$$R_a = \frac{nR(1+p)}{1+n}, \quad (8)$$

$$R_b = \frac{pR(1+n)}{1+p}. \quad (9)$$

Dla wszelkich wartości n i p przy założeniu $n > p \geq 1$ jest $R_b > R_a$, co można łatwo udowodnić. Mianowicie:

$$\frac{R_b}{R_a} = \frac{p(1+n)^2}{n(1+p)^2}, \quad (10)$$

a po założeniu $n = p + q$ i $q > 0$ otrzymamy

$$\frac{R_b}{R_a} = \frac{p^3 + 2p^2 + p^2q + p + 2pq + q(p^2 + pq)}{p^3 + 2p^2 + p^2q + p + 2pq + q} > 1,$$

ponieważ $q > 0$ i $p \geq 1$, licznik jest większy od mianownika, a zatem $\frac{R_b}{R_a} > 1$, czyli $R_b > R_a$, co zresztą i bez tego dowodu jest oczywiste, gdyż $R(1+n) > R(1+p)$, ponieważ $n > p$.

Rozpatrzmy obecnie, jakie napięcia U_a i U_b mogą być doprowadzone do układów a i b , zgodnie z założeniem wykorzystania dopuszczalnej obciążalności mostka.

W układzie a największe obciążenie występuje w gałęzi nR ; napięcie na tej gałęzi U_{nR} ogranicza i określa napięcie, które może być przyłożone do mostka.

Dopuszczalne obciążenie oporników $P = \frac{U_{nR}^2}{nR}$, więc $U_{nR} = \sqrt{P \cdot nR}$.

Napięcie, które według założenia ma być doprowadzone do mostka a

$$U_a = U_{nR} \frac{1+n}{n} = (1+n) \sqrt{\frac{P \cdot R}{n}}. \quad (11)$$

W układzie b napięcie doprowadzone do mostka ograniczone jest przez gałąź pR . Ponieważ założyliśmy, że dopuszczalne obciążenie jest jednakowe dla wszystkich gałęzi mostka, napięcie na gałęzi pR będzie

$$U_{pR} = \sqrt{P \cdot pR}.$$

Napięcie zaś, które ma być doprowadzone do mostka b

$$U_b = U_{pR} \frac{1+p}{p} = (1+p) \sqrt{\frac{P \cdot R}{p}}, \quad (12)$$

$$\frac{U_a}{U_b} = \frac{1+n}{1+p} \sqrt{\frac{p}{n}} = \sqrt{\frac{R_b}{R_a}} > 1. \quad (13)$$

a więc $U_a > U_b$.

Ze wzoru (13) widać, że przyjęte założenia są zgodne z założeniem stałej mocy pobieranej przez mostek, wynika bowiem z niego: $\frac{U_a^2}{R_b} = \frac{U_b^2}{R_a}$

(oporność zastępcza mostka od strony źródła napięcia dla układu a równa się R_b , dla układu zaś b równa się R_a).

W celu znalezienia kryterium wyboru miejsca włączenia galwanometru rozpatrzmy czułość mostków a i b dla wszystkich możliwych przypadków. Dla dowolnego układu mostkowego i dla dowolnej oporności krytycznej zewnętrznej galwanometru może zajść jeden z następujących trzech przypadków:

$$R_a < R_b \leq R_{oz}, \quad R_b > R_a > R_{oz}, \quad R_a \leq R_{oz} < R_b.$$

Rozpatrzmy kolejno te trzy przypadki.

1. $R_a < R_b \leq R_{oz}$

Dla tego przypadku do obu układów odnosi się wzór (5) na czułość, gdyż $R_z \leq R_{oz}$.

Dla układu a do wzoru (5) podstawiamy U_a ze wzoru (11) za U_{ad} i nR za R_z :

$$\sigma_{1a} = \sigma_u (1+n) \sqrt{\frac{P \cdot R}{n}} \cdot \frac{R \cdot nR}{(R+nR)^2} = \sigma_u \frac{\sqrt{P \cdot nR}}{1+n}. \quad (14)$$

Dla układu b podstawiamy U_b ze wzoru (12) za U_{ad} i pR za R_z :

$$\sigma_{1b} = \sigma_u (1+p) \sqrt{\frac{P \cdot R}{p}} \cdot \frac{R \cdot pR}{(R+pR)^2} = \sigma_u \frac{\sqrt{P \cdot pR}}{1+p}. \quad (15)$$

Aby przekonać się, który układ jest czulszy, dzielimy σ_{1a} przez σ_{1b}

$$\frac{\sigma_{1a}}{\sigma_{1b}} = \sqrt{\frac{n}{p}} \cdot \frac{1+p}{1+n} = \frac{U_b}{U_a} = \sqrt{\frac{R_a}{R_b}} < 1,$$

a zatem, ponieważ jak było udowodnione uprzednio $R_a < R_b$, $\sigma_{1a} < \sigma_{1b}$, czyli dla przypadku $R_a < R_b \leq R_{oz}$ układ b jest korzystniejszy od układu a , gdyż jest czulszy.

2. $R_b > R_a > R_{oz}$

Dla tego przypadku, dla obu układów czułość dana jest przez wzór (7), gdyż $R_z > R_{oz}$.

Dla układu a po podstawieniu U_a ze wzoru (11) za U_{ad} , nR za R_z i R_a za R_z otrzymujemy

$$\sigma_{2a} = \sigma_u \frac{\sqrt{P \cdot nR}}{1+n} \frac{R_{oz}}{R_a}. \quad (16)$$

Dla układu b podstawiamy U_b ze wzoru (12) za U_{ad} , pR za R_z i R_b za R_z :

$$\sigma_{2b} = \sigma_u \frac{\sqrt{P \cdot pR}}{1+p} \frac{R_{oz}}{R_b}. \quad (17)$$

Dzielimy σ_{2a} przez σ_{2b}

$$\frac{\sigma_{2a}}{\sigma_{2b}} = \frac{1+p}{1+n} \sqrt{\frac{n}{p}} \cdot \frac{R_b}{R_a} = \sqrt{\frac{R_a}{R_b}} \cdot \frac{R_b}{R_a} = \sqrt{\frac{R_b}{R_a}} > 1,$$

a zatem $\sigma_{2a} > \sigma_{2b}$, czyli dla przypadku $R_{oz} < R_a$ układ a jest korzystniejszy od układu b .

3. $R_a \leq R_{oz} < R_b$

Jest to przypadek pośredni między dwoma uprzednio rozpatrywanymi.

Dla układu a , ponieważ $R_a \leq R_{oz}$, czułość układu dana jest wzorem (14)

$$\sigma_{1a} = \sigma_u \frac{\sqrt{P \cdot nR}}{1+n}.$$

Dla układu b , ponieważ $R_b > R_{oz}$, czułość układu dana jest wzorem (17)

$$\sigma_{2b} = \sigma_u \frac{\sqrt{P \cdot pR}}{1+p} \cdot \frac{R_{oz}}{R_b},$$

podstawiamy wartość R_b ze wzoru (9)

$$\sigma_{2b} = \sigma_u \frac{\sqrt{P \cdot pR}}{1+p} \cdot \frac{R_{oz}(1+p)}{pR(1+n)} = \sigma_u \sqrt{\frac{P}{pR}} \cdot \frac{R_{oz}}{1+n},$$

dzielimy σ_{1a} przez σ_{2b}

$$\frac{\sigma_{1a}}{\sigma_{2b}} = \frac{R \sqrt{np}}{R_{oz}}, \quad (18)$$

z tego wynika, że dla $R_{oz} = R \sqrt{np}$, $\sigma_{1a} = \sigma_{2b}$, czyli dla tej jednej wartości oporności krytycznej galwanometru oba układy a i b są jednakowo czułe. Ponieważ $R_{\min} = R$, a $R_{\max} = npR$,

$$R \sqrt{np} = \sqrt{R_{\min} \cdot R_{\max}}. \quad (19)$$

Z pomnożenia wzorów (8) i (9) otrzymujemy $R_a \cdot R_b = npR^2$, czyli że $R \sqrt{np} = \sqrt{R_a \cdot R_b}$, co dowodzi, że $R_{oz} = \sqrt{R_{\min} \cdot R_{\max}}$, znajduje się w przedziale $\langle R_a, R_b \rangle$.

Ze wzoru (18) wynika, że dla $R_b > R_{oz} > R \sqrt{np} = \sqrt{R_{\min} \cdot R_{\max}}$, $\sigma_{1a} < \sigma_{2b}$, czyli tak jak dla przypadku 1 czułość układu b jest większa od czułości układu a . Natomiast dla $R_a \leq R_{oz} < R \sqrt{np} = \sqrt{R_{\min} \cdot R_{\max}}$, $\sigma_{1a} > \sigma_{2b}$, czyli tak jak dla przypadku 2 korzystniejszy jest układ a .

Ostatecznie z rozważań tych wynika, że dla $R_{oz} < \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$ czulszy jest układ *a*, dla $R_{oz} = \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$ układy *a* i *b* są jednakowo czułe, a dla $R_{oz} > \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$ czulszy jest układ *b*.

Na podstawie powyższych wyników dochodzimy do prostego kryterium wyboru miejsca włączenia galwanometru w mostku Wheatstone'a, uwzględniającego dopasowanie układu do oporności krytycznej galwanometru. Dla przypadku ogólnego $n > p \geq 1$, aby dokonać właściwego wyboru wystarczy znać zewnętrzną oporność krytyczną użytego do pomiaru galwanometru i oporności poszczególnych gałęzi mostka oraz obliczyć średnią geometryczną z najmniejszej i największej oporności — bowiem o najkorzystniejszym umieszczeniu galwanometru w mostku decyduje stosunek zewnętrznej oporności krytycznej do średniej geometrycznej z najmniejszej i największej oporności gałęzi mostka, czyli do średniej geometrycznej z dwóch oporności przeciwległych gałęzi mostka. Szukanym kryterium jest wyrażenie:

$$\frac{R_{oz}}{\sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}} \leq 1 \quad (20)$$

Jeżeli stosunek ten jest mniejszy od 1, czyli jeżeli $R_{oz} < \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$, to między punkty połączeń dwóch oporności większych i dwóch oporności mniejszych należy włączyć źródło napięcia (układ *a*).

Jeżeli stosunek ten jest równy 1, czyli $R_{oz} = \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$, miejsce włączenia galwanometru jest dowolne, gdyż oba układy są jednakowo korzystne.

Jeżeli stosunek ten jest większy od 1, czyli $R_{oz} > \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$, to między punkty połączeń dwóch oporności większych i dwóch oporności mniejszych należy włączyć galwanometr (układ *b*).

Należy mieć na uwadze, że kryterium to zostało wyprowadzone dla następujących trzech założeń:

1. układ dopasowany jest do oporności krytycznej galwanometru,
2. dopuszczalne obciążenie jest jednakowe dla wszystkich gałęzi mostka,
3. wykorzystana jest dopuszczalna obciążalność mostka, tzn. napięcie przyłożone do mostka jest takie, że osiąga się dopuszczalne obciążenie przynajmniej w jednej gałęzi mostka, a w żadnej gałęzi nie jest ono przekroczone.

5. POMIAROWE SPRAWDZENIE KRYTERIUM

Pomiary wykonano w układzie podanym na rys. 5 przy tak dobranym napięciu doprowadzonym do mostka, aby w kolejnych pomiarach

maksymalne obciążenie — osiągane w jednej gałęzi mostka — było jednakowe³. Porównano czułość układu dla dwóch możliwości włączenia galwanometru (układ *a* i *b*) przy różnych wartościach oporności krytycznej galwanometru. Zamiast przełączać galwanometr i źródło napięcia zmieniano wartości oporności poszczególnych gałęzi mostka, co przy opornikach dekadowych jest znacznie prostsze, a równoważne zmianie włączenia galwanometru.

Sprawdzenie przeprowadzono dla przypadku ogólnego $n > p \geq 1$, przyjęto dowolnie $R = 10 \Omega$, $n = 50$, $p = 10$, $\sqrt{R_{\min} \cdot R_{\max}} = 224 \Omega$. Oporności zastępcze mostka dla punktów przyłączenia galwanometru obliczono według wzorów (8) i (9) $R_a \approx 108 \Omega$, $R_b \approx 463 \Omega$. Napięcie przyłożone do układu *a* przyjęto $U_a = 2 \text{ V}$, a dla układu *b* obliczono według wzoru (13) $U_b = 0,966 \text{ V}$.

Przy pomiarach posługiwano się galwanometrem o danych: $T = 2,3 \text{ sec.}$, $R_g = 106 \Omega$, $k_i = 10 \div 25 \cdot 10^{-9} \text{ A/mm}$ z bocznikiem magnetycznym, którym można było zmieniać zewnętrzną oporność krytyczną galwanometru od 70Ω do 1150Ω .

Dla każdego pomiaru tak dobierano wartości oporników R_s i R_r , aby zawsze układ był dopasowany do danej oporności krytycznej galwanometru.

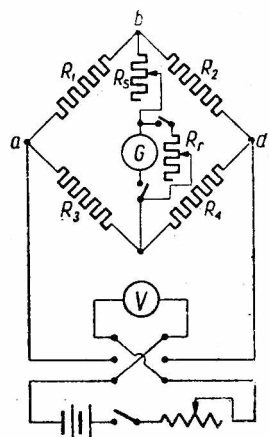
Porównywano czułości obu możliwości włączenia galwanometru osiąganym odchyleniem galwanometru dla jednakowej procentowej zmiany oporności $\left(\frac{\Delta R}{R} = 0,5\%\right)$ jednej gałęzi mostka po uprzednim zrównoważeniu układu. Większe odchylenie wskazuje większą czułość. Wyniki pomiarów podano w tablicy 1.

Pierwszy pomiar wykonano dla $R_{oz} = 463 \Omega$, czyli dla

$$R_{oz} > \sqrt{R_{\min} \cdot R_{\max}} = 224 \Omega;$$

zgodnie z kryterium pomiar wykazał większą czułość układu *b*.

Drugi pomiar wykonano dla $R_{oz} = 108 \Omega$, czyli dla $R_{oz} < \sqrt{R_{\min} \cdot R_{\max}}$; zgodnie z kryterium układ *a* okazał się korzystniejszy.



Rys. 5. Układ połączeń użyty do pomiarów.

³ Dla sprawdzenia kryterium nie trzeba oporników obciążać dopuszczalnie, wystarczy aby osiągane maksymalne obciążenia obu układów *a* i *b* były jednakowe.

Trzeci pomiar wykonano dla $R_{oz} = 224 \Omega$, czyli dla $R_{oz} = \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$, zgodnie z kryterium pomiar wykazał że oba układy są jednakowej czułości.

Tablica 1

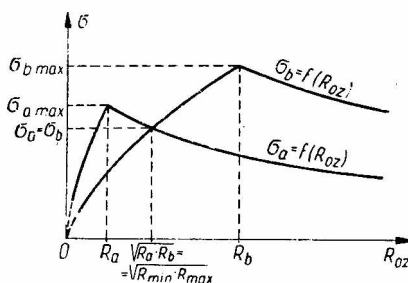
Zestawienie wyników pomiarów

L. p.	R_{oz}	Układ	R_1	R_2	R_3	R_4	R_z	R_s	R_r	U_{ad}	$\frac{\Delta R}{R}$	Δa
	Ω		Ω							V	%	dz
1	463	a	10	500	100	5000	108	355	∞	2,00	0,5	22,5
		b		100	500		463	0	∞	0,966		46,0
2	108	a	10	500	100	5000	108	0	∞	2,00	0,5	35,0
		b		100	500		463	0	141	0,966		17,0
3	224	a	10	500	100	5000	108	116	∞	2,00	0,5	29,0
		b		100	500		463	0	436	0,966		29,0

Jak widać pomiary w zupełności potwierdziły wyprowadzone kryterium na najkorzystniejsze umieszczenie galwanometru w mostku.

6. NAJKORZYSTNIEJSZA ZEWNĘTRZNA OPORNOŚĆ KRYTYCZNA GALWANOMETRU WYPOSAŻONEGO W BOCZNIK MAGNETYCZNY

Jeżeli ma się do dyspozycji galwanometr z bocznikiem magnetycznym, umożliwiającym zmianę oporności krytycznej galwanometru (obecnie przeważnie takie galwanometry są wykonywane), to dla danego układu mostkowego najkorzystniej jest tak nastawić bocznicę magnetyczną, aby $R_{oz} = R_b$ i włączyć galwanometr między dwie oporności większe i dwie oporności mniejsze (układ b).



Rys. 6. Zależność czułości układów a i b od zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru, dla zmiany R_{oz} dokonanej bocznicą magnetyczną (σ_u maleje, gdy R_{oz} rośnie).

napięciowymi i opornościami krytycznymi dla dwóch różnych położań boczniaka magnetycznego

$$\frac{\sigma'_u}{\sigma''_u} = \sqrt{\frac{R''_o}{R'_o}} \quad (21)$$

Biorąc pod uwagę powyższą zależność czułości napięciowej od zmiany oporności krytycznej dokonanej bocznikiem magnetycznym (czyli odwrotnie proporcjonalną zależność od $\sqrt{R_o}$) oraz uwzględniając wzory (5) i (7) widzimy, że czułość układu dla $R_{oz} < R_z$ jest proporcjonalna do $\frac{R_{oz}}{\sqrt{R_g + R_o}}$ (czyli rośnie wraz z R_{oz}), natomiast dla $R_{oz} > R_z$ jest proporcjonalna do $\frac{1}{\sqrt{R_g + R_{oz}}}$ (czyli maleje, gdy R_{oz} rośnie). Dla $R_{oz} = R_z$ czułość układu osiąga wartość maksymalną, jest to bowiem dla zależności czułości układu od zewnętrznej oporności krytycznej punkt przejścia od funkcji rosnącej do funkcji malejącej.

Zależność czułości układów a i b od zmiany zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru, dokonanej za pomocą bocznika magnetycznego, podano na rys. 6, który jasno ilustruje i kryterium wyboru układu i najkorzystniejszą zewnętrzną oporność krytyczną. Czułość układu b osiąga wartość maksymalną dla $R_{oz} = R_b$, podobnie czułość układu a jest maksymalna dla $R_{oz} = R_a$,

Wartości maksymalnych czułości układów a i b otrzymamy ze wzorów (14) i (15):

$$\sigma_{a \max} = \sigma'_u \frac{\sqrt{P \cdot nR}}{1+n}, \quad (22)$$

gdzie σ'_u jest czułością napięciową galwanometru przy zewnętrznej oporności krytycznej nastawionej bocznikiem magnetycznym na wartość R_a , tzn. dla $R_{oz} = R_a$.

$$\sigma_{b \max} = \sigma''_u \frac{\sqrt{P \cdot pR}}{1+p}, \quad (23)$$

gdzie σ''_u jest czułością napięciową galwanometru dla $R_{oz} = R_b$.

Aby się przekonać, która z tych czułości maksymalnych jest większa, podzielimy (22) przez (23):

$$\frac{\sigma_{a \max}}{\sigma_{b \max}} = \frac{\sigma'_u}{\sigma''_u} \sqrt{\frac{n}{p}} \cdot \frac{1+p}{1+n}. \quad (24)$$

Ze wzoru (21) wynika, że

$$\frac{\sigma'_u}{\sigma''_u} = \sqrt{\frac{R_b + R_g}{R_a + R_g}},$$

ze wzoru zaś (10) wiemy, że

$$\sqrt{\frac{n}{p} \cdot \frac{1+p}{1+n}} = \sqrt{\frac{R_a}{R_b}};$$

po podstawieniu tych wartości do wzoru (24) otrzymujemy

$$\frac{\sigma_{a \max}}{\sigma_{b \max}} = \sqrt{\frac{R_b + R_g}{R_a + R_g}} \cdot \sqrt{\frac{R_a}{R_b}} = \sqrt{\frac{R_a R_b + R_a R_g}{R_a R_b + R_b R_g}} < 1,$$

ponieważ $R_b > R_a$, mianownik jest większy od licznika, a zatem maksymalna czułość układu b jest większa od maksymalnej czułości układu a

$$\sigma_{b \max} > \sigma_{a \max}.$$

Widzimy więc, że optymalne warunki czułości można osiągnąć stosując układ b i galwanometr o oporności krytycznej zewnętrznej równej oporności zastępczej mostka między punktami przyłączenia galwanometru, tj. równej R_b .

Wybór najkorzystniejszego umieszczenia galwanometru i najkorzystniejszej wartości oporności krytycznej galwanometru ma istotne znaczenie dla doboru optymalnych warunków czułości układu przy pomiarach najwyższej dokładności, na przykład przy sprawdzaniu wzorców.

*Zakład Miernictwa Elektrycznego
Politechniki Warszawskiej*

WYKAZ LITERATURY

1. Findeisen W. — Warunki czułości mostka Wheatstone'a — Biuletyn Naukowo Informacyjny Koła Naukowego Elektryków Studentów P. W. nr 5—6, Warszawa 1950, s. 48.
2. Karandiejew K. B. — Metody elektrycznych zmierzeń — Gosenergoizdat, 1952, s. 195.
3. Kotter R. — Location of the galvanometer branch for maximum sensitivity of the Wheatstone bridge — Journal of Research NBS, Vol. 40, maj 1948, RP 1884, s. 401.
4. Krönert I. — Empfindlichkeit von Schaltungen — Archiv für Technisches Messen. J. 022—3.
5. Łurie A. I. — Elektryczeskie izmierienija w sietiach silnogo toka — 1948, s. 22.
6. Schwerdtfeger W. — Elektrische Messtechnik — Teil I, Gleichstrommesstechnik, IV Auflage, Leipzig 1944, s. 88.
7. Wenner F. — Methods, apparatus, and procedures for the comparison of precision standard resistors — Journal of Research NBS, Vol. 25, sierp. 1940, RP 1323, s. 229.

З. СВЕЙКОВСКА

НАИБОЛЕЕ ВЫГОДНОЕ МЕСТО ВКЛЮЧЕНИЯ ГАЛЬВАНОМЕТРА В МОСТИКЕ УИТСТОНА С УЧЁТОМ СОГЛАСОВАНИЯ СХЕМЫ С КРИТИЧЕСКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Резюме

В уравновешенном мостике Уитстона можно взаимно перемещать места включения гальванометра и источника тока не нарушая равновесия мостика. Таким образом существуют две возможности включения гальванометра в мостик. Более выгодной является та схема, которая при согласовании с критическим сопротивлением гальванометра будет обладать большей чувствительностью.

В настоящей статье для общего случая когда сопротивления противолежащих ветвей мостика разнятся между собой (так как только тогда одна из возможностей включения гальванометра является более выгодной) — выведен теоретически, на основании трёх предпосылок и формул Веннера на чувствительность мостика Уитстона (формулы 5 и 7), простой критерий выбора более выгодного места включения гальванометра в мостик с учётом согласования схемы с критическим сопротивлением гальванометра,

Приняты следующие три предпосылки:

1. схема согласована с критическим сопротивлением гальванометра;
2. допускаемая нагрузка одинакова для всех ветвей мостика;
3. напряжение у мостика таково, что допускаемая нагрузка достижима по крайней мере в одной ветви мостика, при чём ни в одной ветви нагрузка не превышена, что обозначает использование допускаемой нагрузкоспособности мостика.

Этим критерием выбора более выгодного места включения гальванометра в мостик является взаимоотношение внешнего критического сопротивления гальванометра R_{0z} и средней геометрической минимального $R_{\min}$ и максимального $R_{\max}$ сопротивлений ветвей мостика

$$\frac{R_{0z}}{\sqrt{R_{\min} R_{\max}}} \leq 1.$$

Если это отношение меньше единицы, т. е. $R_{0z} < \sqrt{R_{\min} R_{\max}}$, более выгодно включить источник тока между пунктами соединений двух больших и двух меньших сопротивлений (схема а).

Если это отношение равно единице, т. е. $R_{0z} = \sqrt{R_{\min} R_{\max}}$, обе возможности включения гальванометра одинаково выгодны и гальванометр может быть включён в любом месте. Если это отклонение больше единицы, т. е. $R_{0z} > \sqrt{R_{\min} R_{\max}}$, для достижения большей чувствительности схемы, следует включить гальванометр между пунктами соединения двух больших и двух меньших сопротивлений (схема б).

В статье приведены также результаты измерений полностью подтверждающие выведенный критерий.

Кроме того указано, что при изменении критического сопротивления гальванометра, с помощью магнитного шунта, наиболее выгодно применить схему б т. е. включить гальванометр между два больших и два меньших сопротивления и установить, с помощью магнитного шунта, внешнее критическое сопротивление гальванометра, равным величине эквивалентного сопротивления мостика между пунктами присоединения ветвей гальванометра ($R_{0z} = R_b$). Эта величина, внешнего критического

сопротивления, наиболее выгодна, т. к. при ней достижима оптимальная чувствительность схемы.

Зависимость чувствительности схемы *a* и *b* от изменения внешнего критического сопротивления, воздействием магнитного шунта, указана на рис. 6, иллюстрирующим критерий выбора схемы, а также наиболее выгодное внешнее критическое сопротивление гальванометра.

Z. SWIEYKOWSKA

THE BEST LOCATION OF THE GALVANOMETER IN THE WHEATSTONE BRIDGE, CONSIDERING THE MATCHING OF THE CIRCUIT TO THE CRITICAL RESISTANCE

Summary

In a balanced Wheatstone bridge the galvanometer and the source may be interchanged without upsetting the balance of the bridge. Consequently there are two possible places to connect the galvanometer in the bridge. The better of the two connections is that which has a higher sensitivity when matched to the critical resistance of the galvanometer.

In this paper, a simple principle has been theoretically derived for the choice of the more advantageous place to connect the galvanometer in the bridge, with regard to the general case, when the resistances of the opposite branches of the bridge are not equal (for only then one of the two possible ways of connecting the galvanometer is more advantageous). This principle is based on three assumptions and on Wenner's formulae for the sensitivity of the Wheatstone bridge (formulae 5 and 7) considering the matching of the circuit to the critical resistance of the galvanometer.

The following three assumptions have been made:

1. the circuit is matched to the critical resistance of the galvanometer,
2. the permissible load is equal for all branches of the bridge,
3. the voltage applied to the bridge is such as to obtain the permissible load in at least one branch of the bridge while no other branch is overloaded, i. e. the permissible rating of the bridge is fully utilized.

The criterion of the choice of the more advantageous place to connect the galvanometer in the bridge is the ratio of the external critical resistance of the galvanometer R_{oz} to the geometrical mean of the smallest R_{min} and the largest R_{max} resistance of the bridge branches:

$$\frac{R_{oz}}{\sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}} \leq 1.$$

If the ratio is smaller than unity, i. e. $R_{oz} < \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$, it is better to connect the source between the junctions of the two larger and two smaller resistances (connection *a*).

If the ratio is equal to unity, i. e. $R_{oz} = \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$, both ways of connecting the galvanometer are equally good.

If the ratio is larger than unity, i. e. $R_{oz} > \sqrt{R_{min} \cdot R_{max}}$, in order to obtain higher sensitivity of the circuit, the galvanometer should be connected between the junctions of the two larger and two smaller resistances (connection *b*).

The principle has been verified by measurements the results of which are given in this paper.

It is also shown, that if the critical resistance of the galvanometer is changed by means of a magnetic shunt, it is best to apply circuit *b*, i. e. to connect the galvanometer between the two larger and two smaller resistances and adjust the external critical resistance of the galvanometer by means of the magnetic shunt, until it is equal to the equivalent resistance of the bridge between the points of connection of the galvanometer ($R_{oz} = R_b$). This value of the external critical resistance is best, because it gives the highest sensitivity of the bridge.

Fig. 6 shows the dependance of the sensitivity of the circuits *a* and *b* upon the change of the external critical resistance caused by the magnetic shunt. It illustrates both the principle of choosing the circuit and the best critical external resistance of the galvanometer.

621.317.326:621.317.726

J. B A D E R

Rozrzut udarowego napięcia zapłonowego iskierników wielokrotnych

Rękopis dostarczono 31. 7. 1953

Streszczenie. W artykule opisano trzy serie pomiarowe: pierwszą — mającą na celu zbadanie przebiegu prawdopodobieństwa opóźnienia wyładowania w iskiernikach o małych odstępach, drugą — mającą na celu zbadanie wpływu napięcia dodatkowego na rozrzut udarowego napięcia zapłonowego iskiereków o małych odstępach oraz trzecią — mającą na celu wykazanie wpływu wyładowań niezupełnych, występujących w szczelinach iskierników odgromnikowych, na rozrzut udarowego napięcia zapłonowego tych iskierników.

1. WSTĘP

Zasadniczym elementem odgromników zaworowych, służących do ochrony stacji, maszyn wirujących oraz izolacji innych urządzeń elektroenergetycznych od przepięć atmosferycznych są iskierniki wielokrotne. Liczba przerw iskrowych iskiernika wielokrotnego jest dobierana pod kątem widzenia gaszenia prądu następczego w odgromniku i zależy od znamionowego napięcia odgromnika oraz od rozkładu napięcia na tym iskierniku. Ponieważ słupy zmienno-oporowe odgromników nie wytrzymują długotrwałego przepływu prądu, do zadań iskiernika wielokrotnego należy także ograniczanie możliwości zadziałania odgromnika przy przepięciach łączeniowych, to znaczy stworzenie sztywnej dolnej granicy zapłonowego napięcia iskiernika. Z punktu widzenia chronionej izolacji napięcie zapłonowe iskiernika wielokrotnego powinno być możliwie najniższe.

Po kilkuletnich próbach iskierniki wielokrotne zostały po raz pierwszy zastosowane w odgromnikach zaworowych w 1930 r. [4]. W następnych latach, po różnych modyfikacjach, zostały one zastosowane przez wytwórnie odgromników prawie we wszystkich krajach. W Polsce odgromniki zaworowe z iskiernikami wielokrotnymi zostały opracowane przez S. Szpora, a w 1934 r. uruchomiono ich produkcję.

W początkowej fazie rozwoju iskierników wielokrotnych, ich konstrukcje były przypadkowe; przy opracowywaniu poświęcano głównie uwagę katodowym spadkom napięcia i własnościom gaszącym. W niektórych konstrukcjach odgromników stosowano bez żadnych zmian iskierniki wielokrotne używane do innych celów. Tak na przykład w odgromnikach AEG, oznaczanych SAWF, stosowano iskierniki wielokrotne złożone z krążków Wiena, używanych w radiostacjach nadawczych o falach gasnących.

2. OBECNY STAN ZAGADNIENIA

Rozrzut udarowego napięcia zapłonowego odgromników wielu konstrukcji jest zbyt duży. W licznych przypadkach należy się liczyć z istnieniem pewnego prawdopodobieństwa przeskoku lub przebicia chronionej izolacji wskutek niezadziałania odgromnika. Zarejestrowany był w kraju przypadek przeskoku po powierzchni zagranicznego odgromnika 110 kV wzdłuż członu zawierającego iskierniki. Badania wykonane po awarii nie wykazały wad jak również zanieczyszczeń powierzchni tego odgromnika.

Jak wykazują statystyki eksploatacyjne, stosunkowo często zdarzają się przeskoki lub przebicia izolacji chronionej przez odgromniki, których napięcie zapłonowe zawiera się w wymaganych przez normy granicach. Zwykle te wypadki tłumaczy się za małą wytrzymałością izolacji chronionych obiektów. Jednak wydaje się, że część z nich należy przypisać zbyt dużym rozrzutom udarowych napięć zapłonowych odgromników, co do których wymagania nie są na ogół sprecyzowane w poszczególnych normach. H. Rohrer [6] przeprowadził badania rozrzutu udarowego napięcia zapłonowego dla odgromników 45 kV, tzw. typu RMS z iskiernikiem zamkniętym i wypełnionym gazem obojętnym. Z badań tych wynika, że rozrzut udarowego napięcia zapłonowego w granicach prawdopodobieństwa zapłonu od 5 do 99% wynosi około 20 kV, co stanowi około 15% napięcia, jakie wytrzymuje odgromnik. Autor stwierdza, że rozrzut ten jest zbyt duży; w celu jego zmniejszenia zaleca stosowanie kilku odgromników połączonych równolegle. O ile wniosek ten można uważać za teoretycznie słuszny, to gospodarczo jest on zupełnie nieuzasadniony.

Właściwą drogą do zmniejszenia rozrzutu udarowego napięcia zapłonowego odgromników jest opracowanie specjalnej konstrukcji iskierników wielokrotnych. Jednym z głównych czynników zmniejszających rozrzut tego napięcia jest odpowiednie naświetlanie przerwy iskrowej. Przerwy iskrowe iskierników wielokrotnych mają izolacyjne przekładki dystansowe; przy przyłożeniu napięcia w szczelinach między przekładkami i elektrodami przy napięciu znacznie niższym od napięcia zapłonowego, powstają wyładowania niezupełne naświetlające te przerwy iskrowe. Do

czasu wyjaśnienia tego zagadnienia niezrozumiałe było, dlaczego iskierniki wielokrotne mają stosunkowo mały rozrzut uderowego napięcia zapłonowego.

E. S. Grojs [1] zaproponował przekonstruowanie iskierników wielokrotnych z odgromników R. T. N. M. w ten sposób, aby w iskiernikach tych przed zapłonem wywołać specjalne naświetlające wyładowanie niezupełne. Jak wynika z podanej przez niego charakterystyki uderowej, po przekonstruowaniu iskiernika z odgromnika typu R. T. N. M. — 35, jego uderowe napięcie zapłonowe przy czasie do zapłonu $3 \mu\text{s}$ z 140 kV_m zmniejszyło się do 90 kV_m . Poza tym przykładem brak jest w literaturze konkretnych danych odnośnie do naświetlania wyładowaniami niezupełnymi przerw iskrowych odgromników.

Zważywszy, że przy obecnym stanie koordynacji izolacji poziomy izolacji zachodzą na siebie i że określone odstępstwa między poziomami izolacji wiążą się jedynie z pewnym prawdopodobieństwem, często niewielkim, zagadnienie zmniejszenia rozrzutu uderowego napięcia zapłonowego odgromników staje się jednym z kluczowych zagadnień koordynacji izolacji.

W związku z tym podjęto badania zmierzające do opracowania konstrukcji iskierników wielokrotnych o małym rozrzucie uderowego napięcia zapłonowego. Praca niniejsza stanowi pierwszy etap badań. Celem jej jest ustalenie na podstawie eksperymentalnej czynników mających wpływ na rozrzut uderowego napięcia zapłonowego iskierników wielokrotnych oraz kryteriów, jakimi należy się kierować przy opracowywaniu tych iskierników.

Rozrzut uderowego napięcia zapłonowego iskiernika zależy od średniego czasu opóźnienia wyładowania. Czas opóźnienia wyładowania składa się ze statystycznego czasu opóźnienia wyładowania oraz z czasu potrzebnego na uformowanie wyładowania. Dla iskierników o małych odstępach (do 1 cm) czas formowania się wyładowania jest znacznie mniejszy od statystycznego czasu opóźnienia wyładowania i można go pominąć [7]. Średni statystyczny czas opóźnienia wyładowania¹ jest odwrotnie proporcjonalny do liczby efektywnych elektronów, to znaczy elektronów zdolnych do zapoczątkowania i doprowadzenia do końca procesu wyładowania.

¹ Niektórzy autorzy oddzielają zagadnienie ładunków przestrzennych i autoelektronowej emisji od zagadnień statystycznego czasu opóźnienia wyładowania. W niniejszej pracy średni statystyczny czas opóźnienia wyładowania potraktowano szeroko; uwzględnia on wszystkie czynniki zwiększające liczbę efektywnych elektronów.

Według Zuber a i Braunbecka prawdopodobieństwo wyładowania w czasie mniejszym od t można scharakteryzować równaniem:

$$p = e^{-\frac{t}{T}}, \quad (1)$$

gdzie T jest średnim statystycznym czasem opóźnienia wyładowania. Loeb i Meek [3] średni statystyczny czas opóźnienia dla udaru prostokątnego wyrazili następująco:

$$T = \frac{1}{n_o p_e \cdot p_s}; \quad (2)$$

n_o — tu średnią liczbą elektronów powstających w przerwie iskrowej w jednostce czasu,

p_e — prawdopodobieństwem, że elektron powstały w przerwie iskrowej stworzy lawinę, która w końcowym efekcie może doprowadzić do stworzenia dodatniego strymera, wreszcie

p_s — prawdopodobieństwem, że lawina przy danym napięciu stworzy strymer dodatni.

Prawdopodobieństwo p_s zależy od różnicy między udarowym i statycznym napięciem zapłonowym.

Prawdopodobieństwo p_e jest tym mniejsze, im elektron stwarzający lawinę powstanie w większej odległości od katody. Dla elektronów powstałych na katodzie prawdopodobieństwo p_e jest równe 1. Przy naświetlaniu katody na przykład promieniami ultrafioletowymi, jak to ma miejsce w iskierniku odgromnikowym, liczba elektronów powstałych w przestrzeni międzyelektrodowej jest znacznie mniejsza od liczby elektronów powstałych na katodzie. Dla takiego przypadku [3] można uwzględnić jedynie elektrony powstałe na katodzie i przyjmując że $p_e = 1$.

Jak wynika z zależności [2], statystyczny czas opóźnienia wyładowania iskierników odgromnikowych jest zależny od n_o i p_s . Ponieważ p_s zależy od różnicy udarowego i statycznego napięcia zapłonowego, stąd zwiększenie p_s zmniejsza statystyczny czas opóźnienia wyładowania, lecz przy stałym statycznym napięciu zapłonowym nie zmniejsza rozrzutu udarowego napięcia zapłonowego. Najwłaściwszą drogą do zmniejszenia rozrzutu udarowego napięcia zapłonowego jest powiększenie liczby n_o .

Liczba n_o zależy od materiału elektrod [5], od promieni naświetlających katodę [8], od powierzchni elektrod [7] i wreszcie od ładunku przestrzennego.

Zagadnienie naświetlania przerw iskrowych odgromników jest bardziej złożone od zagadnienia naświetlania iskierników źródłem o zdefiniowanym promieniowaniu (lampa kwarcowa, preparaty promieniotwórcze). W przerwie iskrowej odgromnika występują dodatkowe zagadnienia, jak: przebieg

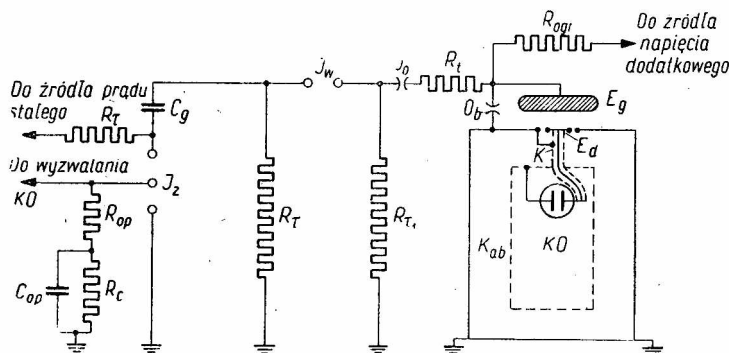
natężenia promieniowania wylądowań niezupełnych w czasie, zależność natężenia promieniowania od materiałów i kształtu iskiernika, wreszcie rozkład tego promieniowania na powierzchni elektrod.

Iskierniki odgromnikowe znajdują się pod napięciem sieci (napięciem dodatkowym), co może zmieniać rozrzut udarowego napięcia zapłonowego w stosunku do iskierników bez napięcia dodatkowego.

Natomiast można się spodziewać, że zagadnienia materiału oraz powierzchni elektrod odgromnikowej przerwy iskrowej będą analogiczne jak dla zwyczajnych iskierników płaskich. Początkowe badania poświęcono zagadnieniom naświetlania oraz napięcia dodatkowego, które są osobliwością iskierników wielokrotnych.

3. UKŁAD DO PRÓB I PRZEPROWADZANE PRÓBY

Próby wykonywano za pomocą odwróconego generatora udarów 100 kV. Układ do prób uwidoczniiony jest na rys. 1. Układ ten daje impuls wyprze-



Rys. 1. Układ do prób udarowych iskierników o małych odstępach.

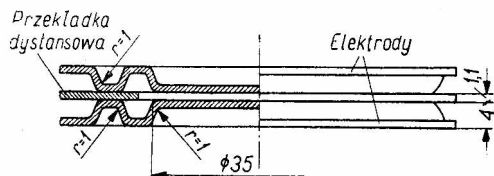
C_g — kondensator generatora udarów, I_z — iskiernik zapalający, R_{op} i C_{op} — układ opóźniający, R_c — opornik rozładowujący C_{op} , R_t — oporniki ładujące, I_w — iskiernik włączający, R_t — opornik rozładowujący, I_o — iskiernik odcinający, R_t — opornik tłumiący, O_b — obiekt badany, E_g i E_d — elektrody górnej części dzielnika napięcia, K — kabel łączący oscylograf z E_d , KO — oscylograf szybkopiszący, K_{ab} — kabina oscylograficzna.

dający udar do układu wyzwalającego oscylograf i tym samym umożliwia przeprowadzenie pomiarów bez kabla opóźniającego, który przy krótkich czasach może być źródłem poważnych błędów. Zastosowany układ połączeń umożliwia stabilną pracę generatora przy małych napięciach udarowych oraz przy małych prądach płynących przez badany iskiernik. Zmniejszenie prądów płynących przez iskiernik zmniejsza zmiany stanu jego powierzchni wywołane przeskokami. Poza tym zastosowany układ umożliwia nałożenie na obiekt napięcia dodatkowego. W celu uzyskania możliwie dużej dokładności pomiaru odstęp obiektu badanego od dzielnika pojem-

nościowego zmniejszono do minimum; obiekt badany (O_b) ustawiono na kabinie oscylograficznej (K_{ab}) w odległości około 70 cm od osi dzielnika. W tym samym celu zmniejszono do minimum (około 30 cm) długość przewodu łączącego oscylograf z dolną elektrodą dzielnika pojemnościowego.

Próby przeprowadzano na iskierniku płaskim oraz na pojedynczej przerwie iskrowej iskiernika wielokrotnego z krajowych odgromników typu GZ/10. Przyjęto odstęp iskierników większy od odstępów stosowanego w odgromnikach GZ/10, a to w celu zmniejszenia odchyłek wywołanych nierównoległym ustawieniem elektrod. Zamiast odstępów 0,6 mm przyjęto odstęp 1,1 mm, przy tym odchyłki wskutek nierównoległego ustawienia iskierników nie przekraczały 5%. Statyczne napięcie zapłonowe tego iskiernika wynosiło 4,05 kV_{max}. Należy przypuszczać, iż nieuniknione, nieco nierównoległe ustawienie elektrod iskiernika nie miało większego wpływu, gdyż wizualne obserwacje iskiernika podczas prób wykazały równomierne występowanie przeskoków na całej powierzchni.

Iskiernik płaski miał średnicę czynną 51 mm; wymiary przerwy iskrowej odgromnikowej uwidocznione są na rys. 2. Elektrody iskierników były polerowane; przed pomiarami około dwa tygodnie znajdowały się one na wolnym powietrzu. Elektrody takie są dobrym odpowiednikiem nowych iskierników odgromnikowych.



Rys. 2. Jedna przerwa iskrowa odgromników typu GZ/10.

Podczas prób iskierniki były umieszczone w powietrzu. Przy próbach iskierników bez przekładek dystansowych (z otwartymi przestrzeniami wyładowań) ustawiono w pobliżu wentylator w celu usunięcia jonów pozostałych od poprzedniego wyładowania. Temperatura podczas prób zmieniała się w granicach od 20 do 22°C, ciśnienie od 744 do 746 mm słupa rtęci.

Próby wykonywano przy udarze dodatnim o kształcie 1,5/40 μ s przy trzech wartościach napięć, tj. napięciu odpowiadającym 100% udarowemu napięciu przeskoku iskiernika — większość przeskoków na grzbiecie udaru, przy napięciu, przy którym przeskoki występują na czole i na grzbiecie udaru, oraz przy napięciu, przy którym przeskoki występują tylko na czole udaru i udary te można uważać za przebieg o stałej stromości. Kolejne wartości szczytowe tych udarów wynosiły 5,6, 8,0 oraz 12 kV_m. Przy udarze o wartości szczytowej 12 kV_m stromość czoła wynosiła 8 kV/ μ s. Ponieważ statyczne napięcie zapłonu badanych przerw wynosiło 2,85 kV_{sk} (tj. $4/\sqrt{2}$ kV_{sk}), to przyjmując, że napięcie znamionowe odgromnika jest połowem statycznego napięcia zapłonowego, stromość ta, wyrażona na jeden kilowolt napięcia znamionowego odgromnika, będzie

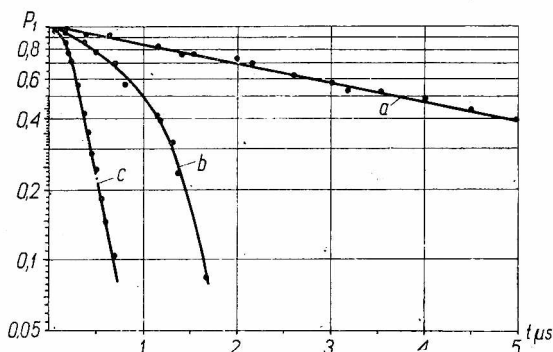
równa $5,6 \text{ kV/kV}\mu\text{s}$. Stromość ta odpowiada mniej więcej uderom o kształcie $1/50 \mu\text{s}$ o wartości szczytowej zbliżonej do wartości poziomu podstawowego. W ten sposób próby przy uderze o wartości szczytowej 12 kV_m dają pogląd na rozrzut uderowego napięcia zapłonowego pojedynczej przerwy iskrowej w punkcie charakterystyki uderowej, w którym znana jest wytrzymałość izolacji.

Odstępy między poszczególnymi uderami wynosiły $20 \div 30 \text{ sec}$. W każdej grupie pomiarów wykonywano od 40 do 60 oscylogramów. Z otrzymanych wyników wykreślono krzywe rozkładu prawdopodobieństwa albo statystycznego czasu opóźnienia wyładowania, albo współczynnika uderu.

4. WYNIKI PRÓB

Wykonano trzy serie prób.

Pierwsza seria pomiarów miała na celu zbadanie zależności statystycznego czasu opóźnienia wyładowania od wartości szczytowej uderu dla iskiernika płaskiego w powietrzu. Wyniki otrzymane dla trzech wartości napięć uderowych ujęte w krzywe prawdopodobieństwa wystąpienia statycznego czasu opóźnienia wyładowania o wartości większej od wartości wskazanej na osi odciętych, są przedstawione na rys. 3. Z rysunku tego wynika, że rozkład tego prawdopodobieństwa we współrzędnych logarytmicznych dla krzywej *a* jest praktycznie liniowy, zaś dla krzywych *b* i *c* — nieliniowy. Tłumaczyć to można przyjmując, że prawdopodobieństwo p_s zależy od chwilowej wartości napięcia. Stąd dla uderów, dla których możliwy jest przeskok w danym iskierniku przy wartościach napięć znacznie różniących się od siebie (co miało miejsce przy *b* i *c*), zmienia się prawdopodobieństwo p_s , a tym samym i średni statystyczny czas opóźnienia, przy czym wykładnik potęgowy zależności (1) wzrasta z czasem szybciej niż liniowo. Ponieważ p_s przy napięciu około 1,8 razy większym od statycznego napięcia zapłonowego (U_{st}) osiąga wartość

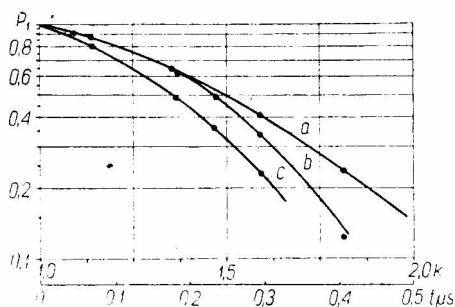


Rys. 3. Prawdopodobieństwo wystąpienia statystycznego czasu opóźnienia wyładowania o wartości większej od wartości wskazanej na osi odciętych dla iskiernika płaskiego.

a — dla 100% uderowego napięcia zapłonu (uder o wartości szczytowej $5,6 \text{ kV}_m$), *b* — dla uderu o wartości szczytowej 8 kV_m , *c* — dla uderu o wartości szczytowej 12 kV_m .

równą 1 [8], stąd należy się spodziewać, że przy napięciach wyższych od $1,8 U_{st}$, krzywe z rys. 3 będą przebiegać prostoliniowo.

Celem drugiej serii pomiarów było stwierdzenie wpływu napięcia dodatkowego, przyłożonego przed udarem, na wartość statystycznego czasu opóźnienia. Pomiary wykonano na iskierniku płaskim przy udarze o wartości szczytowej 12 kV_m . Wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 4. Ponieważ przeskoki występowały na prostoliniowej części czoła



Rys. 4. Prawdopodobieństwo wystąpienia statystycznego czasu opóźnienia wyładowań o wartości większej od wartości wskazanej na osi odciętych dla iskiernika płaskiego.

a — bez napięcia dodatkowego, b — ze stałym napięciem dodatkowym o biegunowości tej samej co udar, c — ze stałym napięciem dodatkowym o biegunowości przeciwnej do udaru.

udar, stąd skala czasu może być skalą współczynnika udaru. Krzywa a jest dla iskiernika bez napięcia dodatkowego, krzywa b — dla iskiernika z napięciem dodatkowym stałym dodatnim o wartości $2,2 \text{ kV}_m$, krzywa c jest dla iskiernika z napięciem dodatkowym stałym ujemnym o tej samej wartości. Otrzymane wyniki są sprzeczne z wynikami uzyskanymi przez Strigla [8], który nie stwierdził wpływu napięcia dodatkowego na przebieg prawdopodobieństwa statystycznego czasu opóźnienia wyładowania. Jednak trudno jest ustalić przyczynę tego, gdyż nie podaje on warunków prób. Jak wynika z publikacji [8], Strigel przed

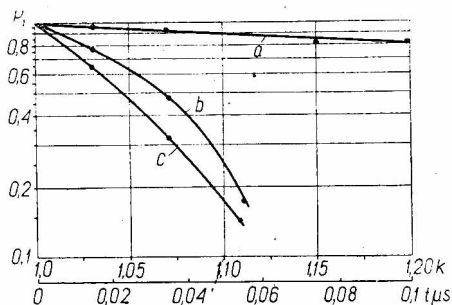
próbami przypuszczał, że czas opóźnienia wyładowania wzrośnie wskutek usunięcia przez pole od napięcia dodatkowego elektronów znajdujących się w przestrzeni wyładowania. To przypuszczenie, być może, zasugerowało go przy ocenie wyników prób; spodziewając się wzrostu czasu opóźnienia wyładowania, mógł nie spostrzec zmniejszenia czasu opóźnienia wyładowania.

Można sądzić, że zmniejszenie prawdopodobieństwa czasów opóźnienia wyładowania wskutek nałożenia napięcia dodatkowego jest spowodowane ładunkami przestrzennymi (jonami dodatnimi), wytwarzanymi przez to napięcie dodatkowe. Jak wiadomo, gęstość prądu jonowego w gazie jest duża przy katodzie i mała przy anodzie [2]. Przy napięciu dodatkowym, w chwili przyłożenia udaru w całej przerwie iskiernika znajdują się jony dodatnie, których koncentracja w każdym miejscu przerwy iskrowej jest proporcjonalna do gęstości prądu jonowego (płynącego od napięcia dodatkowego). Wydaje się, iż przy przeciwnych biegunowościach udaru i napięcia dodatkowego, jony dodatnie zakłócają rozkład natężenia pola elektrycznego, powodując tym samym zmniejszenie napięcia zapłonu iskiernika, a więc powiększenie p_s . Przy biegunowościach zgodnych udaru

i napięcia dodatkowego, wydaje się, iż występują procesy γ , które powiększają liczbę n_0 . Występowanie procesów γ przy tak krótkich czasach można tłumaczyć dużą gęstością jonów dodatnich zgrupowanych przy katodzie. Przy napięciu uderowym od lawin nieefektywnych powstają także jony dodatnie, których gęstość jest znacznie większa od jonów powstałych od napięcia dodatkowego. Jednak wydaje się, iż jony dodatnie od lawin nieefektywnych nie mają większego wpływu na opóźnienie wyładowania. Są one zgrupowane w małych przestrzeniach przerwy iskrowej i małe jest prawdopodobieństwo wystąpienia w tych przestrzeniach lawin powtórnych.

Wykonano także pomiar statystycznych czasów opóźnienia przy napięciu dodatkowym zmiennym niesynchronizowanym z uderem o wartości maksymalnej o 10% wyższej od stosowanych napięć dodatkowych stałych. Zastosowane napięcie dodatkowe było o około 90% wyższe od napięcia panującego na takim iskierniku (w odgromniku) w sieci z izolowanym punktem zerowym przy jednofazowym zwarciu z ziemią, a mniej więcej o 10% wyższe od napięcia panującego w sieci z uziemionym punktem zerowym. Otrzymane wyniki nie układały się na jednej krzywej. Poszczególne punkty zawierały się między krzywymi *a* i *c* z rys. 4. Na tej podstawie należy sądzić, że statystyczny czas opóźnienia wyładowania zależy od chwilowej wartości zmiennego napięcia dodatkowego.

Trzecia seria pomiarów miała na celu zbadanie wpływu wyładowań niezupełnych, powstających w szczelinie przerwy iskrowej na opóźnienie wyładowania. Próbom poddano jedną przerwę iskrową odgromników typu GZ/10. Próby wykonano przy uderze o wartości szczytowej 12 kV_m. Wyniki prób uwidoczniono na rys. 5. Krzywa *a* odnosi się do iskiernika bez przekładki dystansowej, krzywa *b* — do iskiernika z przekładką dystansową, krzywa *c* — do iskiernika z przekładką dystansową i z napięciem dodatkowym zmiennym o wartości maksymalnej około 2,4 kV_m. Z rys. 5 wynika, iż prawdopodobieństwo występowania współczynników uderu o wartości większej od wartości wskazanej na osi odciętych, po włożeniu przekładki dystansowej, znacznie się zmniejszyło. Jest to oczywiście wywołane wyładowaniami niezupeł-



Rys. 5. Prawdopodobieństwo wystąpienia statystycznego czasu opóźnienia wyładowania o wartości większej od wartości wskazanej na osi odciętych dla przerwy iskrowej z rys. 2.

a — bez przekładki dystansowej, *b* — z przekładką dystansową, *c* — z przekładką dystansową i zmiennym napięciem dodatkowym.

nymi, powstającymi w szczelinie iskiernika. Dodatkową zmianą między próbami *a* i *b* było zamknięcie komory wyładowań, wskutek czego należy się liczyć, że w przerwie iskrowej mogły pozostać od poprzednich wyładowań ładunki przestrzenne i atomy w stanie metastabilnym, które mogły zmieniać przebieg zjawiska, pomimo że podczas próby mierzono kilkakrotnie statyczne napięcie zapłonowe i nie stwierdzono w granicach błędu pomiaru jego zmian.

Po nałożeniu zmiennego napięcia dodatkowego (krzywa *c* rys. 5) nie zsynchronizowanego z udarem otrzymano dalsze zmniejszenie prawdopodobieństwa. Krzywa ta ma przebieg dosyć ustalony, jednak wydaje się, iż jest to spowodowane przypadkowością wystąpienia większości udarów w zbliżonych do siebie fazach napięcia dodatkowego. Z tego powodu przebieg jej należy traktować tylko jako orientacyjny. Zmniejszenie prawdopodobieństwa w tym przypadku ma charakter złożony. Prawdopodobnie jest spowodowane wyładowaniami powstającymi w szczelinie przerwy iskrowej pod wpływem zmiennego napięcia dodatkowego, jak również ładunkami przestrzennymi wytworzonymi w przestrzeni wyładowań przez to napięcie dodatkowe.

Poza badaniami powyższymi przeprowadzono pomiary porównawcze iskiernika wielokrotnego złożonego z kilkudziesięciu przerw iskrowych (jak na rys. 2). Współczynnik udaru przy czasie do zapłonu większym od 2 μ s (według normy PN/E06101) dla jednej i kilkudziesięciu przerw iskrowych był praktycznie równy jedności. Natomiast przy udarze o stromości 8 kV/ μ s oraz na przerwę, przy prawdopodobieństwie 10%, wyniósł dla jednej przerwy około 1,13 (rys. 5), dla 40 zaś przerw — około 1,2. Można sądzić, iż w badanym układzie prawdopodobieństwo zapłonu pierwszej przerwy iskrowej w iskierniku wielokrotnym jest większe od prawdopodobieństwa zapłonu pojedynczej przerwy iskrowej, prawdopodobieństwo zaś zapłonu ostatniej przerwy iskrowej jest mniejsze od prawdopodobieństwa zapłonu pojedynczej przerwy iskrowej.

Ponadto z pomiarów tych wynikają wnioski dotyczące zagadnienia koordynacji izolacji. W dotychczasowych przepisach na próby udarowe odgromników i próby udarowe izolacji urządzeń elektroenergetycznych zwracano zbyt małą uwagę na wzajemne uzgodnienie warunków prób. W większości norm określa się poziom ochrony na podstawie pięćdziesięcioprocentowego udarowego napięcia zapłonowego lub przy czasie do zapłonu odgromnika większym od 1,5–2 μ s. Wyznaczenie więc poziomu ochrony odbywa się przy udarze o mniejszej stromości niż próby izolacji chronionej. Jak wynika z przeprowadzonych pomiarów, system ten nie gwarantuje należytej koordynacji izolacji, gdyż rzeczywiste napięcie zapłonowe odgromnika może być znacznie bliższe poziomowi izolacji niż przewidują to normy.

5. KRYTYKA POMIARÓW

Przeprowadzone pomiary charakteryzują wpływy poszczególnych czynników na rozrzut napięcia zapłonowego przerwy odgromnikowej. Pomiary te były wykonane dla określonych wymiarów i konstrukcji iskierników i mogą być jedynie wskaźnikami jakościowymi do rozpatrywania iskierników o innych wymiarach lub innej konstrukcji.

Dokładność omawianych pomiarów należy szacować na około 15%. Głównymi źródłami błędu układu pomiarowego były: zmienność podczas pomiarów wartości szczytowej udaru (o około 5%), niedokładność dzielnika wraz z oscylografem, zniekształcenie oscylogramów przez aparat fotograficzny i wreszcie niedokładność odczytu oscylogramów.

Przy seriach pomiarów, które wykonywano bez naświetlania, należy się liczyć z możliwością zmiany stanu jonizacji powietrza. Przy wszystkich pomiarach należy się liczyć z utlenieniem powierzchni elektrod w miarę przykładania udarów. W trzeciej serii pomiarów, jak to było już wyżej podane, źródłem dodatkowym błędów mogło być utrzymywanie się w iskierniku ładunków przestrzennych i metastabilnych stanów atomów pochodzących od poprzednich wyładowań. Poza tym liczba 40 do 60 oscylogramów wykonywanych dla jednej krzywej mogła być za mała i otrzymane wyniki nie odzwierciedlają w wystarczającym stopniu statystycznego rozkładu wyładowań. Z tego też powodu nie określano części krzywych o małych prawdopodobieństwach, dla których otrzymana liczba pomiarów była niewielka.

Zmiany warunków atmosferycznych podczas prób (temperatury o 2° C i ciśnienia o 2 mm słupa rtęci) prawdopodobnie nie miały większego wpływu na wyniki prób.

6. WNIOSKI

a. Na rozrzut udarowego napięcia zapłonowego pojedynczej przerwy iskrowej mają wpływ: napięcie dodatkowe panujące przed udarem oraz wyładowania niezupełne powstające w szczelinach między przekładką izolacyjną i elektrodą iskiernika; wpływ ostatnich jest przy tym dominujący.

b. Wpływ napięcia dodatkowego zmiennego na rozrzut udarowego napięcia zapłonowego pojedynczej przerwy iskrowej może być dwojaki: może ono zmniejszać rozrzut udarowego napięcia zapłonowego w przerwie iskrowej przez stworzenie ładunków przestrzennych, jak również może zwiększać natężenie wyładowań niezupełnych powstających w przerwie iskrowej.

c. Statystyczny czas opóźnienia wyładowania w iskierniku wielokrotnym jest większy od statystycznego czasu opóźnienia wyładowania pojedynczej przerwy iskrowej.

d. Badania iskierników wielokrotnych powinny być przeprowadzane przy wartościach szczytowych udarów, dla których znana jest wytrzymałość chronionej izolacji, aby porównywać odpowiadające sobie punkty charakterystyk udarowych. Zamiast wyznaczania napięcia zapłonowego odgromników przy czasie do zapłonu na przykład $2 \mu\text{s}$ lub napięcia 50 procentowego, należałoby przeprowadzać badania udarem (o analogicznym kształcie do udaru, jakim bada się chronioną izolację) o wartości szczytowej odpowiadającej poziomowi podstawowemu izolacji.

e. Przy opracowywaniu iskierników wielokrotnych o małym rozrzucie udarowego napięcia zapłonu należy zwracać szczególną uwagę na możliwość uzyskania dużej intensywności wyładowań powstających w szczelinach.

Instytut Elektrotechniki

WYKAZ LITERATURY

1. Grojs E. S. — Устройства защиты от перенапряжений и их эксплуатация — Gosenergoizdat, 1946.
2. Капцов Н. А. — Электрические явления в газах и в вакууме — Gosenergoizdat, 1950.
3. Loeb L. B., Meek J. M. — The mechanism of the Electric Spark — 1940.
4. Morawski A. J. — Sieci elektryczne i współpraca elektrowni — SEP, 1936.
5. Müller J., Strobel — Streuzeit und Wahrscheinlichkeit bei Stopdurchschlägen — Arch. für Elektr. 32, 721 (1938) i Elektronenaustrittsarbeit und mitlers Streuzeit. Arch. für Elektr. 33, 717 (1939).
6. Rohrer H. — Dispersion des tensions d'amorçage au choc des parafoudres — CIGRE, raport nr 322, 1952.
7. Sirotinskij L. J. — Техника высоких напряжений — cz. I — Gosenergoizdat, 1951.
8. Strigel R. — Elektrische Stossfestigkeit — Berlin 1939.

Г. БАДЕР

РАЗБРОС ИМПУЛЬСНОГО ПРОБИВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ МНОГОКРАТНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ

Резюме

Разброс пробивного зажигающего напряжения разрядников может вызвать повреждение изоляции. Автор приводит пример из собственных наблюдений, а также результаты измерений проведенных Г. Рорером и поставил себе за цель установить на основании опытов критерии, которыми следует руководствоваться при проектировании промежутков вентильных разрядников с малым разбросом импульсного пробивного напряжения.

Автор констатирует, что единственной возможностью уменьшения разброса импульсного пробивного напряжения отдельных разрядных промежутков разрядников является увеличение числа электронов вблизи катода.

Измерены были при помощи осциллографа статистические времена запаздывания разряда в плоском разряднике с промежутком в 1,1 мм и в одном промежутке вентильного разрядника при импульсе 1,5/40 мкс. Результаты измерений представлены в виде статистической вероятности времени запаздывания для импульсных коэффициентов с величинами большими, чем указанные на оси абсциссе.

Первая серия измерений указывает, что расположение вероятности статистического времени запаздывания для плоского промежутка без облучения может отличаться своим характером от экспоненциального расположения в случае разрядов при переменных временах до разряда.

Вторая серия измерений указывает, что приложенные перед импульсом к плоскому промежутку постоянные или переменные напряжения (т. наз. дополнительное напряжение) с величиной меньшей чем статическое пробивное напряжение уменьшает разброс импульсного пробивного напряжения. Такую зависимость автор объясняет вызываемыми пространственными зарядами, которые при согласии полярностей импульса и дополнительного напряжения возмущают расположение электрического поля вдоль разрядного промежутка а при противоположных полярностях могут вызывать процессы γ во время действия импульса.

Третья серия измерений указывает на влияние неполных разрядов возникающих в щели разрядного промежутка вентильного разрядника на разброс импульсного пробивного напряжения этого промежутка. Как следует из полученных кривых — неполные разряды в щелях имеют решающее влияние на импульсный коэффициент промежутка. Поэтому автор приходит к заключению, что при проектировке многократных разрядников следует обращать особенное внимание на возможность получения большей интенсивности неполных разрядов.

Кроме того автор приводит примеры измерений, из которых следует, что разброс пробивного импульсного напряжения многократного разрядника больше чем разброс отдельного разрядного промежутка. На основании этих опытов автор констатирует, что расстояние между уровнем изоляции и защитным уровнем может быть меньше требуемого нормами расстояния, несмотря на то, что защищаемая изоляция и разрядник могут соответствовать нормам. Это обстоятельство вызвано тем, что измерение пробивного импульсного напряжения вентильных разрядников и испытания изоляции производятся импульсами с неодинаковыми величинами их вершин. Для избежания этого автор рекомендует применять для измерений импульсного пробивного напряжения импульс, величиной равной импульсному уровню изоляции.

J. B A D E R

THE DISPERSION OF THE TRANSIENT IGNITION VOLTAGE OF MULTIPLE SPARK GAPS

Summary

The dispersion of the transient ignition voltage of the lightning arrester may be the cause of insulation breakdowns. The author gives an example from his own experience and the results of measurements made by H. Rohrer. The author's aim is to find in an experimental way the principles of design of lightning arrester spark gaps for a small dispersion of transient ignition voltage.

The author states, that the only possibility to reduce the transient ignition voltage dispersion of single lightning arrester spark gaps is to increase the electron number near the cathode.

Oscillographic measurements were made of statistical discharge retardation time in a flat 1.1 mm spark gap and in one lightning arrester spark gap, with a voltage transient of the $1.5/40 \mu s$ shape. The results of measurements have been shown as the statistical probability curves of the retardation time or as transient coefficient curves of greater values than that shown on the abscissa.

The first series of measurements shows, that the probability characteristic of the statistical retardation time for flat spark gaps without irradiation in the case of discharges in the spark gap with various momentary transient voltage values may have a different character than the exponential one.

The second series shows that the d. c. or a. c. voltage (i. e. additional voltage) applied to the flat spark gap before the transient, of a value lower than the statical ignition voltage, decreases the transient ignition voltage dispersion.

This relation is explained by the author by the appearance of space charges, which in the case of similar polarities of the transient and the additional voltage disturb the electric field distribution along the spark gap, and in the case of opposite polarities may cause γ -processes.

The third series of measurements shows the influence of incomplete discharge inside the lightning arrester spark gap on the transient ignition voltage dispersion of this gap. From the obtained curves we see that incomplete discharges inside the gaps have a decisive influence on the transient spark gap coefficient. For this reason the author's opinion is that when designing the multiple spark gap one should particularly bear in mind the possibility of obtaining a great intensity of incomplete discharges.

Moreover the author gives the measurements indicating that the transient voltage dispersion of the multiple ignition spark gap is greater than the dispersion of a single spark gap. On the ground of these tests the author states, that the difference between the insulation level and the protecting level may be smaller than that required the standard specifications though the protected insulation and the lightning arrester may meet the specifications. This is because the transient ignition voltage measurements of the lightning arresters and the insulation tests are carried out by pulses of different peak values. In order to avoid it the author recommends to apply for transient ignition voltage measurements a pulse of a peak value equal to the transient insulation level.

621.314.21.015.33.

W. LECH

Lokalizacja uszkodzeń powstających w czasie próby udarowej transformatorów

Rękopis dostarczono 17. 11. 1953

Streszczenie. W artykule omówiono nową metodę lokalizacji uszkodzeń izolacji przy próbie udarowej transformatorów. Różni się ona od jedynej dotychczas opublikowanej metody lokalizacji E. Stenkvista tym, że rejestruje za pomocą oscylografu przebieg napięcia powstającego podczas próby udarowej na oporniku włączonym do uzwojenia wtórnego, a nie, jak u Stenkvista, na oporniku włączonym między punktem zerowym badanego uzwojenia i ziemią. Dzięki takiemu układowi połączeń unika się zaburzeń elektromagnetycznych, które w metodzie Stenkvista zmniejszają dokładność.

Nowa metoda stosuje się zarówno do transformatorów, w których wyraźnie występują przebiegi falowe jak i do transformatorów, w których przebiegi falowe słabo się uwydatniają. Jako przykłady obu zastosowań omówiono badanie lokalizacji na modelu transformatora 110 kV 10 MVA i na przekładniku napięciowym 30 kV. W pierwszym przypadku przebiegi falowe występują wyraźnie i nowa metoda pozwala na dużą dokładność lokalizacji, w drugim przypadku nowa metoda wykorzystuje fale resztkowe i pozwala na lokalizację przybliżoną.

1. WSTĘP

Transformator pracujący w sieci elektrycznej narażony jest na uszkodzenia izolacji wskutek przepięć, z których najgroźniejszymi są przepięcia atmosferyczne. Transformator wytrzyma te przepięcia bez uszkodzenia izolacji, jeżeli:

- a. ochrona odgromowa linii i stacji elektrycznych obniży wartość przepięć do poziomu określonego przez normę na koordynację izolacji urządzeń elektroenergetycznych,
- b. izolacja transformatora będzie w sposób właściwy dobrana do rozkładu napięć, jakie w uzwojeniu transformatora wywołają obniżone przez ochronę odgromową wartości przepięć atmosferycznych.

Zdolność transformatora do wytrzymywania bez uszkodzeń przepięć atmosferycznych określa się na podstawie wyników próby udarowej. Próba udarowa polega na przyłożeniu do uzwojenia transformatora serii

napięć udarowych pełnych i uciętych. Kształt i wartość napięć probierczych oraz sposób przeprowadzenia próby podają normy.

Przy próbie udarowej, szczególnie przy próbie udarami uciętymi, najbardziej narażona na uszkodzenie jest izolacja podłużna transformatora (izolacja międzycewkowa, międzywarstwowa i międzyzwojowa). Napięcia powstające przy udarach uciętych na cewkach, warstwach i zwojach niejednokrotnie przewyższają dwudziestokrotną wartość napięć, jakie powstają na tych odcinkach po przyłożeniu do uzwojenia napięcia stałego lub wolnozmiennego o takiej samej wartości szczytowej co napięcie udarowe. Najczęstszymi uszkodzeniami przy próbie udarowej są przebiccia izolacji cewkowej, warstwowej i zwojowej.

Uszkodzenia izolacji przy próbie udarowej mogą powstać wskutek:

- a. zbyt wysokich przepięć wzbudzanych w uzwojeniu przez napięcia udarowe,
- b. zbyt słabej izolacji.

Wartość przepięć wywołanych przez napięcia udarowe w uzwojeniu zależy od konstrukcji transformatora; jakość izolacji — od technologii.

Próba udarowa ma do spełnienia bardzo ważną rolę: powinna ona wykrywać wady konstrukcyjne i technologiczne transformatorów, a więc umożliwić poprawę ich jakości

Od dawna też prowadzono badania eksperymentalne i teoretyczne mające na celu opracowanie metod przeprowadzania prób udarowych transformatorów. Już w 1930 r. E. T. Norris [14], a następnie F. W. Peek [15] przeprowadzają pierwsze próby udarowe transformatorów. W czasie prób nie udało im się zauważyć żadnych oznak uszkodzenia izolacji. Dopiero rozwinięcie uzwojenia wykazało liczne przebiccia izolacji międzycewkowej i międzyzwojowej.

Mimo licznych i intensywnych prac prowadzonych od tego czasu nad zagadnieniem prób udarowych transformatorów przez wielu badaczy, wśród których wymienić należy przede wszystkim Frida [6], Hagengutha [7], Aeschlimanna [1], [2], Wellauera [23], [24] i Stenkvista [19], [20], nie można w chwili obecnej uważać tego zagadnienia za całkowicie rozwiązane. Zasadniczą trudność stanowi opracowanie takiej metody detekcji uszkodzeń, która pozwoliłaby na całkowicie pewną ocenę czy transformator wytrzymał próbę udarową, czy też uległ uszkodzeniu. Opracowano dotychczas wiele metod detekcji. Najodpowiedniejszymi okazały się metody rejestracji oscylograficznej napięć lub prądów powstających w uzwojeniu w czasie próby udarowej. Uszkodzenia izolacji wywołują zmiany w oscylografiowanych przebiegach. Porównanie kształtu oscylogramu zdjętego przy obniżonej wartości napięcia, przy której na pewno nie występują uszkodzenia izolacji, z przebiegiem oscylogramu zdjętego przy napięciu probierczym pozwala na ocenę wyniku próby udarowej.

Największe zastosowanie znalazła metoda Hagengutha, przy której rejestruje się przebiegi napięcia powstającego na niewielkim oporze włączonym między punktem zerowym badanego uzwojenia a ziemią (metoda *prądu zerowego*). Skrzynia i rdzeń transformatora oraz uzwojenia niebadane są przy tej metodzie uziemione. Przy zwarcu niewielkiej liczby zwojów, a więc przy uszkodzeniach najczęściej występujących przy próbie udarowej transformatora, różnice w przebiegu oscylogramów są niewielkie i nawet przy stosowaniu bardzo czułych metod detekcji interpretacja wyników próby udarowej jest często trudna i nie zawsze pewna.

Drugim obok detekcji ważnym zagadnieniem, które czeka jeszcze na rozwiązanie, jest sprawa lokalizacji uszkodzeń. Wynik próby udarowej tylko wtedy pozwoli na opracowanie słusznych wniosków konstrukcyjnych i technologicznych, jeżeli przy ewentualnym uszkodzeniu izolacji w czasie próby udarowej można z dostateczną dokładnością określić miejsce uszkodzenia.

2. AKTUALNY STAN ZAGADNIENIA LOKALIZACJI USZKODZEŃ

Lokalizacja uszkodzeń powstających w transformatorze w czasie próby udarowej jest zagadnieniem skomplikowanym, toteż mimo iż zajmowano się nią niemal od tak dawna jak detekcją, problem ten jest obecnie ciągle jeszcze w stadium początkowym. W literaturze technicznej można wprawdzie znaleźć wzmianki o tym, że przebiegi napięć i prądów powstających w uzwojeniu w czasie próby udarowej zależą w pewnym stopniu od miejsca uszkodzenia; z faktu tego nie zdołano jednak wyprowadzić żadnych wniosków ogólnych. Dotychczas jedynie Stenkvist [20] opracował metodę pozwalającą na lokalizację uszkodzeń w pewnych typach transformatorów.

Z prac Stenkvista można wyciągnąć wniosek, iż zagadnienie lokalizacji daje się rozwiązać przez wybór takiej metody detekcji, przy której miejsce zakłóceń powstających na rejestrowanych przebiegach w przypadku przebicia izolacji związane jest w sposób bezpośredni z miejscem uszkodzenia w uzwojeniu. Dla detekcji uszkodzeń stosuje Stenkvist pewną odmianę metody *prądu zerowego*. Zmiana polega na tym, że nie uziemia on bezpośrednio skrzyni transformatora i uzwojenia dolnego napięcia jak w metodzie Hagengutha, lecz łączy je naprzód z punktem zerowym uzwojenia badanego, a następnie łączy ten punkt z ziemią poprzez niewielki opór (metoda *prądu fazowego*). Analiza zarejestrowanego za pomocą oscylografu napięcia, występującego na tym oporze po przyłożeniu do uzwojenia napięcia udarowego, pozwala na wykrycie, a w niektórych typach transformatorów i na lokalizację uszkodzeń izolacji. H. Aeschlimann [1] stosował już analogiczny układ do detekcji uszkodzeń i wspominał, że nadaje się on również do lokalizacji nie opracował jednak szczegółów tej metody.

Przy stosowaniu metody *prądu fazowego* chwilowa wartość prądu wpływającego do uzwojenia jest w przybliżeniu równa wartości prądu przepływającego przez opór uziemiający, a więc jest proporcjonalna do napięcia powstającego na tym oporze. W prądzie tym można wyróżnić trzy składowe:

- prąd ładujący pojemność doziemną,
- prąd przepływający przez pojemność szeregową uzwojenia oraz
- prąd przesuwały się wzdłuż uzwojenia pod postacią fali.

Uszkodzenie może powstać wtedy, gdy czoło fali udarowej przechodzi nad miejscem o osłabionej izolacji, wówczas bowiem powstają tam największe natężenia pola elektrycznego. W momencie uszkodzenia powstaje miejscowe zakłócenie w normalnym przebiegu prądu, które przedostaje się natychmiast poprzez pojemność szeregową na koniec uzwojenia. Zakłócenie powstające na oscylogramie w chwili uszkodzenia jest jednak bardzo słabe, najczęściej niedostrzegalne, ponieważ pojemność szeregową uzwojenia jest bardzo mała, a więc mała jest składowa prądu płynąca przez tę pojemność. Uszkodzenie izolacji wywołuje jednak stosunkowo duże zakłócenie składowej falowej prądu. Zakłócenie to przenosi się w postaci fali po przewodzie od miejsca uszkodzenia do początku i końca uzwojenia. Zmiana w kształcie rejestrowanego przebiegu powstaje dopiero z chwilą dojścia zakłócenia fali do początku uzwojenia, ponieważ tylko to zakłócenie wywoła zmianę prądu wpływającego do uzwojenia. Tak więc czas od chwili rozpoczęcia zapisu oscylograficznego do chwili zarejestrowania zakłócenia w przebiegu prądu jest równy czasowi potrzebnemu do przejścia fali od początku uzwojenia do miejsca uszkodzenia i z powrotem. Mnożąc ten czas przez szybkość rozchodzenia się fali udarowej w uzwojeniu otrzymuje się podwójną odległość od początku uzwojenia do miejsca uszkodzenia. Szereg oscylogramów podanych w artykule Stankvistä świadczy o słuszności omawianej metody lokalizacji.

W Polsce zagadnieniem prób udarowych transformatorów oraz związanymi z nim problemami detekcji i lokalizacji uszkodzeń zajmuje się Instytut Elektrotechniki¹. Prace jego w tej dziedzinie datują się od roku 1950. Przeprowadzono dotychczas około 20 prób udarowych na transformatorach 15 i 30 kV, na modelu transformatora 110 kV oraz na przekładnikach 6÷110 kV. Stosowane metody detekcji stanowią częściowo opracowanie własne, częściowo zostały zaczerpnięte z zagranicznej literatury technicznej. Oczywiście przy każdej próbie udarowej transformatora wyłaniał się problem lokalizacji uszkodzeń. Wskutek braku rozwiązań w literaturze zagranicznej należało problem ten rozwiązać we własnym zakresie. W pracy niniejszej podano opis opracowanej i stosowanej w Instytucie Elektrotechniki metody lokalizacji i porównano ją z metodą Stankvistä.

3. NOWA METODA LOKALIZACJI USZKODZEŃ

Jako metodę detekcji pozwalającą jednocześnie na dobrą lokalizację uszkodzeń wybrano metodę oscylograficznej rejestracji napięcia powstającego w czasie próby udarowej na niewielkim oporze ($300\ \Omega$) włączonym między zaciskami uzwojenia dolnego napięcia (metoda *prądu wtórnego*). Punkt zerowy uzwojenia dolnego napięcia jest przy tej metodzie uziemiony.

W chwili uszkodzenia izolacji fala prądu w uzwojeniu poddanym próbie udarowej ulega odkształceniu, które przenosi się ruchem falowym ku obu krańcom uzwojenia. Temu zaburzeniu towarzyszy związane z nim zaburzenie przebiegu napięcia w uzwojeniu wtórnym. Zakłócenie przebiegu oscylogramu prądu wtórnego powstaje w chwili dojścia zaburzenia do początku uzwojenia poddanego próbie. Czas liczony od początku oscylogramu *prądu wtórnego* do miejsca zakłócenia jego przebiegu, pomnożony przez szybkość przesuwania się fali w uzwojeniu poddanym próbie, daje podwójną długość odcinka od początku uzwojenia do miejsca uszkodzenia.

Pomiary przeprowadzono na modelu transformatora 110/6,3 kV, 10 MVA za pomocą oscylografu do zapisu udarów wielokrotnych (przyrząd zaprojektowany i zbudowany w Zakładzie Wysokich Napięć Instytutu Elektrotechniki) i wzmacniacza wysokiej częstotliwości. Transformator był jednofazowy, uzwojenia górnego i dolnego napięcia miały normalne wymiary, rdzeń i jarzmo były imitowane przez żelazne blachy. Uzwojenie 110 kV miało 40 cewek o następującej liczbie zwojów, licząc od początku uzwojenia:

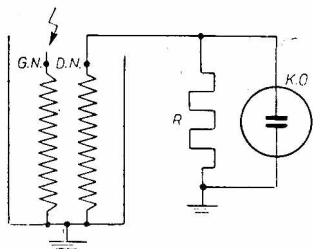
1 cewka	28 zwojów
2 następne po	34 zwoje
5 następnych „	44 „
10 „ „	46 zwojów
4 następne „	41 „
10 następnych „	46 „
5 „ „	44 zwoje
2 następne „	34 „
1 ostatnia „	28 zwojów
Razem uzwojenie miało	1716 zwojów
Średnia długość zwoju wynosiła	2,22 m
Długość uzwojenia	3800 m

Schemat połączeń transformatora przy pomiarze podaje rys. 1.

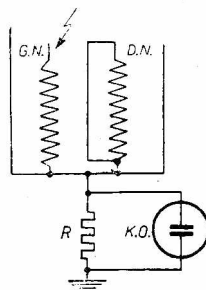
Oscylogramy z rys. 4a do 11a przedstawiają przebiegi napięcia mierzonego na oporze $300\ \Omega$ po przyłożeniu udaru do uzwojenia 110 kV i przy zwieraniu kolejno co szóstej cewki uzwojenia.

Oscylogram z rys. 3a podaje przebieg napięcia bez zwarć w uzwojeniu.

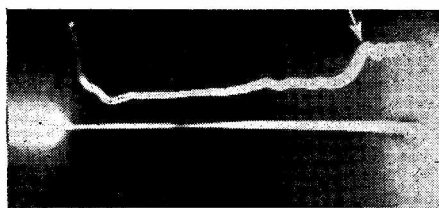
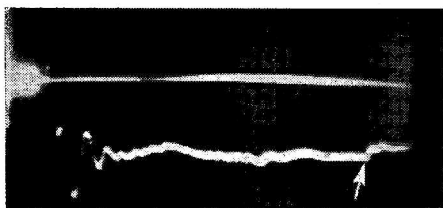
OSCYLOGRAMY ZDJĘTE NA MODELU TRANSFORMATORA 110/6,8 kV 10 MVA



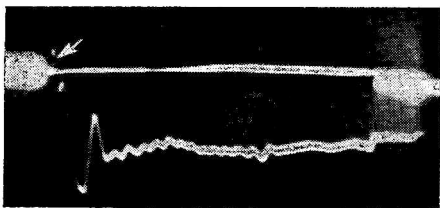
Rys. 1. Schemat połączeń.
A. Metoda rejestracji prądu wtórnego. Oscylogramy napięcia na oporze 300 omów w uzwojeniu dolnego napięcia.



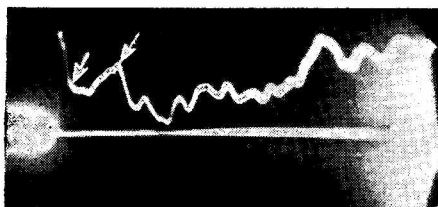
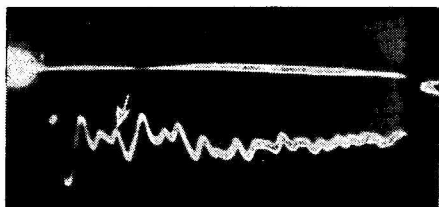
Rys. 2. Schemat połączeń.
B. Metoda rejestracji prądu fazowego. Oscylogramy napięcia na oporze 300 omów włączonym między punktem zerowym uzwojenia górnego napięcia a ziemią, przy izolowanej skrzyni transformatora.



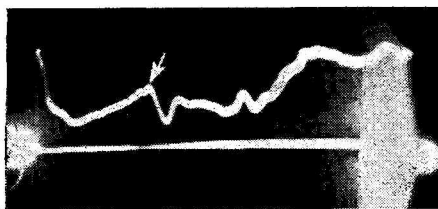
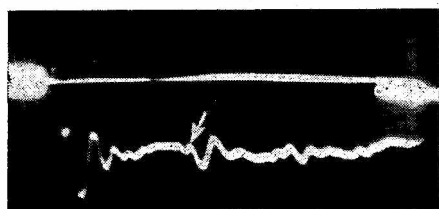
Rys. 3a i b. Bez uszkodzeń.



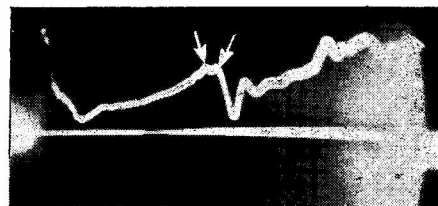
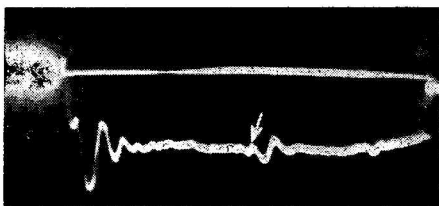
Rys. 4a i b. Zwarta 1. cewka.



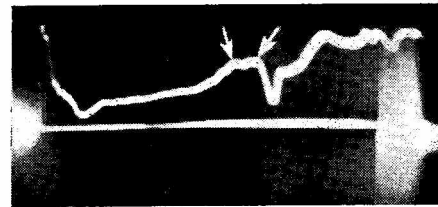
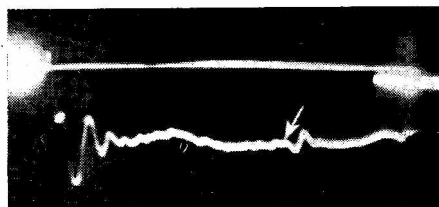
Rys. 5a i b. Zwarta 7. cewka.



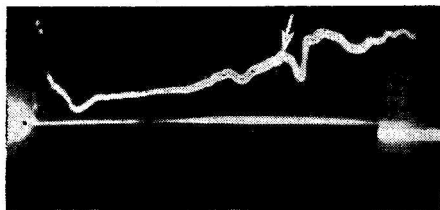
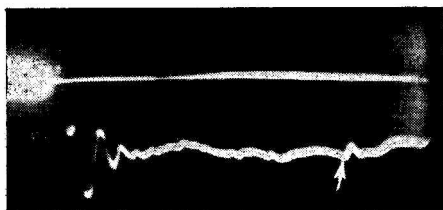
Rys. 6a i b. Zwarta 13. cewka.



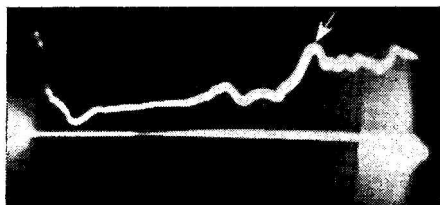
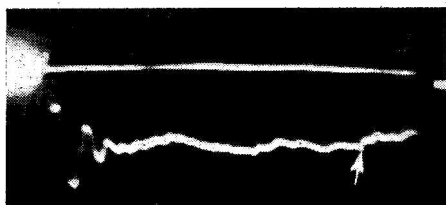
Rys. 7a i b. Zwarta 19. cewka.



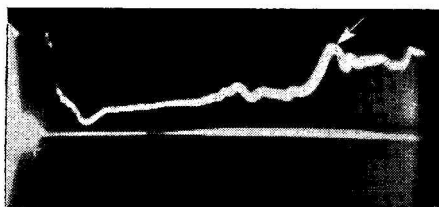
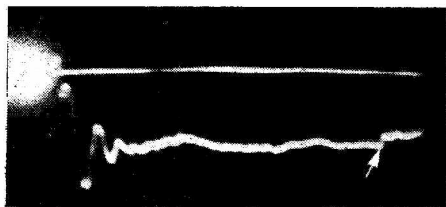
Rys. 8a i b. Zwarta 25. cewka.



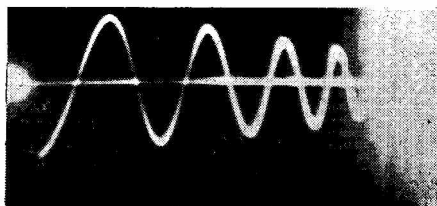
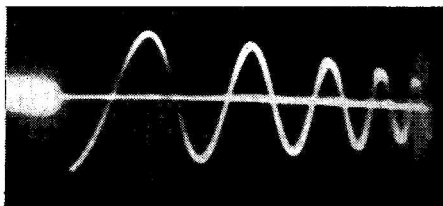
Rys. 9a i b. Zwarta 31. cewka.



Rys. 10a i b. Zwarta 37. cewka.

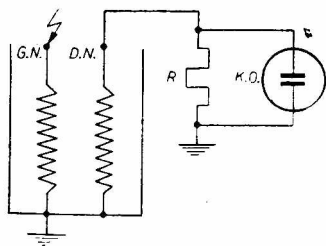


Rys. 11a i b. Zwarta 40. cewka.

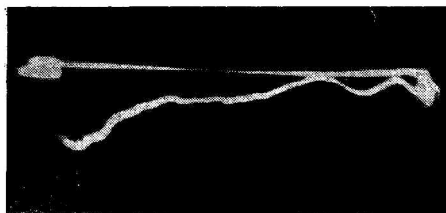


Rys. 12a i b. Skalowanie osi czasu. Częstotliwość drgań $f=80$ kHz. Okres drgań $T=12,5$ μ s.

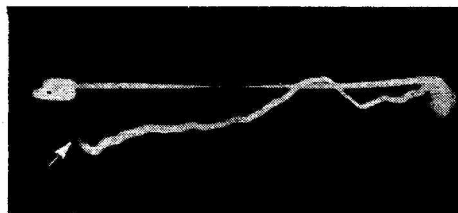
OSCYLOGRAMY ZDJĘTE NA PRZEKŁADNIKU NAPIĘCIOWYM 30/0,1, kV



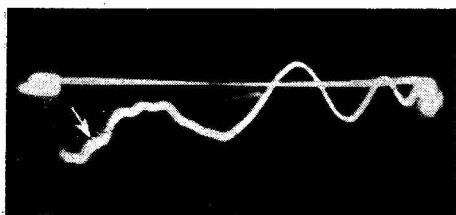
Rys. 13. Schemat połączeń. Metoda rejestracji prądu wtórnego. Oscylogramy napięcia na oporze 300 omów włączonym między zaciskami uzwojenia pomiarowego.



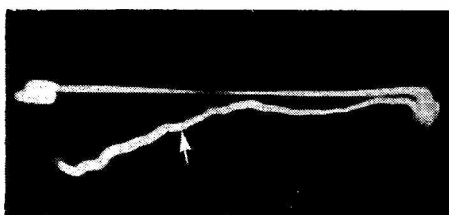
Rys. 14. Bez uszkodzeń.



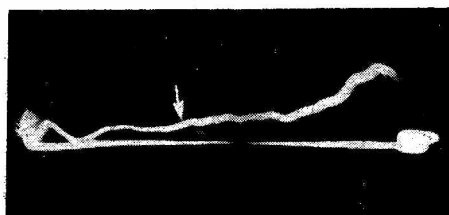
Rys. 15. Zwarcia 1. cewka.



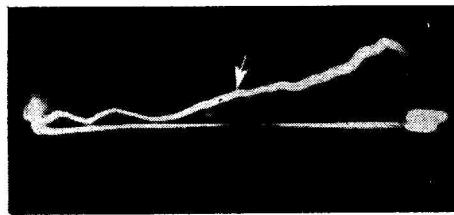
Rys. 16. Zwarcia 2. cewka.



Rys. 17. Zwarcia 4. cewka.

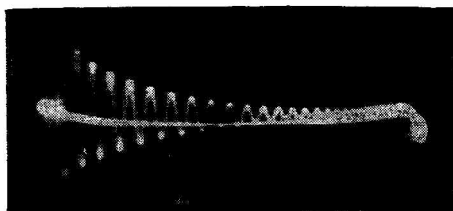


Rys. 18. Zwarcia 6. cewka.



Rys. 19. Zwarcia 8. cewka.

Rys. 20. Skalowanie osi czasu. Częstotliwość drgań $f = 55$ kHz. Okres drgań $T = 18 \mu s$.



Oscylogram z rys. 12a przedstawia częstotliwość 80 kHz i służy do skalowania osi czasu. Oscylogramy z rys. 3b do 12b zostały zarejestrowane dla analogicznych przypadków zwarć przy stosowaniu metody prądu fazowego. Schemat połączeń transformatora przy pomiarze według tej metody podaje rys. 2.

Dla przykładu obliczono odległości miejsca uszkodzenia przy zwarciu cewki 7 i 19 (w nawiasach podano wartości otrzymane z oscylogramów zdjętych przy metodzie prądu fazowego). Dwie liczby w nawiasach odnoszą się do dwóch punktów oznaczonych strzałkami na oscylogramach z rys 5b i 7b; z kształtu oscylogramów trudno jest rozstrzygnąć, który z nich należy przyjąć za początek zakłócenia. Szybkość przesuwania się fali udarowej w uzwojeniu określono z oscylogramów z rys. 3a i 3b, na którym strzałką oznaczono miejsce odbicia się fali udarowej od początku uzwojenia po dwukrotnym przebiegu po uzwojeniu. Czas tego przebiegu wyskalowany według oscylogramów z rys. 12a i 12b wynosi 46,0 (42,3) μ s.

Na oscylogramie z rys. 5a i 5b początek zakłócenia (oznaczony strzałką) oddalony jest od początku oscylogramu o około 6,1 (1,56 do 5) μ s.

Długość odcinka uzwojenia do miejsca uszkodzenia wynosi:

$$165 (180) \cdot 6,1 (1,56 \div 5) = 1008 (280 \div 900) \text{ m,}$$

$$1008 (280 \div 900) : 2 = 504 (140 \div 450) \text{ m.}$$

Rzeczywista długość tego odcinka uzwojenia (228 zwojów) wynosi:

$$228 \cdot 2,22 = 500 \text{ m.}$$

Na oscylogramie z rys. 7a i 7b początek zakłócenia oddalony jest od początku oscylogramu o około 20,6 (17,2 $\div$ 19,7) μ s.

Obliczona długość odcinka uzwojenia wynosi:

$$165 (180) \cdot 20,6 (17,2 \div 19,7) = 3400 (3100 \div 3360) \text{ m.}$$

$$3400 (3100 \div 3360) : 2 = 1700 (1550 \div 1630) \text{ m.}$$

Rzeczywista długość odcinka (776 zwojów) wynosi :

$$776 \cdot 2,22 = 1720 \text{ m.}$$

Błąd pomiaru wynosi więc:

przy metodzie prądu wtórnego — około 1^oo.

przy metodzie prądu fazowego — około 10^oo.

Metoda lokalizacji uszkodzeń podana przez Stenkvista stosuje się tylko do transformatorów dużych i średnich mocy o uzwojeniach cewkowych nawiniętych grubym przewodem profilowym. W transformatorach takich przebiegi wyrównawcze powstające w uzwojeniu po przyłożeniu napięcia udarowego mają wyraźny charakter falowy. Metoda nie nadaje się do lokalizacji uszkodzeń w takich transformatorach, w których początkowy rozkład napięcia udarowego jest zbliżony do rozkładu prostoliniowego (transformatory niedrgające i małodrgające, transformatory o uzwojeniach warstwowych, transformatory małej

mocy o uzwojeniach cewkowych nawiniętych wieloma warstwami cienkiego drutu). W uzwojeniach takich transformatorów zanika falowy charakter przebiegów wyrównawczych; w transformatorach małej mocy przyczynia się do tego ponadto duży współczynnik tłumienia drgań.

Celem zbadania czy do lokalizacji uszkodzeń w tego rodzaju transformatorach można stosować metodę *prądu wtórnego*, wybrano do pomiaru przekładnik napięciowy 30/0,1 kV. Uzwojenie tego przekładnika nawinięte cienkim drutem składało się z 9 cewek po 4500 zwojów w każdej. Całkowita długość uzwojenia wynosiła 20000 m. Każda cewka miała po wewnętrznej i zewnętrznej stronie ekrany z cynfolii, z których jeden połączony był z początkiem, a drugi z końcem cewki. Taka konstrukcja zapewnia dość dobry początkowy rozkład napięcia udarowego (współczynnik $a = \sqrt{\frac{C_z}{C_s}}$ wynosił około 4).

Pomiar przeprowadzono na przekładniku połączonym według rysunku 13. Oscylogramy z rys. 15 do 19 przedstawiają przebiegi napięcia na oporze $R = 300 \Omega$ przy zwieraniu różnych cewek uzwojenia; oscylogram z rys. 14 zdjęto dla uzwojenia bez zwarć; oscylogram z rys. 20 przedstawia częstotliwość 55 kHz dla skalowania osi czasowej oscylogramów.

Na oscylogramach zarejestrowanych przy zwarciaach w uzwojeniu (rys. 15 do 19) nie występują oczywiście zakłócenia, zaznaczone ostro i wyraźnie, ponieważ w badanym uzwojeniu przebiegi wyrównawcze nie mają wyraźnego charakteru falowego. Niemniej jednak miejsca na oscylogramach, poczynając od których występują mniej lub bardziej wyraźne różnice w przebiegu zdjętym bez zwarć i przy zwarcu, mogą i tu dawać pewne informacje o miejscu uszkodzenia (przypuszczalne miejsca początku zakłóceń zaznaczono na oscylogramach strzałkami). Oczywiście przy pomiarach lokalizacji na tego typu transformatorach metoda *prądu wtórnego* nie jest ani dokładna, ani całkowicie pewna, niemniej może dać cenne wskazówki ułatwiające wyszukanie uszkodzenia przy rozwijaniu uzwojenia. Na przykład z oscylogramu z rys. 17 wynika, że miejsce uszkodzenia znajduje się w odległości około 8000 m. od początku uzwojenia. Rzeczywista odległość jest równa 6700 m. Błąd pomiaru wynosi więc w tym przypadku około 20%. W przypadkach wątpliwych bardzo celowe jest przeprowadzenie dodatkowo po próbie udarowej pomiaru rozkładu napięć udarowych na poszczególnych cewkach uzwojenia. Pomiar taki przeprowadzony przy niskim napięciu udarowym (wartość szczytowa udaru około 500 V), pozwala na określenie w uzwojeniu miejsca, w którym występuje największe natężenie pola elektrycznego, a więc gdzie istnieje największe prawdopodobieństwo przebicia izolacji.

Oba te pomiary razem wystarczają zwykle do zupełnie zadowalającego określania miejsca przebicia izolacji nawet w transformatorach o dość równomiernym początkowym rozkładzie napięcia udarowego.

4. PORÓWNANIE METODY PRĄDU WTÓRNEGO Z METODĄ PRĄDU FAZOWEGO

Z porównania oscylogramów z rys. 3a do 11a z oscylogramami z rys. 3b do 11b można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Przy metodzie *prądu fazowego* zmiany występujące w przebiegu oscylogramu przy powstaniu zwarcia w uzwojeniu zaczynają się znacznie wcześniej przed zakłóceniem głównym odpowiadającym przebiegu izolacji. Wydaje się, że przyczyną tych wcześniejszych odkształceń przebiegu oscylogramu są zmiany pola elektromagnetycznego powstające w chwili zwarcia w uzwojeniu. Zmiany te przenosząc się wzdłuż osi uzwojenia wywołują odkształcenia przebiegu oscylogramu przed początkiem zakłócenia odpowiadającego uszkodzeniu izolacji (przesuwającego się w postaci fali wzdłuż uzwojenia, a nie wzdłuż jego osi).

Okoliczność ta utrudnia, a niekiedy uniemożliwia wyznaczenie na oscylogramie punktu odpowiadającego początkowi zwartego odcinka uzwojenia. Zmniejsza się też dokładność pomiaru. Oscylogramy z rys. 3b do 11b wykazują, że najmniej dokładna jest lokalizacja przy zwarciaach w początkowej części uzwojenia, a więc tam, gdzie najczęściej zachodzą uszkodzenia przy próbie udarowej. Nie wiadomo na przykład, który z dwóch punktów oznaczonych strzałkami na oscylogramach z rys. 5b, 7b i 8b należy przyjąć za początek uszkodzenia.

Na oscylogramie z rys. 4b należałoby przyjąć za początek zakłócenia punkt oznaczony strzałką, mimo że zwarta jest pierwsza cewka uzwojenia, a więc zakłócenie powinno wystąpić na początku oscylogramu. Podobne trudności występują przy interpretacji oscylogramów *prądu fazowego*, zdjętych przy zwarciaach w końcowej części uzwojenia (rys. 10b i 11b).

Różnice w wartościach szybkości fal wyznaczonych według obu metod w rozdziale 3 powstały również wskutek trudności określenia punktu odbicia fali od początku uzwojenia z oscylogramów *prądu fazowego*. Z oscylogramu z rys. 11b okazuje się na przykład w sposób zupełnie nieoczekiwany, że jako miejsce odbicia fali należałoby przyjąć punkt leżący na prawo od punktu oznaczonego strzałką (który, jak wykazuje obliczenie, odpowiada początkowi 40 cewki).

2. W metodzie *prądu wtórnego* odkształcenia przebiegu oscylogramu występujące przed zakłóceniem głównym są nieznaczne i praktycznie nie wpływają na dokładność pomiaru. Zarówno miejsce odbicia fali od początku uzwojenia (strzałka na oscylogramie z rys. 3a), jak i zakłócenia

wywołane zwarciami w uzwojeniu zaznaczają się ostro na oscylogramach, co umożliwia osiągnięcie dużej dokładności przy lokalizacji. Łatwo wyznaczyć początek zakłócenia przebiegu oscylogramu przy zwarciach zarówno na początku uzwojenia (rys. 5a, 7a i 8a), jak i na końcu uzwojenia (rys. 10a i 11a); przy zwarcu pierwszej cewki (rys. 4a) przebieg zmienia się już od początku, a więc zgodnie z rzeczywistością wykazuje, że zwarcie występuje na początku uzwojenia.

3. Metoda Stenkvista nie nadaje się dla transformatorów, w których słabo zaznacza się charakter falowy przebiegów wyrównawczych. W transformatorach takich zakłócenia główne nie zaznaczają się ostro, wskutek czego odkształcenia występujące przed tymi zakłóceniami zamazują obraz i chociaż występują różnice w kształcie oscylogramów zależnie od miejsca uszkodzenia nie można tych dwóch zjawisk w sposób jednoznaczny ze sobą powiązać.

4. Metoda *prądu wtórnego* łącznie z pomiarem rozkładu napięć udarowych w uzwojeniu pozwala w przypadkach takich transformatorów na przybliżoną lokalizację.

5. Stosowanie metody *prądu fazowego* przy próbie udarowej bardzo dużych transformatorów natrafia również na znaczne trudności [20], ponieważ wtedy początkowy szczyt rejestrowanego napięcia wywołany prądem ładowania pojemności transformatora jest tak duży, że aby go zmieścić na ekranie oscylografu, należy bardzo obniżyć amplitudę dalszego przebiegu; metoda jest wtedy mało czuła i utrudniona jest zarówno detekcja jak i lokalizacja.

6. Metoda *prądu wtórnego* nie posiada tej wady.

5. KRYTYKA POMIARÓW

Pomiary lokalizacji uszkodzeń metodą *prądu wtórnego* przeprowadzono dotychczas tylko na modelu transformatora dwuuzwojeniowego i tylko przy sztucznych zwarciach. Należałoby je uzupełnić pomiarami na transformatorach trójuzwojeniowych oraz pomiarach przy zwarciach naturalnych. Wydaje się, że przebiegi przy zwarciach naturalnych i sztucznych będą różniły się tylko nieznacznie. Należałoby również wypróbować metodę *prądu wtórnego* dla lokalizacji uszkodzeń w transformatorach regulacyjnych i zbadać czy i w jakim stopniu uzwojenie regulacyjne wpływa na zmianę dokładności pomiarów.

Nie przeprowadzono dotychczas prób lokalizacji na transformatorach, w których uzwojenie wtórne połączone jest w zygzak. Bezpośrednie stosowanie metody *prądu wtórnego* nie jest w tym przypadku możliwe, gdyż części uzwojenia dolnego napięcia umieszczone są na dwóch różnych kolumnach. Należałoby zbadać czy możliwa jest lokalizacja przez

pomiar napięcia na tej części uzwojenia dolnego napięcia, która jest nawinięta na tej samej kolumnie co uzwojenie badane, przy zwartej bądź otwartej pozostałej części uzwojenia.

6. WNIOSKI

1. W transformatorach, w których przebiegi wyrównawcze mają wyraźny charakter falowy, metoda *prądu wtórnego* pozwala na lokalizację uszkodzeń z dokładnością do 1%.

2. W transformatorach, w których wskutek dobrego początkowego rozkładu napięcia udarowego lub wskutek silnego tłumienia drgań charakter falowy w przebiegach wyrównawczych słabo się zaznacza, metoda *prądu wtórnego* uzupełniona pomiarem rozkładu napięć udarowych w uzwojeniu pozwala na określenie miejsca uszkodzenia z dokładnością do około 25%.

3. Metoda *prądu fazowego* wskutek dodatkowych zaburzeń powstających w przebiegu oscylogramu w czasie uszkodzenia izolacji daje w transformatorach z punktu 1 dokładność około 10%, w transformatorach z punktu 2 w ogóle nie daje się zastosować.

4. Metoda *prądu wtórnego* nadaje się dobrze do detekcji i lokalizacji uszkodzeń w transformatorach bardzo dużych mocy, w których metoda *prądu fazowego* jest mało czuła jako metoda detekcji i mało dokładna jako metoda lokalizacji.

5. Należy przeprowadzić próby zastosowania metody *prądu wtórnego* do lokalizacji uszkodzeń w transformatorach trójuzwojeniowych i transformatorach regulacyjnych oraz w transformatorach, w których uzwojenie wtórne połączone jest w zygzak.

Należy sprawdzić dokładność metody *prądu wtórnego* przy naturalnych zwarciach w uzwojeniu.

*Zakład Wysokich Napięć
Instytutu Elektrotechniki*

WYKAZ LITERATURY

1. Aeschlimann H. — Recherches sur les sollicitations des enroulements des transformateurs et sur la détermination des courts-circuits internes provoqués par les ondes de choc — CIGRE, rap. 118, 1948.
2. Aeschlimann H. — Décèlement des courts-circuits partiels dans les enroulements de transformateurs soumis à des essais de choc. — CIGRE, rap. 112, 1950.
3. Aicher L. C. — Experience with transformer impulse failure detection methods — AIEE, Trans. t. 67, 1948, s. 1621.
4. Beldi F. — Essais au choc des transformateurs, procédés de mesure et couplages — CIGRE rap. 112, 1952.

5. Descans F., Chevalier A. — Danger du claquage par onde de choc lors de l'essai de rigidité des transformateurs — CIGRE, rap. 110, 1948.
6. Frid E. C. — Metodika impulsnych ispytaniy transformatorow — Elektricestwo, nr 3, 1953.
7. Hagenuth J. H. — Progress in impulse testing of transformers — AIEE Trans. t. 63, 1944, s. 99.
8. Heller B., Hlavka H., Veverka A. — La détermination des courts-circuits des spires dans le transformateur formés par le choc de l'onde à front raide — CIGRE, rap. 142, 1950.
9. Heller B., Hlavka H., Veverka A. — Les phénomènes de choc dans les transformateurs — CIGRE, rap. 143, 1950.
10. Krajz A. G. — K metodikie impulsnych ispytaniy transformatorow — Elektricestwo nr 9, 1947.
11. Krajz A. G. — Obnarużeniye powrezdżenij pri impulsnych ispytaniyach transformatorow — Elektricestwo, nr 11, 1951.
12. Langlois - Berthelot R. — Les questions de la tenue au choc des transformateurs — Revue Gen. d'Electricité nr 4, 1952, s. 175.
13. Laurent P. G., Neuve-Eglise J., Rivet — Quelques problèmes d'actualité sur les phénomènes de choc — Bull. S. F. E. nr 16, 1952, s. 210.
14. Norris E. T. — Electrical World — grudzień 1930.
15. Peek F. K. — Lightning tests on commercial transformers — Gen. El. Review, t. 52, październik 1930, s. 592.
16. Prevoost P. G. — Les essais de choc des transformateurs — CIGRE, rap. 123, 1952.
17. Rippon E. C., Hickling G. H. — The detection by oscillographic method of winding failures during impulse tests on transformers — Proc. AIEE, t. 96, cz. II, 1949, s. 769.
18. Rohn — La tenue au choc des transformateurs — Electricité nr 174, s. 189 i nr 175, 1951, s. 226.
19. Stenkvist E. — Essais d'impulsion des transformateurs — CIGRE, rap. 130, 1946.
20. Stenkvist E. — Étude de la detection et de la localisation des défauts dans les essais de choc des transformateurs — CIGRE, rap. 129, 1952.
21. Stewart M. C., Holcomb I. E. — Impulse failure detection methods as applied to distribution transformers — AIEE Trans. t. 64, 1945, s. 640.
22. Vogel F. J., Montsinger V. M. — Progress report on impulse testing of commercial transformers — AIEE Trans. czerwiec 1933, s. 409.
23. Wellauer M. — Détermination des défauts des transformateurs à l'aide d'oscillogrammes du courant relevés lors des essais sous tension de choc — CIGRE, rap. 113, 1948.
24. Wellauer M. — Detection des défauts dans les transformateurs au cours des essais de choc — CIGRE, rap. 114, 1950.
25. White E. L., Nethercot W. — The recurrent — surge oscillograph and its application to the study of surge phenomena in transformers — Proc. AIEE t. 96, cz. II, 1949, s. 269.
26. Une année d'essais sur les transformateurs de distribution — Bull. SEV cz. II, 1950, s. 577.

В. ЛЕХ

ЛОКАЛИЗИРОВАНИЕ ПОВРЕЖДЕНИЙ ВО ВРЕМЯ ИМПУЛЬСНОГО
ИСПЫТАНИЯ ТРАНСФОРМАТОРОВ

Резюме

Ударные испытания трансформаторов имеют большое практическое значение, так как дают возможность обнаружения конструктивных и технологических дефектов, в результате, способствуя улучшению качества трансформаторов в отношении их импульсной прочности. Несмотря на интенсивные опыты по разработке метода импульсных испытаний трансформаторов, производимые с 1930 года — эта задача до сих пор полностью не разрешена. Самую большую трудность составляют две основные проблемы оценки результатов импульсного испытания трансформаторов: детектирование и локализация повреждений. Разработано уже много методов детектирования повреждений возникающих в обмотке во время импульсного испытания. В настоящей статье обсуждён применяемый чаще всего метод нулевого тока и разновидность этого метода, применяемая Стенквистом также и для локализации повреждений — метод фазового тока. Результат импульсного испытания трансформатора только тогда допускает разработку правильных конструктивных или технологических выводов, если в случае повреждения изоляции во время импульсного испытания можно с достаточной точностью определить место повреждения. Вопрос локализации является однако сложным и несмотря на то, что он разрабатывался в течении ок. 20 лет — до сих пор находится еще в начальной стадии развития. В заграничной литературе только Стенквист [20] представил метод допускающий локализирование повреждений. Разработанный им метод фазового тока не дает большой точности измерения из-за трудности определения на осциллограмме места, которое следует считать началом повреждения возникшего вследствие пробоев изоляции трансформатора. Объем применения метода Стенквиста ограничен только локализованием повреждений при импульсном испытании трансформаторов, переходные процессы у которых имеют определённый волновой характер.

В настоящей статье автор предлагает собственный метод локализования повреждений, разработанный в Институте Электротехники, основанный на осциллографическом регистрировании напряжения, возникающего при импульсном испытании на сопротивлении, включенном между зажимами обмотки низкого напряжения (метод вторичного тока).

В моменте повреждения изоляции волна тока в обмотке, подвергнутой импульсному испытанию, искажается. Это искажение сопровождается связанным с ним нарушением кривой напряжения во вторичной обмотке. Нарушение кривой осциллограммы вторичного тока возникает в момент, в котором искажение достигает начала обмотки, подвергнутой испытанию. Время отсчитанное от начала осциллограммы вторичного тока до места нарушения его кривой, умноженное на скорость передвижения волны в испытываемой обмотке, дает в результате двойную длину отрезка от начала обмотки до места повреждения. При применении этого метода достигается большая точность измерения, благодаря острому обозначению на осциллограмме нарушения вследствие повреждения изоляции.

Автор дает ряд осциллографических снимков, полученных им при применении метода вторичного тока, а также метода фазового тока. Измерения осуществлены на модели трансформатора 110/6,3 кв 10000 кВА. Для примера поданы подсчёты расстояния места повреждения для двух случаев короткого замыкания в обмотке. Результаты подсчётов показывают, что при применении метода вторичного тока ошибка измерения не превышает 1%.

Метод вторичного тока допускает также, хотя со значительно меньшей точностью, определение места повреждения изоляции трансформаторов, в которых почти не проявляется волновой характер переходных процессов. Метод Стенквиста в этих случаях не оправдывается.

Для иллюстрации приведен ряд осциллографических снимков измерений локализации повреждений, произведенных на трансформаторе напряжения 30/0,1 кв. Автор предлагает при подобных трансформаторах дополнение метода локализования добавочным измерением распределения в обмотке импульсных напряжений. Этот способ часто применяемый в Институте Электротехники, давал удовлетворительные результаты.

Следует предполагать, что в трансформаторах даже малой мощности, волновой характер переходных процессов в которых проявляется только в слабой степени, точность при применении метода вторичного тока будет больше чем при измерительном трансформаторе. Подобные измерения следует еще произвести. Следует также провести испытания локализования в регулирующих трансформаторах и исследовать, как и в какой степени регулиционная обмотка влияет на изменение точности измерений.

До сих пор не был произведен опыт локализования в трансформаторах, в которых вторичная обмотка соединена зигзагом.

Непосредственное применение метода вторичного тока в данном случае невозможно, т. к. части обмотки низкого напряжения находятся на двух разных стержнях. Автор предлагает произвести в данном случае опыт локализования путем измерения напряжения в той части обмотки низкого напряжения, которая намотана на том же стержне, что и испытываемая обмотка, при коротко-замкнутой или открытой остальной части обмотки.

W. LECH

LOCALIZATION OF TRANSFORMER BREAK-DOWNS DURING SURGE TESTS

Summary

The surge testing of transformers is of great practical importance, as it allows to detect the design and technological faults and consequently to improve the transformer ability to withstand overvoltages due to atmospheric surges. In spite of extensive research conducted since 1930 aiming at the development of a suitable surge test method for transformers, the problem has not yet been finally solved. The breakdown detection and localization are the two main difficulties in the estimation of the transformer surge test results.

Many methods of detection of winding break-downs occurring during surge tests have been worked out. In this paper there is a description of the most commonly used method of „neutral current“ and of its variant, the „phase current method“, used by Stenkvisst also for break-down localization.

The transformer surge-test results are followed by correct design or technological conclusions only if in the case of insulation break-down during the test the fault can be localized with sufficient accuracy. The solution of this problem is difficult and in spite of all efforts made during the last 20 years it is still in the early stage of development. In the foreign literature it is only Stenkvisst who

suggested a method allowing the localization of break-downs. This method („the phase-current method“) does not assure accuracy of measurement, because it is difficult to define on the oscillogram the point which can be assumed to be the beginning of the disturbance caused by the transformer insulation break-down. The application of Stenkvist's method is limited only to the localization of the break-downs when the transient phenomena in the transformer tested are of a definite wave form.

In this paper the author describes an original method of break-down localization worked out in the Electrotechnical Institut. This method consists in recording by means of an oscillograph the voltage changes caused during the surge-test on the terminals of a resistance connected across the secondary winding (the „secondary current“ method).

During the insulation break-down the current wave in the tested winding is deformed. This deformation travels as a wave towards both ends of the winding and is accompanied by the secondary voltage disturbance. The disturbance of the secondary current oscillogram curve occurs at the moment when the disturbance reaches the beginning of the tested winding. The time measured from the beginning of „the secondary current“ oscillogram to the place of its disturbance multiplied by the velocity of the wave travel in the tested winding, gives the double length measured from the beginning of the winding to the place of the break-down. This method assures great accuracy of measurement, since the disturbance caused by the insulation break-down is sharply indicated on the oscillogram.

The author presents a number of oscillograms obtained by the „secondary current“ and „phase current“ methods. The measurements were made on a 110/6,3 kV, 10 MVA transformer. As an example the calculation of the break-down position for two cases of short-circuits are given. It is shown from the calculation results that the errors of the „secondary current“ method do not exceed 1%.

The „secondary current“ method also allows though with much smaller accuracy to localize the transformer insulation break-down in the case when the transient phenomena have no definite wave form. The Stankvist's method fails completely in this case.

As an illustration a number of oscillograms for localizing measurements are produced. The measurements were carried out on a potential transformer 30/0,1 kV. In the case of such transformers the author proposes to supplement the localization method by an additional measurement of the surge voltage distribution in the winding. This method has been often used in the Electrotechnical Institute with satisfactory results.

The accuracy of the „secondary current“ method should be even greater in small power transformers, where the wave form of the transient phenomena is small, than in the case of potential transformers. Such measurements are still to be made. The tests of the regulating transformer break-down localization should also be carried out and the influence of the regulating winding on the accuracy of the measurement should be established.

Localization tests on transformes with a secondary zigzag winding have not yet been carried out. The direct application of the „secondary current method“ is not possible in such a case as the low voltage winding sections are placed on two different legs of the transformer core. In this case the author proposes to carry out the localization tests by measuring the voltage on a section of the low-voltage winding which is placed on the same core-leg as the winding undertest, the remaining windings beeing short-circuited or opened.

621.313.36.045.51

B. DUBICKI

Obliczanie uzwojeń małych jednofazowych silników komutatorowych prądu zmiennego

Rękopis dostarczono 13. 10. 1953

Streszczenie. Dotychczas stosowana metoda *klasyczna* obliczania małych silników jednofazowych komutatorowych ma szereg wad. W artykule podano sposób określania uzwojenia silnika, tak aby osiągnąć maksymalny iloczyn współczynnika mocy i sprawności. Iloczyn ten wyrażono w funkcji stosunku zwojów bieguna i twornika oraz znaleziono optimum i najkorzystniejszy stosunek zwojów. Liczbę zwojów twornika znajduje się z bilansu napięć silnika.

Następnie podano zależności między wymiarami żelaza zazwyczaj spotykanych silników, stosowaną gęstość i okład prądu, ustalono współczynniki potrzebne do określenia najkorzystniejszego stosunku zwojów.

Podaną metodę zilustrowano przykładem liczbowym.

1. ZAKRES ZAGADNIENIA

Silniki jednofazowe komutatorowe oblicza się tak, jak wszystkie inne maszyny, według znanego wzoru

$$\frac{D^2 l_i \cdot n}{P_0} = \frac{k \cdot 10^8}{a_i A \cdot B_p}, \quad (1)$$

w którym dla silników jednofazowych

$$k = \frac{2.60}{\sqrt{2} \cdot \pi^2} = 8,6,$$

D jest średnicą zewnętrzną twornika [cm],

l_i — długością idealną twornika [cm],

n — liczbą obrotów na minutę,

P_0 — mocą wewnętrzną silnika [W],

a_i — współczynnikiem wypełnienia strumieniem podziałki biegunowej,

A — okładem prądu twornika w amperach na cm,

B_p — wartością maksymalną indukcji w szczelinie powietrznej w gausach.

Według ogólnie znanej metody *klasycznej* silnik oblicza się następująco:

Mając zadaną moc P na wale, szacuje się moc wewnętrzną P_0 , znając n , zakłada się stosowane ogólnie wartości α_i , A , B_p i otrzymuje się $D^2 l_i$, który rozdziela się na D oraz l_i przyjmując stosunek tych dwóch wielkości. Mając następnie zadane napięcie U , oblicza się prąd silnika I z mocy P i zadanych sprawności η i współczynnika mocy $\cos \varphi$. Następnie ustala się wymiary żelaza oraz uzwojenie.

Dla tak zaprojektowanej maszyny szczegółowym obliczeniem sprawdza się założone wielkości, a więc η , $\cos \varphi$, moc i obroty. O ile wyniki obliczenia okazują się niezadowalające, zmienia się odpowiednio założenia, dochodząc bliżej do wymaganych wyników w następnym obliczeniu.

Tak opisana metoda *klasyczna* ma następujące niedogodności:

1. przede wszystkim brak danych co do wartości okładu prądu A i indukcji w powietrzu B_p w zależności od wielkości czy też mocy i obrotów silnika, jak to na przykład ma miejsce dla maszyn prądu stałego lub maszyn indukcyjnych;
2. podobnie brak danych co do η i $\cos \varphi$ przynależnych do mocy i obrotów;
3. wobec stosunkowo dużych gęstości prądu i małych przekrojów drutu, z drugiej zaś strony ze względu na stosunkowo małe nasycenie magnetyczne, a zatem ze względu na duże liczby zwojów, czynne spadki napięć odgrywają tu dużą rolę i sam bilans czynnych i biernych spadków napięcia z napięciem przyłożonym nastęrcza duże trudności rachunkowe, które przy metodzie *klasycznej* przesłaniają inne, ważniejsze sprawy w obliczeniu;
4. wyzyskanie miejsca na uzwojenia ze względu na małe przekroje drutu i duże zazwyczaj w stosunku do wymiarów przekroju przyrosty izolacji ma tu duże znaczenie i zwiększa trudności rachunkowe;
5. układ szeregowy silnika powoduje, że wielkości charakterystyczne uzwojeń stojana i wirnika, poza związkiem z napięciem sieci, muszą być ściślej powiązane ze sobą niż w innych maszynach.

Dwie pierwsze niedogodności dadzą się usunąć przez wykonanie odpowiednich zestawień lub wykresów; pomoce te jednak, ze względu na charakterystyczne powiązania $\cos \varphi$ i η z liczbami zwojów, nie mogą być dość skuteczne.

Dalsze wspomniane trudności pozostaną w *klasycznej* metodzie, obarczając ją nieprzejrzyistością i trudnościami rachunkowymi, co czyni obliczenie nadzwyczaj żmudnym.

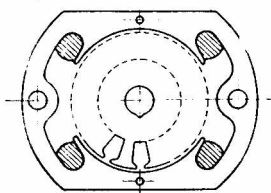
Powyższe trudności usuwa w znacznej mierze podana poniżej metoda obliczania; pozwala ona na określenie, przy danych wymiarach żelaza, stosunku liczby zwojów uzwojenia magnesów do liczby zwojów twornika,

który jest najkorzystniejszy z punktu widzenia η i $\cos \varphi$. Na podstawie bilansu napięć silnika określa się następnie liczbę zwojów i przekroje drutu magnesów i wirnika.

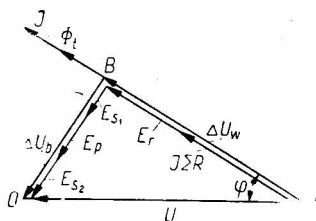
Następnie podano również sposób ustalenia wymiarów żelaza oraz obciążenia elektrycznego i magnetycznego silnika.

2. ZALEŻNOŚCI PODSTAWOWE

Rozpatrywany będzie silnik dwubiegunowy (rys. 1), choć wszystkie następne rozważania odnoszą się również do silników wielobiegunowych [3].



Rys. 1. Przekrój blach dwubiegunowego silnika komutatorowego małej mocy.



Rys. 2. Wykres napięć silnika szeregowego komutatorowego.

Na rysunku 2 przedstawiono wykres silnika; U oznacza tu napięcie sieci.

Składowa czynna napięcia sieci jest sumą napięcia rotacji, wzbudzonego w tworniku, oraz spadków napięć w oporach czynnych

$$\Delta U_w = \overline{AB} = E_r + I \Sigma R \text{ [V]}, \quad (2)$$

$$E_r = \sqrt{2} \frac{z_2}{a} \cdot f_2 \cdot \Phi_t \cdot 10^{-8} \text{ [V]}, \quad (3)$$

przy czym

z_2 jest liczbą wszystkich zwojów twornika,

a — liczbą par gałęzi uzwojenia twornika,

$$f_2 = \frac{pn}{60} \text{ (Hz)} \text{ częstotliwością obrotów twornika,} \quad (3a)$$

p — liczbą par biegunów silnika,

Φ_t — czynnym strumieniem magnetycznym w tworniku [Mx],

I — prądem znamionowym silnika [A],

$$\Sigma R = R_1 + R_2 + R_{Fe}, \quad (4)$$

gdzie R_1 jest oporem uzwojenia magnesów przy szeregowym połączeniu cewek,

R_2 — oporem uzwojenia twornika,

R_{Fe} — oporem zastępczym dla strat w żelazie.

$$R_1 = \frac{1,2 \cdot 2p \cdot z_1 \cdot l_{z_1}}{5700 \cdot s_1} [\Omega], \quad (5)$$

$$R_2 = \frac{1,2 \cdot z_2 \cdot l_{z_2}}{5700 \cdot s_2 (2a)^2} [\Omega], \quad (6)$$

tutaj

$$l_{z_1} = 2(l + l_{c_1}) \text{ [cm]} \quad \left. \begin{array}{l} \text{ } \\ \text{ } \end{array} \right\} \text{ są średnimi długościami zwoju magnesów} \quad (7)$$

$$l_{z_2} = 2(l + l_{c_2}) \text{ [cm]} \quad \left. \begin{array}{l} \text{ } \\ \text{ } \end{array} \right\} \text{ i twornika,} \quad (7a)$$

l — długością twornika [cm],

l_{c_1}, l_{c_2} — długością połączenia czołowego uzwojenia magnesów i twornika [cm],

$$l_{c_1} \approx 1,5 \cdot D, \quad (8)$$

$$l_{c_2} \approx 1,3 \cdot D \text{ dla maszyn dwubiegunowych,} \quad (8a)$$

$$l_{c_2} \approx 1,4 \cdot \tau \text{ dla maszyn wielobiegunowych,} \quad (8b)$$

s_1, s_2 — przekrojem drutu uzwojenia magnesów i twornika [mm²],

z_1 — liczbą zwojów jednego bieguna magnesów.

$$R_{Fe} = \frac{\Delta P_{Fe}}{I^2} [\Omega], \quad (9)$$

gdzie ΔP_{Fe} są stratami w żelazie [W].

Składowa bierna napięcia sieci wynosi

$$\Delta U_b = \bar{O} \bar{B} = E_{s1} + E_p + E_{s2}, \quad (10)$$

gdzie

E_{s1} jest napięciem wzbudzonym w uzwojeniu magnesów,

E_p — napięciem wzbudzonym w uzwojeniu twornika przez pole poprzeczne,

E_{s2} — napięciem wzbudzonym w uzwojeniu twornika przez strumień rozproszenia twornika,

$$E_{s1} = 4,44 \cdot f_1 \cdot 2p \cdot z_1 \cdot \sigma \Phi_t \cdot 10^{-8} [\text{V}], \quad (11)$$

$\sigma > 1$ — współczynnikiem rozproszenia strumienia magnesów.

Według Metzlera [6]

$$E_p = 0,0875 \cdot \frac{f_1}{ap} \cdot \frac{\tau \cdot 1}{k_c \cdot \delta} \cdot z_2^2 \cdot I \cdot 10^{-8} [\text{V}], \quad (12)$$

$$\text{gdzie } \tau = \frac{\pi D}{2p}, \quad (12a)$$

δ jest długością szczeliny powietrznej [cm],

k_c — współczynnikiem powiększenia szczeliny Cartera.

Według Bolza [2] wzory stosowane do obliczania napięcia wzbudzonego przez pole poprzeczne dają zbyt duże wartości. Ponieważ jednak autor ten zbyt ogólnikowo omawia to zagadnienie, sprawę obliczania wielkości E_p (12) należy uznać za otwartą i wymagającą bliższego zbadania.

W dalszym ciągu mamy

$$E_{s_2} = \frac{2\pi\lambda}{2a \cdot 2p} \cdot f_1 \cdot l \cdot I \cdot z_2^2 \cdot 10^{-8} \text{ [V]}, \quad (13)$$

gdzie

$$\lambda = \frac{2p}{Z} \lambda_z + \frac{l_{c2}}{l} \lambda_c \text{ jest przewodnością strumienia rozproszenia,} \quad (14)$$

Z — liczbą żłobków twornika,

λ_z — przewodnością żłobka, według Pichelmayera dla żłobków półzamkniętych,

$$\lambda_z \simeq 1,66 \frac{h_z}{b_z}, \quad (15)$$

h_z, b_z — wysokością i średnią szerokością żłobka,

λ_c — przewodnością połączeń czołowych
(zwykle $\lambda_c \cong 1$).

3. STOSUNEK ZWOJÓW MAGNESÓW I WIRNIKA

a. Cos φ a stosunek zwojów u

Z rysunku 2 wynika

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta U_b}{\Delta U_w} = \frac{E_{s_1} + E_p + E_{s_2}}{E_r + I \Sigma R}. \quad (16)$$

Żałóży, że wymiary żelaza silnika są stałe, a zmieniać się będzie tylko uzwojenie oraz że strumień magnesów $\sigma \Phi_t$ jest proporcjonalny do przepływu magnesów $I z_1$; wówczas

$$\sigma \Phi_t = C_{az} \cdot I \cdot z_1. \quad (17)$$

Według wzoru (11)

$$E_{s_1} = C_{s1} \cdot f_1 \cdot z_1^2 \cdot I, \quad (18)$$

gdzie

$$C_{s1} = 4.44 \cdot 2p \cdot C_{az} \cdot 10^{-8}. \quad (19)$$

Ze wzoru (12) mamy

$$E_p = C_p \cdot f_1 \cdot z_2^2 \cdot I, \quad (20)$$

$$C_p = \frac{0,0875}{a \cdot p} \frac{\tau l}{k_c \cdot \delta} 10^{-8}. \quad (21)$$

Ze wzoru zaś (13)

$$E_{s_1} = C_{s_2} \cdot f_1 \cdot z_2^2 \cdot I, \quad (22)$$

$$C_{s_2} = \frac{2\pi\lambda}{2a \cdot 2p} l \cdot 10^{-8}. \quad (23)$$

Oznaczmy

$$E_x = E_p + E_{s_1} = C_x \cdot f_1 \cdot z_2^2 \cdot I, \quad (24)$$

$$C_x = C_p + C_{s_2}. \quad (25)$$

Ze wzoru (3)

$$E_r = C_r \cdot z_1 \cdot z_2 \cdot f_2 \cdot I, \quad (26)$$

$$C_r = \frac{\sqrt{2}}{\sigma \cdot a} C_{az} \cdot 10^{-8}. \quad (27)$$

Oznaczmy przez S_1 przekrój miedzi uzwojenia jednej cewki magnesu; wtedy

$$S_1 = s_1 \cdot z_1. \quad (28)$$

Ze wzoru (5)

$$R_1 = C_1 \cdot z_1^2, \quad (29)$$

$$C_1 = 4,22 \cdot 10^{-4} \frac{p l_{z1}}{S_1}. \quad (30)$$

Oznaczmy przez S_2 przekrój miedzi całego uzwojenia twornika; wtedy będzie

$$S_2 = 2 \cdot z_2 \cdot s_2, \quad (31)$$

a ze wzoru (6) otrzymamy

$$R_2 = C_2 \cdot z_2^2, \quad (32)$$

$$C_2 = 1,05 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{l_{z2}}{S_2 \cdot a^2}. \quad (33)$$

Straty w żelazie wyniosą

$$\Delta P_{Fe} = C_{Fe} (\sigma \Phi_t)^2. \quad (34)$$

Według wzoru (9) i (17)

$$R_{Fe} = C_{Fe} \cdot C_{az}^2 \cdot z_1^2$$

lub

$$R_{Fe} = C_z \cdot z_1^2, \quad (35)$$

$$C_z = C_{Fe} \cdot C_{az}^2; \quad (36)$$

według wzoru (4)

$$\Sigma R = C_1 \cdot z_1^2 + C_2 \cdot z_2^2 + C_z \cdot z_1^2,$$

oznaczymy

$$C'_1 = C_1 + C_z, \quad (37)$$

$$\Sigma R = C'_1 z_1^2 + C_2 z_2^2. \quad (38)$$

Na podstawie powyższych oznaczeń otrzymujemy ze wzoru (16)

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{f_1(C_{s1} \cdot z_1^2 + C_x z_2^2)}{C'_1 z_1^2 + C_2 \cdot z_2^2 + C_r z_1 z_2 f_2}.$$

Wprowadźmy następnie wielkość

$$u = \frac{z_1}{z_2}, \quad (39)$$

wyrażającą stosunek liczby zwojów jednego bieguna do liczby wszystkich zwojów twornika; będzie wtedy

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{f_1(C_{s1} u^2 + C_x)}{C'_1 u^2 + C_r f_2 u + C_2}. \quad (40)$$

Ze wzoru tego widać, że przy stałym u im większa jest liczba obrotów n , a więc f_2 , tym mniejszy jest $\operatorname{tg} \varphi$, a więc tym większy jest $\cos \varphi$. Przy stałym f_2 zależność $\operatorname{tg} \varphi = f(u)$ przedstawiono na rysunku 3. Widzimy tu dwa ekstrema, z których jedno (punkt A) ma znaczenie praktyczne.

Znajdujemy $\frac{d \operatorname{tg} \varphi}{du} = 0$,

$$u^2 \cdot C_r C_{s1} \cdot f_2 + 2u(C_{s1} C_2 - C'_1 C_x) - C_x C_r f_2 = 0, \quad (41)$$

$$u_{\cos \varphi} = \frac{-(C_{s1} C_2 - C'_1 C_x) + \sqrt{(C_{s1} C_2 - C'_1 C_x)^2 + C_r^2 C_{s1} C_x f_2^2}}{C_r C_{s1} f_2}, \quad (42)$$

$$u_{\cos \varphi} = -\frac{C_{s1} C_2 - C'_1 C_x}{C_r C_{s1} f_2} + \sqrt{\left(\frac{C_{s1} C_2 - C'_1 C_x}{C_r C_{s1} f_2}\right)^2 + \frac{C_x}{C_{s1}}}. \quad (43)$$

Gdy

$$C_{s1} C_2 - C'_1 C_x = 0$$

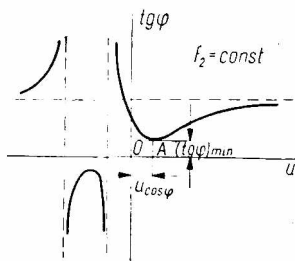
lub

$$\frac{C_x}{C_{s1}} = \frac{C_2}{C'_1}, \quad (44)$$

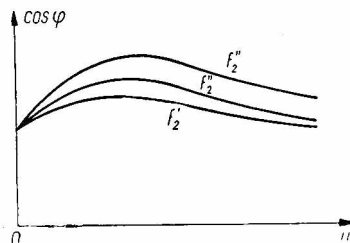
otrzymujemy postać uproszczoną

$$u'_{\cos \varphi} = \sqrt{\frac{C_x}{C_{s1}}}. \quad (45)$$

Dla większości silników warunek (44) nie jest spełniony; uproszczona wartość według wzoru (45) jest bardzo zbliżona do dokładnej ze wzoru (43) dla większych silników (patrz rys. 13).



Rys. 3. Zależność $\operatorname{tg} \varphi$ silnika od stosunku zwojów u .



Rys. 4. Zależność $\cos \varphi$ od stosunku zwojów u .

Przebieg $\cos \varphi = f(u)$ dla różnych częstotliwości podano na rys. 4.

b. Sprawność η a stosunek zwojów u

Jeżeli pominąć straty mechaniczne, to moc silnika oddana na wale wyniesie

$$P_o = E_r \cdot I. \quad (46)$$

Sprawność

$$\eta = \frac{P_o}{P_o + I^2 \cdot \Sigma R}. \quad (47)$$

Jeżeli uwzględnić zależność (26), (38) i (39), otrzymujemy

$$\eta = \frac{C_r f_2 u}{C_1' u^2 + C_r f_2 u + C_2}. \quad (48)$$

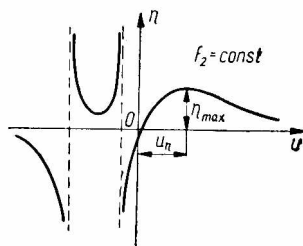
Zależność $\eta = f(u)$ przy $f_2 = \text{const}$ przedstawiono na rys. 5.

Znajdując

$$\frac{d\eta}{du} = 0,$$

otrzymujemy $\eta_{\max}$ dla

$$u_\eta = \sqrt{\frac{C_2}{C_1'}}. \quad (49)$$



Rys. 5. Zależność sprawności η od stosunku zwojów u .

Łatwo zauważyć, że

$$\eta = \eta_{\max},$$

gdy

$$\Delta P_{cu1} + \Delta P_{Fe} = \Delta P_{cu2}.$$

c. Najkorzystniejszy stosunek zwojów u_0

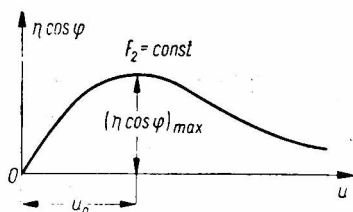
Najkorzystniejszy stosunek zwojów u_0 występuje wtedy gdy

$$\eta \cdot \cos \varphi \rightarrow (\eta \cdot \cos \varphi)_{\max}.$$

Ze wzorów (40) i (48) otrzymujemy

$$\eta \cos \varphi = \frac{C_r f_2 u}{1 \sqrt{(C_1' u^2 + C_r f_2 u + C_2)^2 + (C_{s1} \cdot u^2 + C_x)^2 f_1^2}}. \quad (50)$$

Zależność $\eta \cos \varphi = f(u)$ przy $f_2 = \text{const}$ i $u > 0$, podano na rys. 6.



Rys. 6. Zależność iloczynu współczynnika mocy i sprawności od stosunku zwojów u .

Znajdujemy

$$\frac{d(\eta \cos \varphi)}{du} = 0,$$

$$u_0^4 (C_1'^2 + f_1 \cdot C_{s1}^2) + u_0 (u_0^2 C_1' - C_2) C_r f_2 - (C_2^2 + f_1 C_x^2) = 0. \quad (51)$$

Ponieważ równanie to nie daje się rozwiązać w sposób prosty, przeto poszukujemy wartości u_0 drogą próbowania.

W szczególnym przypadku, gdy środkowy wyraz z równania (51) jest równy zeru, czyli gdy

$$u_0^2 C_1' - C_2 = 0$$

lub gdy

$$u_0 = \sqrt{\frac{C_2}{C_1'}}, \quad (52)$$

otrzymujemy wynik zgodnie ze wzorem (49)

$$u = u_\eta.$$

Wtedy z równania (51)

$$u_0^4 (C_1'^2 + f_1 \cdot C_{s1}^2) - (C_2^2 + f_1 C_x^2) = 0,$$

$$u_0 = \sqrt[4]{\frac{C_2^2 + f_1 C_x^2}{C_1'^2 + f_1 C_{s1}^2}}. \quad (53)$$

Ponieważ dla spełnienia równania (51) muszą być spełnione równocześnie równania (52) i (53), przeto

$$\frac{C_2^2 + f_1^2 C_x^2}{C_1'^2 + f_1^2 C_{s1}} = \frac{C_2^2}{C_1'^2}. \quad (54)$$

Przez proste przekształcenie otrzymamy

$$\frac{C_2}{C_1'} = \frac{C_x}{C_{s1}},$$

a stąd

$$u_0 = \sqrt{\frac{C_2}{C_1'}} = \sqrt{\frac{C_x}{C_{s1}}}, \quad (55)$$

czyli według wzorów (49) i (45)

$$u_0 = u_\eta = u' \cos \varphi. \quad (56)$$

Jak powiedziano, równość (56) rzadko zachodzi; równania (52) do (56) są zatem tylko sprawdzeniem równania (51).

4. LICZBA ZWOJÓW WIRNIKA

Gdy znany jest stosunek zwojów u , to liczbę zwojów z_2 określamy w poniżej podany sposób.

Z rys. 2 znajdujemy

$$U = \sqrt{(E_{s1} + E_p + E_{s2})^2 + (E_r + I \Sigma R)^2}. \quad (57)$$

Po przekształceniu i uwzględnieniu równania (17) otrzymamy

$$z_2 = \frac{U u C_{az}}{\sigma \Phi_t \sqrt{(C_1' u^2 + C_r f_2 u + C_2)^2 + (C_{s1} u^2 + C_x)^2 f_1^2}}. \quad (58)$$

Wzór ten pozwala obliczyć liczbę zwojów twornika dla silnika, którego wymiary żelaza są znane, po wyborze stosunku zwojów u . Wzór ten nie uwzględnia jednak strat mechanicznych, strat w zezwojach zwartych przez szczotki i strat przejścia na komutatorze. Jeżeli te straty oznaczmy łącznie przez ΔP_n i przyjmiemy, że są one proporcjonalne do kwadratu prądu, to zastępczy opór tych strat

$$R_n = \frac{\Delta P_n}{I^2}. \quad (59)$$

Po uwzględnieniu wzoru (59) wzór (58) ulegnie zmianie:

$$z_2 = \frac{U u C_{az}}{\sigma \Phi_t \sqrt{\left(C_1' u^2 + C_r f_2 u + C_2 + \frac{R_n}{z_2^2}\right)^2 + (C_{s1} u^2 + C_x)^2 f_1^2}}, \quad (60)$$

po przekształceniu otrzymamy

$$(A^2 + B^2)z_2^2 + 2B \cdot R_n - D^2 + \frac{R_n^2}{z_2^2} = 0, \quad (61)$$

gdzie

$$\left. \begin{aligned} A &= f_1(C_{s1}u^2 + C_x), \\ B &= C_1'u^2 + C_r f_2 u + C_2, \\ D &= \frac{Uu C_{az}}{\sigma \Phi_t}. \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

W równaniu (61) z_2 oznacza liczbę zwojów twornika w tym przypadku, gdy ma on pobierać z sieci również moc na pokrycie strat ΔP_n przy mocy użytecznej na wale $P = P_n$. Jeżeli $\Delta P_n = 0$, $R_n = 0$, wtedy równanie (61) przybierze postać pierwotną (58) lub

$$(A^2 + B^2)z_0^2 - D^2 = 0, \quad (63)$$

gdzie z_0 — liczba zwojów twornika przy niepobieraniu strat ΔP_n . Odejmując od siebie wyrażenia (61) i (63) i przekształcając, otrzymamy

$$\Delta z_2 = z_0 - z_2 = \frac{2BR_n + \frac{R_n^2}{z_2^2}}{(z_0 + z_2)(A^2 + B^2)}.$$

Ponieważ

$$\frac{z_0 + z_2}{2} \cong z_2,$$

przeto

$$\Delta z_2 = \frac{2BR_n + \frac{R_n^2}{z_2^2}}{2z_2(A^2 + B^2)}. \quad (64)$$

Jeżeli więc ujmiemy silnikowi Δz_2 zwojów w tworniku i odpowiednio pewną ilość zwojów w stojanie (przy $u = \text{const}$), to przy niezmiennym obciążeniu prądu twornika pobierze on z sieci większy prąd I , czym pokryje straty dodatkowe ΔP_n . W ten sposób użyteczna moc jego pozostanie niezmieniona.

5. WYMIARY ŻELAZA SILNIKA W FUNKCJI ŚREDNICY TWORNIKA

Wymiary żelaza silników szeregowych prądu zmiennego pomimo dużych różnorodności typów wykazują pewne prawidłowości.

Rysunek 7 przedstawia przekrój blach. Zależności poszczególnych wymiarów są następujące:

Wysokość rdzenia twornika

$$h_t \cong 0,225 \cdot D. \quad (65)$$

Długość drogi strumienia w tworniku

$$L_t \cong 0,6 \cdot D. \quad (66)$$

Szerokość rdzenia magnesów

$$b_m \cong 0,7 \cdot D. \quad (67)$$

Długość drogi strumienia w magnesach

$$L_m \cong 0,7 \cdot D. \quad (68)$$

Szerokość nabiegunkników

$$b_i = a_i \cdot \tau, \quad (68a)$$

tutaj przyjmuje się zwykle $a_i = 0,66$, τ oznacza podziałkę biegunową według wzoru (12a).

Szerokość jarzma

$$b_j \cong 0,2 \cdot D. \quad (69)$$

Długość drogi w jarzmie

$$L_j \cong 2,1 \cdot D. \quad (70)$$

Najczęściej są stosowane żłobki trapezowe zaokrąglone u góry, tak jak pokazano na rys. 8.

Wysokość żłobka wynosi zwykle

$$h_z \cong 0,175 \cdot D. \quad (71)$$

Średnia szerokość żłobka

$$b_z \cong 0,65 \cdot t_{sr}. \quad (72)$$

Średnia podziałka żłobkowa

$$t_{sr} \cong \frac{\pi(D - h_z)}{Z} \quad (73)$$

lub na podstawie wzoru (71)

$$t_{sr} \cong 0,825 \frac{\pi D}{Z}, \quad (74)$$

gdzie Z jest liczbą żłobków twornika.

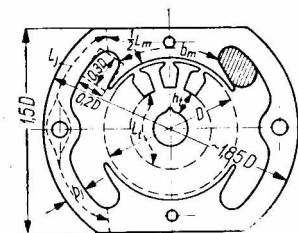
Liczba żłobków Z jest teoretycznie dowolna, w praktyce jednak nie może przekraczać takiej wartości, aby c_{sr} nie było mniejsze niż $2,5 \div 3$ mm, a to ze względów mechanicznych

Z równania (72) i na podstawie rys. 8 piszemy

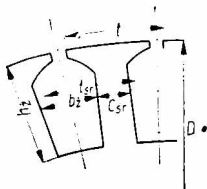
$$c_{sr} = t_{sr} - b_z = t_{sr} - 0,65 \cdot t_{sr} = 0,35 \cdot t_{sr}.$$

a wobec równania (74)

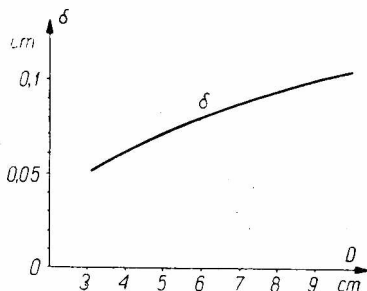
$$c_{sr} = 0,908 \cdot \frac{D}{Z}. \quad (75)$$



Rys. 7. Wymiary blachy silnika.



Rys. 8. Żłobek twornika.



Rys. 9. Zależność szczeliny od średnicy twornika.

Z powyższych równań widać, że mamy tu maszyny geometrycznie podobne. Odstępstwem od podobieństwa geometrycznego, a więc od proporcjonalności w stosunku do średnicy, jest długość szczeliny δ , której zależność od średnicy podano na rys. 9.

6. GĘSTOŚĆ PRĄDU I OKŁAD PRĄDU

Do prawidłowego określenia uzwojenia musi być znane wyzyskanie elektryczne i magnetyczne wymiarów. Przedstawimy zależności między wymiarami żelaza a ich obciążeniem.

Okład prądu twornika

$$A = \frac{2z_2}{\pi D} \cdot \frac{I}{2a} \quad (76)$$

Gęstość prądu w uzwojeniu twornika (A/mm^2)

$$g_2 = \frac{I}{2a} \cdot \frac{1}{s_2} \quad (77)$$

Całkowita powierzchnia zajęta w tworniku przez przekroje drutów

$$S_2 = 2s_2 \cdot z_2 \quad (78)$$

Ze wzorów (76), (77) i (78) otrzymujemy

$$A = \frac{S_2 \cdot g_2}{\pi D} \quad (79)$$

Na podstawie spostrzeżeń z praktyki możemy ustalić zależność gęstości prądu w tworniku g_2 od średnicy twornika przy pracy ciągłej dla okapturzonej budowy silnika z przewietrzaniem własnym (rys. 10).

Powierzchnia przekroju miedzi twornika S_2 może być również wyrażona w zależności od średnicy D .

Powierzchnia żłobka

$$s_z = h_z \cdot b_z \quad (80)$$

Powierzchnia wszystkich żłobków

$$S_z = Z \cdot s_z = Z \cdot h_z \cdot b_z \quad (81)$$

lub na podstawie wzorów (71), (72) i (74)

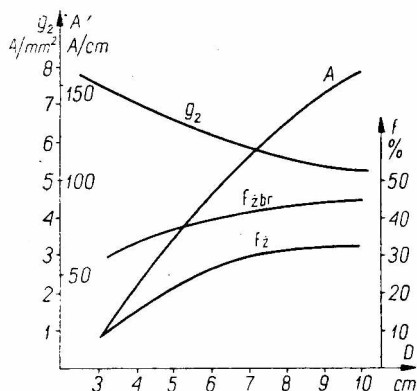
$$S_z = 29D^2 \quad [mm^2] \quad (82)$$

$$D - [cm].$$

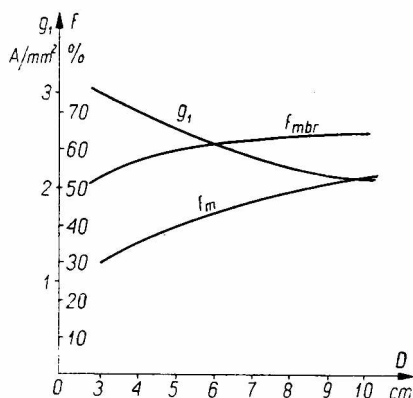
Na rysunku 10 podano współczynniki wypełnienia żłobków netto

$$f_z = \frac{S_z}{S_z} \quad (83)$$

oraz f_{zbr} — brutto. Współczynniki te odpowiadają przyrostom izolacji jak w podwójnym oprzędzie jedwabnym.



Rys. 10. Zależność od średnicy twornika: okładu prądu A , gęstości prądu twornika g_2 , wypełnienia żłobka miedzią f_z , wypełnienia żłobka drutem w izolacji f_{zbr} .



Rys. 11. Zależność od średnicy twornika: gęstości prądu w uzwojeniu magnesów g_1 , wypełnienia miejsca na uzwojenie magnesów miedzią f_m , drutem w izolacji f_{mbr} .

Na podstawie równań (82) i (83) otrzymamy ze wzoru (79)

$$A = 9,25 f_z \cdot g_2 \cdot D. \quad (84)$$

Na rysunku 10 podano przebieg $A = f(D)$ na podstawie wzoru (84) oraz krzywych g_2 i f_z .

Na rysunku 11 przedstawiono przebiegi współczynników wypełnienia f_m — netto i f_{mbr} — brutto dla cewek magnesów przy izolacji drutu w podwójnym oprzędzie bawełnianym oraz przebieg gęstości prądu g_1 , analogicznie jak na rys. 10 dla twornika.

7. WSPÓŁCZYNNIKI RÓWNAŃ

Rozpatrywać będziemy przypadek, gdy długość żelaza

$$l = l_i = l_{Fe} = D, \quad (85)$$

co najczęściej zdarza się w praktyce.

a. Zależność pomiędzy indukcjami magnetycznymi w poszczególnych częściach obwodu magnetycznego

Indukcja w zębach (rys. 8)

$$B_{zsr} = \frac{B_p \cdot t \cdot l_i}{k_2 \cdot czsr \cdot l_{Fe}}; \quad (86)$$

wobec tego, że $l_i = l_{Fe}$ oraz że współczynnik izolacji blach $k_2 = 0,9$, oraz na podstawie wzoru (75) i wobec zależności

$$t = \frac{\pi D}{Z}, \quad (87)$$

otrzymujemy

$$B_{zsr} = 3,85 \cdot B_p. \quad (88)$$

Indukcja w rdzeniu twornika

$$B_t = \frac{\Phi_t}{2 \cdot k_2 \cdot l_{Fe} \cdot h_t}, \quad (89)$$

a wobec

$$\Phi_t = a_i \cdot \tau \cdot l_i \cdot B_p, \quad (90)$$

przyjmując $a_i = 0,66$ oraz na podstawie wzorów (12a) i (65) otrzymamy

$$B_t = 2,6 \cdot B_p. \quad (91)$$

Indukcja w rdzeniu magnesów

$$B_m = \frac{\sigma \Phi_t}{k_2 \cdot b_m l_{Fe}}. \quad (92)$$

Korzystając ze wzorów (67) i (90) otrzymamy

$$B_m = 1,73 B_p. \quad (93)$$

Indukcja w jarzmie ($\Phi_j \cong \Phi_m$)

$$B_j = \frac{\sigma \Phi_t}{2 k_2 \cdot b_j \cdot l_{Fe}}, \quad (94)$$

$$B_j = 3,05 \cdot B_p. \quad (95)$$

b. Ciężary żelaza

Jarzmo

$$G_{F_{ej}} = 2k_2 \cdot 7,8 \cdot b_j \cdot L_j \cdot l_{Fe} \cdot 10^{-3} = 5,9 \cdot l_{Fe} \cdot D^2 \cdot 10^{-3} \text{ [kg]}. \quad (96)$$

Rdzeń magnesów

$$G_{F_{em}} = k_2 \cdot 7,8 \cdot b_m L_m l_{Fe} \cdot 10^{-3} = 3,44 \cdot l_{Fe} \cdot D^2 \cdot 10^{-3} \text{ [kg]}. \quad (97)$$

Zęby twornika

$$G_{F_{ez}} = k_2 \cdot 7,8 \cdot Z \cdot h_z \cdot b_z \cdot l_{Fe} \cdot 10^{-3} = 1,12 \cdot l_{Fe} \cdot D^2 \cdot 10^{-3} \text{ [kg]}. \quad (98)$$

Rdzeń twornika

$$G_{F_{et}} = k_2 \cdot 7,8 \cdot h_t \cdot \pi \cdot D_{sr} \cdot l_{Fe} \cdot 10^{-3} = 2,1 \cdot l_{Fe} \cdot D^2 \cdot 10^{-3} \text{ [kg]}. \quad (99)$$

W powyższych wzorach l_{Fe} i D należy podstawiać w cm.

c. Straty w żelazie

Straty w żelazie obliczamy w założeniu, że są równe stratom w żelazie przy biegu synchronicznym [6]

$$\Delta P_{Fe} = 7(B_j^2 \cdot G_{Fej} + B_m^2 \cdot G_{Fem} + 2B_z^2 \cdot G_{Fez} + 2B_l^2 \cdot G_{Fell}) \cdot 10^{-8} \quad (100)$$

lub po podstawieniu odpowiednich wartości z wyprowadzonych wzorów:

$$\Delta P_{Fe} = 0,885 \cdot 10^{-8} \cdot l_{Fe} \cdot D^2 \cdot B_p^2. \quad (101)$$

(ΔP_{Fe} w W, l_{Fe} , D w cm, B_p w gaussach).

d. Współczynniki równań

Z równań (7) i (8), przy $l = D$

$$l_{z1} = 5 \cdot D. \quad (102)$$

Według rysunku 7

S_{1br} — powierzchnia, którą zajmuje cewka na magnesach

$$S_{1br} = 0,2D \cdot 0,3D,$$

$$S_{1br} = 6 \cdot D^2 \quad (103)$$

(D w cm, S_{1br} w mm²).

Uwzględniając współczynnik wypełnienia f_m (rys. 11), otrzymamy przekrój miedzi jednego magnesu

$$S_1 = f_m \cdot S_{1br}. \quad (104)$$

Na podstawie wzorów (30), (102) i (104) otrzymamy

$$C_1 = 3,5 \cdot 10^{-4} \frac{1}{f_m \cdot D}. \quad (105)$$

Podobnie z równań (7a) i (8a) przy $l = D$ otrzymamy

$$l_{z2} = 4,6 \cdot D. \quad (106)$$

Ze wzorów (33), (82) i (106)

$$C_2 = 0,166 \cdot 10^{-4} \frac{1}{f_z \cdot D}. \quad (107)$$

Na podstawie wzorów (34), (101), (90) i (12a), przy $\alpha_i = 0,66$, $\sigma = 1,06$

$$C_{Fe} = 0,735 \cdot 10^{-8} \frac{1}{l_i}. \quad (108)$$

Przepływ jednej pary biegunów

$$\Theta = 2 \sqrt{2} I \cdot z_1. \quad (109)$$

Przepływ ten dzielimy na przepływ potrzebny dla szczeliny i dla żelaza

$$\Theta = \Theta_p + \Theta_{Fe}$$

lub

$$\Theta = k_{Fe} \cdot \Theta_p. \quad (110)$$

Ponieważ

$$\Theta_p = 1,6 k_c \cdot \delta \cdot B_p, \quad (110a)$$

to

$$\Theta = 1,6 \cdot k_{Fe} \cdot k_c \cdot \delta \cdot B_p. \quad (111)$$

Z równań (90), (17) i (109), (111) i przy $\sigma = 1,06$

$$C_{az} = 1,24 \cdot \frac{1}{k_{Fe} \cdot k_c} \frac{\tau}{\delta} l_i. \quad (112)$$

Ze wzoru (36), (108) i (112)

$$C_z = 1,13 \frac{1}{k_{Fe}^2 \cdot k_c^2} \left(\frac{\tau}{\delta} \right)^2 l_i. \quad (113)$$

Ze wzoru (27) i (112)

$$C_r = \frac{1,67}{ak_{Fe} k_c} \frac{\tau}{\delta} l_i \cdot 10^{-8}. \quad (114)$$

Ze wzoru (19) i (112)

$$C_{s1} = \frac{11}{k_c \cdot k_{Fe}} \cdot \frac{\tau}{\delta} l_i \cdot 10^{-8}. \quad (115)$$

Ze wzoru (25), (21), (23)

$$C_x = 0,0875 \frac{1}{k_c} \frac{\tau}{\delta} l_i \cdot 10^{-8} + \pi \frac{\lambda}{2} \cdot l_i \cdot 10^{-8}. \quad (116)$$

8. MOC SILNIKA

Moc wewnętrzna silnika ze wzorów (46) i (3)

$$P_0 = \sqrt{2} \frac{Z_2}{a} f_2 \cdot \Phi_t \cdot I \cdot 10^{-8}. \quad (117)$$

Po uwzględnieniu równań (39) i (17) będzie

$$P_0 = \frac{\sqrt{2}}{a} \frac{f_2}{u} \cdot \frac{\Phi_t^2 \cdot \sigma}{C_{az}} \cdot 10^{-8}. \quad (118)$$

Uwzględniając dalej równania (90) i (112) wzór (118) napiszemy jako

$$P_0 = \frac{\sqrt{2}}{a} \frac{f_2}{u} \frac{a_i^2 \tau^2 \cdot l_i B_p^2 \sigma k_{Fe} k_c}{1,24 \cdot \frac{\tau}{\delta}}, \quad (119)$$

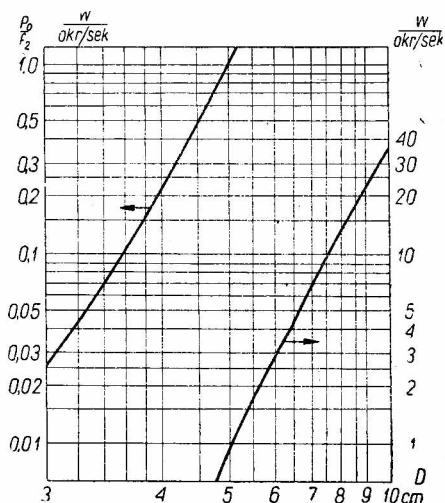
gdzie ze wzorów (76), (111) i (109)

$$B_p = 3,53 \frac{ap}{k_{Fe} \cdot k_c} \frac{\tau}{\delta} A \cdot u. \quad (120)$$

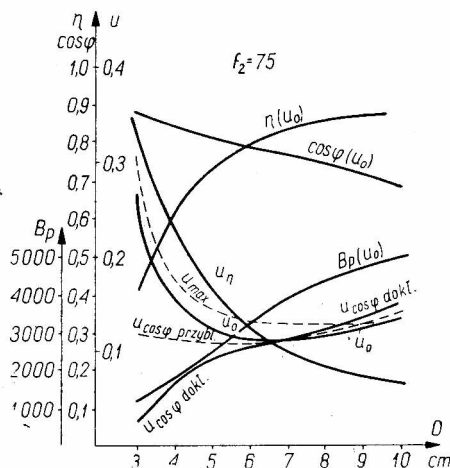
Podstawiając wyrażenie (120) do wzoru (119), otrzymamy

$$P_0 = 6,6 f_2 \frac{ap^3}{k_{Fe} k_c} \cdot \tau^2 \cdot l_i \frac{\tau}{\delta} A^2 u \cdot 10^{-8} \text{ [W]}. \quad (121)$$

Jeżeli dla różnych średnic twornika D na podstawie znanych wykresów i wzorów określić poszczególne wielkości ze wzoru (121), przy czym na u przyjmując wartość, dla której $\eta \cos \varphi$ osiąga maximum, to otrzymamy zależność $\frac{P_0}{f_2} = f(D)$ pokazaną na rys. 12.



Rys. 12. Zależność mocy odniesionej do okresów wirowania twornika (czyli momentu obrotowego) od średnicy twornika.



Rys. 13. Zależność stosunków zwójów, sprawności, współczynnika mocy i indukcji w szczeliny od średnicy twornika przy stałej częstotliwości wirowania twornika f_2 .

Na rysunku 13 podano przebiegi dla różnych D przy $f_2 = 75$ Hz, u_η według wzoru (49), $u_{\cos \varphi}$ według wzoru (43), $u'_{\cos \varphi}$ według wzoru (45) oraz u_0 według wzoru (51). Również obliczono η ze wzoru (48) i $\cos \varphi$ ze wzoru (40) przy $u = u_0$ oraz B_p z równania (120) dla $u = u_0$.

Sposób wykonywania obliczeń podano przykładowo w rozdz. 9. Na rys. 14 podano przebiegi charakterystycznych wielkości w funkcji u . Wartości $\cos \varphi$ określa się ze wzoru (40), η — z (48), B_p — z (120), P_0 — z (121).

Wartość $u_{\max}$ przedstawia największą możliwą wartość, jaką może osiągnąć u przy danej gęstości g_1 i g_2 przy maksymalnym wyzyskaniu powierzchni S_2 w tworniku; mianowicie ze wzoru (39)

$$Iz_1 = uIz_2, \quad (122)$$

ale

$$I = g_1 \cdot s_1. \quad (123)$$

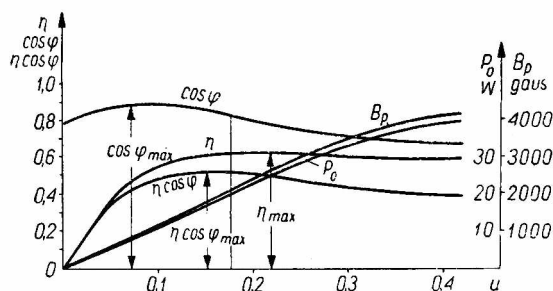
Na podstawie wzorów (28) i (76) mamy

$$u = \frac{g_1 S_1}{A \pi D a}; \quad (124)$$

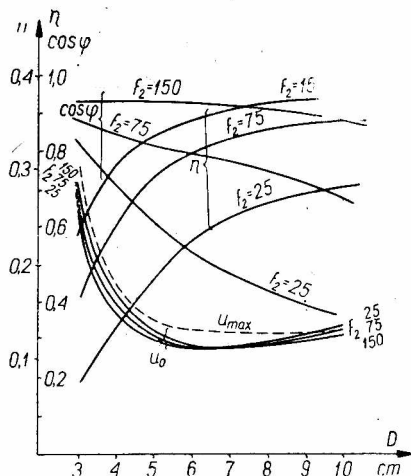
ponieważ przy stałym wyzyskaniu twornika mianownik tego ułamka jest stały, to najwyższą wartość u , a więc i największą moc P_0 , możemy uzyskać przy największym wyzyskaniu magnesów, a więc przy największej gęstości g_1 i największym przekroju miedzi stojana S_1 ; stąd

$$u_{\max} = \frac{g_1 S_1}{A \pi D a} \quad (125)$$

Na rysunku 13 podano przebieg $u_{\max} = f(D)$.



Rys. 14. Zależności charakterystycznych wielkości silnika od stosunku zwojów przy stałej średnicy i obrotach twornika.



Rys. 15. Zależności stosunku zwojów, sprawności, współczynnika mocy od średnicy twornika przy różnych częstotliwościach wirowania twornika f_2 .

Rysunek 15 przedstawia przebiegi η i $\cos \varphi$ oraz u_0 dla różnych częstotliwości $f_2 = 25, 75$ i 150 Hz. Z rysunku tego wynika ogólnie zresztą znana okoliczność, że silniki komutatorowe szeregowo pracują korzystniej przy wyższych obrotach.

9. PRZYKŁAD OBLICZENIA

Silnik $220 W_0$, 4500 obr/min, $U = 220 V$, 50 Hz, praca ciągła, budowa okapturzona.

Najpierw pomijamy straty mechaniczne, straty w zezwojach zwartych przez szczotki i straty przejścia na komutatorze. $P_0 = 220 W$, (3a) $f_2 = 75$ Hz; $\frac{P_n}{f_2} = 2,93 W/Hz$; z rysunku 12, $D = 6$ cm; przy $2p = 2$; $l = D = 6$ cm; uzwojenie pętlicowe proste $a = p = 1$.

Przyjmujemy $Z = 16$; następnie obliczamy z odpowiednich wzorów: (87) $t = 11,8$ mm, (71) $h_z = 1,05$ cm; (73) $t_{sr} = 0,975$ cm, (72) $b_z = 0,635$ cm, $c_{sr} = t_{sr} - b_z = 3,4$ mm.

Wymiary zęba i żłobka podano na rys. 16. Pozostałe wymiary żelaza określamy na podstawie wzorów (65) ÷ (70). Z rysunku 9 $\delta = 0,8$ mm. Współczynnik Cartera

Obliczenie u_0 .

Zakładamy $B_p = 3000$ Gs, z rys. 17: $k_{Fe} = 1,14$; z rys. 10: $A = 92$ A/cm, ze wzoru (120) $u = 0,11 < u_{\max} = 0,126$. Wartość $u = 0,11$ podstawiamy do wzoru (51):
 $0,11^4 (71600^2 + 50^2 \cdot 6100^2) + 0,11 \cdot (0,11^2 \cdot 71600 - 1000) \cdot 918 \cdot 75 - (1000^2 + 50^2 \cdot 70,6^2) =$
 $= 0 (\pm 2\%)$, czyli $u = u_0 = 0,11$.

Sprawdzamy według wzorów:

$$(121): P_0 = 224 \simeq 220 \text{ W},$$

$$(40): \operatorname{tg} \varphi = 0,763, \quad \cos \varphi = 0,795,$$

$$(48): \eta = 0,803.$$

Wyniki: u_0 , $u_{\max}$, $\cos \varphi$ oraz η zgodne są z rys. 15.

Ze wzoru (90): $\Phi_t = 124000 Mx$,

$$(58): z_2 = 1060.$$

Prąd pobierany przez silnik bez uwzględnienia wszystkich strat

$$I_0 = \frac{P_0}{U \cdot \eta \cdot \cos \varphi} = \frac{224}{220 \cdot 0,803 \cdot 0,795} = 1,595 \text{ A}.$$

Szacujemy straty:

mechaniczne	(około 13 ‰)	30 W
w zezwojach zwartych	(„ 7 ‰)	15 W
przejścia na komutatorze	(„ 2,5 ‰)	5 W
Razem straty		$\Delta P_n = 50 \text{ W}$

Ze wzoru (59)

$$R_n = 19,6 \Omega.$$

Przewidując, że po uwzględnieniu strat dodatkowych liczba zwojów zmniejszy się, prąd I wzrośnie, a przy tym oporze straty ΔP_n byłyby zbyt duże, przyjmujemy do obliczenia

$$R_n \approx 15 \Omega.$$

Ze wzoru (62)

$$A = 7230 \cdot 10^{-8},$$

$$B = 9466 \cdot 10^{-8}.$$

Ze wzoru (64)

$$\Delta z_2 \approx 100,$$

$$z_2 = 1060 - 100 = 960.$$

Uzwojenie twornika $Z = 16$, $u = 4$, $z_{ef} = 30$.

$$z_2 = Z \cdot \frac{u}{2} \cdot z_{ef} = 960.$$

Ze wzoru (31)

$$s_2 = 0,152 \simeq 0,158 \text{ mm}^2; \quad 0,45/0,52 \text{ mm } \varnothing, \text{ J. J.}$$

$$s_{2br} = 0,212 \text{ mm}^2,$$

$$f_{zbr} = \frac{2 \cdot z_2 \cdot s_{2br}}{S_2} = 0,389 \text{ (z rys. 10 } f_{zbr} = 0,395).$$

Uzwojenie magnesów: $z_1 = u \cdot z_2 = 106$.

Ze wzoru (28)

$$s_1 = 0,878 = 0,86 \text{ mm}^2, \quad 1,05/1,25 \text{ mm} \odot, \text{ B. B.}$$

$$s_{1br} = 1,22 \text{ mm}^2,$$

$$f_{mbr} = \frac{z_1 \cdot s_{1br}}{S_{1br}} = 0,598 \text{ (z rys. 11: } f_{mbr} = 0,615).$$

Prąd rzeczywisty ze wzoru (76) $I = 1,81 \text{ A}$.

Sprawdzamy ze wzoru (59) $\Delta P_n \cong 15 \cdot 1,81^2 \cong 50 \text{ W}$.

Sprawdzenie bilansu napięcia

Ze wzoru (3): $E_r = 126 \text{ V}$,

$$(11): E_{s1} = 61,3 \text{ V},$$

$$(12): E_p = 46 \text{ V},$$

$$(13): E_{s2} = 12,95 \text{ V},$$

$$(24): E_x = 46 + 12,95 = 58,95 \text{ V},$$

$$(5): R_1 = 1,56 \Omega, \quad IR_1 = 2,82 \text{ V},$$

$$(6): R_2 = 8,85 \Omega, \quad IR_2 = 16 \text{ V}, \quad IR_n = 27,1 \text{ V},$$

$$(101): \Delta P_{Fe} = 21 \text{ W}, \quad IR_{Fe} = 11,5 \text{ V},$$

$$(2): \Delta U_w = 183,5 \text{ V},$$

$$(10): \Delta U_b = 120,25 \text{ V}, \quad U = \sqrt{183,5^2 + 120,25^2} =$$

$$= 220 \text{ V}, \quad \cos \varphi = \frac{183,5}{220} = 0,835,$$

$$(47): \eta = \frac{126}{183,5} = 0,685; \quad P = U \cdot I \cdot \eta \cdot \cos \varphi \cong 220 \text{ W}.$$

10. ZAKOŃCZENIE

Podany przykład obliczenia silnika demonstruje nową metodę obliczania. Widać, że w porównaniu z powszechnie stosowaną metodą *klasyczną* nowa metoda jest prosta i szybko prowadząca do celu. Przedstawia ona przy tym przejrzysty obraz zależności pomiędzy charakterystycznymi wielkościami silnika, co daje liczącemu w każdym stadium obliczenia poczucie jasności i pełnego zrozumienia tego, co wykonuje.

Metoda jest najzupełniej ogólna pod tym względem, że nie zależy od wzorów wyjściowych (dla napięć i strat); ponieważ wyprowadzone zależności tej metody są oparte na wzorach typu $f(z)$ i $f(z^2)$, dlatego w przypadku stosowania innych wzorów, dopóki typ zależności ma taki charakter, metoda daje się odpowiednio przebudować.

Podane w rozdz. 5 zależności między wymiarami żelaza przy różnych średnicach oraz krzywe na rys. 12 i 15 mają charakter przykładowy, przy bliższym studium tych zależności można wymiary skorygować.

WYKAZ LITERATURY

1. Arnold E., la Cour J. L., Fraenckel A. — Die Wechselstromtechnik — Die Wechselstromkommutatormaschinen — t. V, cz. 2, Springer, Berlin 1912.
2. Bolz G. — Die Drehzahlkennlinien des Universalmotors — ETZ, 1940, s. 125.
3. Dubicki B. — Podręcznik Inż. Elektryka — t. I, Trzaska, Evert i Michalski, Warszawa 1948, s. 784.
4. Kostienko M. P. — Elektricheskie maszyny — Gosenergoizdat, 1944.
5. Liwshitz M. — Die elektrischen Maschinen — t. III, Teubner, Leipzig und Berlin 1934.
6. Metzler K. — Entwurf von unkompensierten Reihenschlussmotoren, Leiner, Leipzig 1925.
7. Rziha E., Seidener J. — Starkstromtechnik — t. I, Ernst, Berlin 1930.
8. Szenfer K. — Kolektornyje dwigatieli pieriemennowo toka, Gosenergoizdat, 1933.

Б. ДУБИЦКИ

РАСЧЁТ ОБМОТОК МАЛЫХ ОДНОФАЗНЫХ КОЛЛЕКТОРНЫХ
ДВИГАТЕЛЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Резюме

Применяемый до сих пор классический метод расчёта малых однофазных коллекторных двигателей представляет следующие неудобства:

1. отсутствие данных относительно величины линейной нагрузки якоря A и воздушной индукции B_p , коэффициента полезного действия η , $\cos \varphi$ соответствующих мощности и числу оборотов;
2. активные перепады напряжений играют значительную роль при расчёте этих двигателей в особенности расчёт баланса активных и пассивных перепадов напряжения представляет большие затруднения, которые препятствуют при расчёте другим, более важным вопросам;
3. использование места на обмотку при очень малых сечениях имеет здесь большое значение и увеличивает трудности расчёта;
4. последовательная система двигателя увеличивает трудность расчёта.

Трудности по пункту 1 можно устранить путём выполнения соответственных таблиц и диаграмм. Дальнейшие затруднения устраняет описанный ниже метод.

Статья даёт формулы, необходимые для расчёта двигателя, а именно: (3) электро-движущая сила вращения, (5) и (6) сопротивления обмоток статора и ротора, необходимые для определения активной составляющей напряжения сети (2), а также пассивной составляющей напряжения сети (10) вместе со следующими составляющими: возбуждённое напряжение в обмотке магнитов (11) возбуждённое поперечным полем напряжение в обмотке ротора (12) и напряжение возбуждённое в обмотке ротора потоком рассеяния ротора (13).

Вводится обозначение (39) для отношения витков одного полюса ко всем виткам ротора и определяется зависимость $\lg \varphi$ от отношения витков (40).

Формула (43) даёт отношение витков при котором $\cos \varphi$ достигает максимума, а формула (45) — упрощённую его величину.

Подобным образом определяется коэффициент действия (48): он достигает максимума для условия (49). Затем определяется произведение коэффициента полезного действия на $\cos \varphi$ (50), а также условие, для которого это произведение достигает максимума (51).

Уравнение (55) представляет собой особенный случай решения.

Исходя из баланса напряжений, мы получаем (58), количество витков ротора и поправку (64) этого количества ввиду механических потерь, потерь в витках сомкнутых щётками и потери в переходном контакте щёток.

Глава 5 даёт зависимости между размерами железа последовательных двигателей (65) до (72). На рис. 10 указан ход линейной нагрузки якоря A и плотность тока g_1 , коэффициенты заполнения пазов ротора, а на рис. 11 плотность тока g_1 и коэффициенты заполнения обмотки магнитов.

Глава 7 даёт коэффициенты уравнений, необходимые для определения оптимального числа витков причём принимается, что потери в железе такие же как при синхроническом ходе.

На рис. 13 указаны — для разных диаметров при размерах железа по главе 5 — зависимости соотношения количества витков u_η (49), $u_{\cos \varphi}$ (43), $u'_{\cos \varphi}$ (45), и u_λ (51) коэффициент полезного действия η (48), $\cos \varphi$ (40) и B_p (120) для $u = u_0$.

На рис. 14 указаны изменения этих зависимостей в функции u для определённого типа двигателя.

Наибольшую возможную величину $u_{\max}$ при заданной плотности тока g_1 и линейной нагрузке якоря A даёт формула (125).

Кривая величины $u_{\max}$ показана на рис. 13.

На рис. 15 указаны изменения η , $\cos \varphi$ и u_λ при разных частотах ротора.

В главе 9 дан пример расчёта двигателя.

B. DUBICKI

THE DESIGN OF SMALL SINGLE PHASE COMMUTATOR MOTOR WINDINGS

Summary

The present classical method of designing small single phase commutator motors has the following main disadvantages:

1. the data concerning the specific electric loading A , the air gap flux density B_p , efficiency η and power factor $\cos \varphi$ corresponding to the power and revolutions are not known,
2. the resistive components of voltage-drops are important in the design of this kind of motors and the calculation of the resistive and reactive components of voltage-drops is connected with such difficulties that there is a tendency to overlook more important points,
3. in view of small winding cross sections the utilisation of available room is very important which further complicates the calculations,
4. the series circuit of the motor increases the design difficulties.

The difficulties connected with 1. may be overcome by preparing proper tables and diagrams. Further difficulties are eliminated by the described method.

The paper gives the formulae, required to calculate the motor: (3) EMF of rotation. (5), (6) the resistances of rotor and stator windings, required to find the resistive component of the mains voltage (2), and the inductive component of the mains voltage (10) together with the components: the voltage induced in the field windings (11), the voltage induced by the cross-field in the armature winding (12) and the voltage induced in the armature winding by the leakage flux (13).

The formula (39) for the ratio of the single pole turns to the armature turns is introduced and the relation of $\tan \varphi$ as function of the turns ratio (40) is defined.

The formula (42) gives the turns ratio at which $\cos \varphi$ reaches maximum, and (45) the simplified value.

Similarly the efficiency (48) is defined; it reaches the maximum for the condition (49). Next the product of efficiency and $\cos \varphi$ is defined and the condition for this product to reach the maximum is given (51). The equation (55) gives a particular case of solution. Starting from the voltage drop calculations we get the number of armature-turns (58) and the correction (64) for the number of turns due to mechanical losses, the losses in the coils short-circuited by the brushes and the voltage drop losses between commutator and brushes.

Par. 5 gives the relations between the iron dimensions of series-motors (Fig. 7). These relations are given by the formulae (65—72). Fig. 10 presents the specific electric loading curve A , the current density g_2 and the armature slot filling factor. Fig. 11 the current-density g_1 and the winding filling factors of the field-coils.

Par. 7 gives the equation coefficients required to define the best turn number. It has been assumed that the iron losses are the same as in the case of a run at synchronous speed.

Fig. 13 presents the turn-ratio u_r (49), $u \cos \varphi$ (43) $u' \cos \varphi$ (45) and u_0 (51), as well as the efficiency η (48), the power factor (40) and the air-gap flux density B_p (120) for various frame sizes.

Fig. 14 presents the above mentioned relations for a specific type of motor.

Formula (125) gives the maximum value $u_{\max}$ in case of a chosen current density g , and a chosen specific electric loading A . The value of $u_{\max}$ is also presented as a graph in Fig. 13. Graphs of the efficiency η , power-factor $\cos \varphi$ and turn-ratio g_1 and a chosen

A numerical example has been calculated in par. 9.

621.396.615.1.018.4:621.373/374

J. GROSZKOWSKI

Generatory oporowo-pojemnościowe w ujęciu teorii nieliniowej

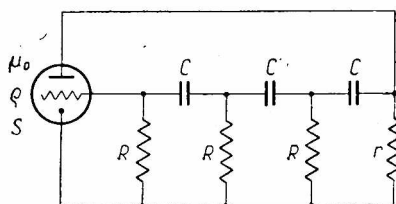
Rękopis dostarczono 20. 12. 1953

Streszczenie. Rozpatrzono jednolampowy generator drgań prawie sinusoidalnych oporowo-pojemnościowy typu CR (o pojemnościach szeregowych i oporach równoległych) oraz typu RC (o oporach szeregowych i pojemnościach równoległych) na podstawie nieliniowej teorii równowagi mocy urojonej harmonicznych. Wyprowadzono ścisłe wzory na częstotliwość generatora dla stanu granicznego pracy oraz dla stanu pozagranicznego. Otrzymane wyniki zilustrowano przykładami liczbowymi.

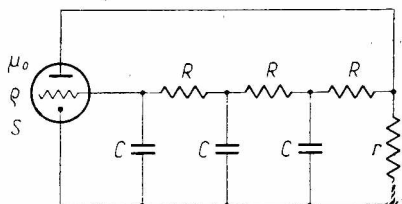
1. WSTĘP

Dotychczas znane rozważania pracy generatorów drgań harmonicznych o pojemnościowym elemencie magazynującym energię, a więc typu CR lub RC , są w większości oparte na teorii liniowej; nieliczne jedynie posługują się przy określaniu amplitudy drgań metodą quasi-liniową, wprowadzając na przykład średnie nachylenie charakterystyki lampy.

W tych warunkach otrzymane wyrażenia, zwłaszcza na częstotliwość



Rys. 1. Generator jednolampowy CR .



Rys. 2. Generator jednolampowy RC .

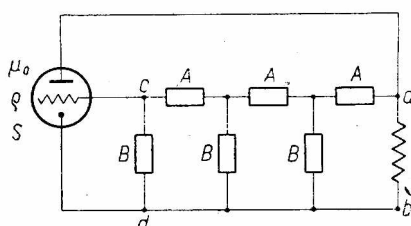
drgań, nie mają postaci ogólnej i są przybliżone; ponadto rozważania tego rodzaju nie pozwalają na wyciągnięcie wniosków odnośnie do wpływu, jaki wywierać będzie na częstotliwość odchylenie się stanu pracy układu od stanu granicznego.

W niniejszej pracy rozważa się generator jednolampowy typu CR o równoległym połączeniu oporów (rys. 1) oraz typu RC o równoległym połączeniu pojemności (rys. 2) na podstawie ścisłej teorii nieliniowej

w sposób ogólny; ujęcie takie pozwala na analizowanie szeregu wyników otrzymanych dla stanu granicznego również poza tym stanem, a więc na przykład przy przechodzeniu od drgań sinusoidalnych do drgań niesinusoidalnych.

1.1. Układ ogólny rozpatrywanych generatorów

Generatory obu typów mogą być przedstawione przez uproszczony układ wspólny, uwidoczniiony na rys. 3. Zgodnie z podanymi tam oznaczeniami można napisać następujące wyrażenia:



Rys. 3. Układ ogólny jednolampowego generatora oporowo-pojemnościowego.

1. na przewodność wypadkową między punktami *ab*

$$\frac{1}{Z} = \left(\frac{1}{Z}\right)' + j\left(\frac{1}{Z}\right)'' = \frac{I_a}{U_a} = \frac{1}{r} + \frac{A^2 + 4AB + 3B^2}{M}; \quad (1)$$

2. na stosunek napięć między punktami *cd* i *ab* (rys. 4)

$$\beta = \beta' + j\beta'' = \frac{U_s}{U_a} = \frac{B^3}{M}, \quad (2)$$

gdzie

$$M = A^3 + 5A^2B + 6AB^2 + B^3. \quad (3)$$

Zależnie od typu układu elementy *A* są oporami, *B* — pojemnościami lub odwrotnie.

1.2. Zasada równowagi mocy urojonych

Do rozważania pracy generatora zastosujemy zasadę równowagi mocy urojonych [2]. Przyjmujemy, że współczynnik amplifikacji μ triody generacyjnej jest wielkością stałą i że praca odbywa się bez prądu siatki ($i_s = 0$); ponadto pomijamy zjawisko bezwładności elektronów w triodzie. W stanie ustalonym pracy generatora składowe zmienne prądu i napięć w obwodach generatora będą się wyrażały prążkowym widmem harmonicznym o częstotliwości $k\omega$, gdzie ω jest częstotliwością podstawową, k zaś — rzędem harmonicznym.

Zgodnie z wynikami zasady równowagi mocy urojonych będzie tu istniała w ujęciu rachunku symbolicznego zależność

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \cdot \text{Im} \{ (U_{ak} + \mu U_{sk}) (I_{ak}^*) \} = 0, \quad (4)$$

gdzie

U_{ak} jest napięciem anody o częstotliwości $k\omega$,

U_{sk} jest napięciem siatki o częstotliwości $k\omega$,

I_{ak} jest prądem zespolonym sprzężonym o częstotliwości $k\omega$.

Wyrażenie $\text{Im} \{ \}$ oznacza składową urojoną iloczynu sprzężonego prądu przez napięcie zastępcze.

Ponieważ zgodnie ze schematem na rys. 4 oraz wzorami (1) i (2) jest

$$U_{ak} = I_{ak} Z_k \quad (5)$$

oraz

$$U_{sk} = \beta_k U_{ak}. \quad (6)$$

przeto wyrażenie (4) może być sprowadzone do postaci:

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \cdot \text{Im} \{ (1 + \mu \beta_k) U_{ak} I_{ak}^* \} = \sum_{k=1}^{\infty} k \cdot \text{Im} \left\{ (1 + \mu \beta_k') \left(\frac{1}{Z_k} \right)^* \right\} U_{ak}^2 = 0. \quad (7)$$

Wprowadzimy zawartość harmoniczných napięcia anody, określoną jako stosunek amplitud

$$m_k = \left| \frac{U_{ak}}{U_{a1}} \right|, \quad (8)$$

a po uwzględnieniu (8) w (7) napiszemy

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \cdot \text{Im} \left\{ (1 + \mu \beta_k) \left(\frac{1}{Z_k} \right)^* \right\} m_k^2 = 0. \quad (9)$$

Podstawiając do (9) za β_k wyrażenie (2) oraz wielkość sprzężoną z wielkością (1)

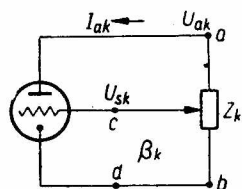
$$\left(\frac{1}{Z_k} \right)^* = \left(\frac{1}{Z_k} \right)' - j \left(\frac{1}{Z_k} \right)'' \quad (10)$$

otrzymamy

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \cdot \text{Im} \left\{ [(1 + \mu \beta_k') + j \mu \beta_k''] \left[\left(\frac{1}{Z_k} \right)' - j \left(\frac{1}{Z_k} \right)'' \right] \right\} m_k^2 = 0, \quad (11)$$

a stąd

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \left[\mu \beta_k'' \left(\frac{1}{Z_k} \right)' - (1 + \mu \beta_k') \left(\frac{1}{Z_k} \right)'' \right] m_k^2 = 0. \quad (12)$$



Rys. 4. Układ uproszczony generatora przedstawionego na rys. 3.

1.3. Praca układu generacyjnego w stanie granicznym

Dla pracy układu w stanie granicznym, a więc dla przebiegów sinusoidalnych, zawartość harmonicznych jest równa zero, tzn.

$$m_{k=1} = m_1 = 1, \quad m_k \Big|_{k=2}^{\infty} = 0. \quad (13)$$

Równanie (12) przybiera wtedy postać

$$\mu\beta_1'' \left(\frac{1}{Z_1} \right)' - (1 + \mu\beta_1') \left(\frac{1}{Z_1} \right)'' = 0, \quad (14)$$

gdzie indeks 1 oznacza wielkości (1) i (2) odniesione do częstotliwości podstawowej.

Stąd możemy określić częstotliwość generatora w stanie granicznym jako funkcję oporów elementów układu generacyjnego oraz współczynnika amplifikacji

$$\omega_1 = f(C, R, r, \mu). \quad (15)$$

Otrzymane wyrażenie jest bardziej ściśle od spotykanych w literaturze, gdyż uwzględnia współczynnik amplifikacji lampy generacyjnej.

1.4. Warunek amplitudy

Spełnienie równania (14) jest warunkiem koniecznym, aby układ generacyjny pracował w stanie granicznym, lecz nie jest warunkiem wystarczającym. Musi być ponadto spełniony warunek amplitudy, związany z innym jeszcze parametrem triody w granicznym punkcie pracy: opornością anodową ϱ lub nachyleniem charakterystyki prądu anodowego S .

Warunek amplitudy otrzymamy na przykład z równania wzmocnienia triody w stanie granicznym

$$\frac{U_{a1}}{U_{s1}} = \frac{1}{\beta_1} = - \frac{\mu}{1 + \varrho \left(\frac{1}{Z_1} \right)}, \quad (16)$$

które może być napisane jako

$$-\mu\beta_1 = 1 + \varrho \left(\frac{1}{Z_1} \right), \quad (17)$$

czyli

$$-\mu(\beta_1' + j\beta_1'') = 1 + \varrho \left(\frac{1}{Z_1} \right)' + j\varrho \left(\frac{1}{Z_1} \right)''. \quad (18)$$

Część rzeczywista, spełniająca równanie

$$-\mu\beta_1' = 1 + \varrho \left(\frac{1}{Z_1} \right)', \quad (19)$$

określa związek między danymi układu w granicznym stanie pracy.

1.5. Prace układu generacyjnego poza granicą powstawania drgań

W celu rozważenia pracy generatora dla przebiegów odbiegających od sinusoidalnych, a więc w stanie poza granicą powstawania drgań, wzór (12) przekształcimy, wydzielając z niego wyraz odpowiadający częstotliwości podstawowej. Otrzymamy

$$\mu\beta_1''\left(\frac{1}{Z_1}\right)' - (1 + \mu\beta_1')\left(\frac{1}{Z_1}\right)'' = - \sum_{k=2}^{\infty} k \left[\mu\beta_k''\left(\frac{1}{Z_k}\right)' - (1 + \mu\beta_k')\left(\frac{1}{Z_k}\right)'' \right] m_k^2 = \sigma. \quad (20)$$

Zjawienie się harmonicznych, danych przez widmo $m_k|_{\infty}$, powoduje zmianę częstotliwości podstawowej ω_1 , bowiem prawa strona równania (20) nie jest teraz równa zeru, jak to miało miejsce w przypadku stanu granicznego określonego równaniem (14), lecz jest równa pewnej wielkości σ , wzrastającej ze wzrostem zawartości harmonicznych. Stąd otrzymuje się równanie analogiczne do (15) z tym, iż dochodzi w nim jeszcze wielkość σ :

$$\omega = f(R, C, r, \mu, \sigma). \quad (21)$$

Jest to wyrażenie na częstotliwość w stanie pozagranicznym pracy generatora.

Należy tu zwrócić uwagę na różnicę między wyrażeniem (15) a wyrażeniem (21). Wyrażenie (15) nie może być swobodnie dyskutowane w odniesieniu do wchodzących do niego wielkości, gdyż wielkości te są jeszcze wzajemnie związane warunkiem amplitudy (19). Natomiast jeśli chodzi o wyrażenie (21), może być ono swobodnie dyskutowane w stanie pracy poza granicą powstawania drgań, dzięki wprowadzonej do niego wielkości σ .

2. GENERATOR TYPU CR

Dla generatora typu CR (rys. 1) mamy

$$A = -j \frac{1}{k\omega C}, \quad B = R. \quad (22), (23)$$

Wprowadzając oznaczenia

$$\frac{R}{r} = q, \quad -\frac{1}{k\omega CR} = p \quad (24), (25)$$

oraz

$$p^2 = x \quad (26)$$

równania (1) i (2) przedstawimy jako

$$\left(\frac{1}{Z_k}\right)' = \frac{1}{R} \left[q + \frac{x^2 + 8x + 3}{M} \right]; \quad \left(\frac{1}{Z_k}\right)'' = -\frac{\sqrt{x}}{R} \frac{x^2 + 11x + 14}{M}, \quad (27), (28)$$

$$\beta'_k = \frac{1-5x}{M}, \quad \beta''_k = -\sqrt{x} \frac{6-x}{M}, \quad (29), (30)$$

$$\text{gdzie} \quad M = x^3 + 13x^2 + 26x + 1. \quad (31)$$

2.1. Częstotliwość w stanie granicznym

Podstawiając wyrażenia (26) ÷ (30) do (14) i przyjmując dla częstotliwości podstawowej ($k=1$)

$$p_1 = -\frac{1}{\omega CR}, \quad x_1 = p_1^2 = \frac{1}{\omega^2 C^2 R^2}, \quad (32a), (32b)$$

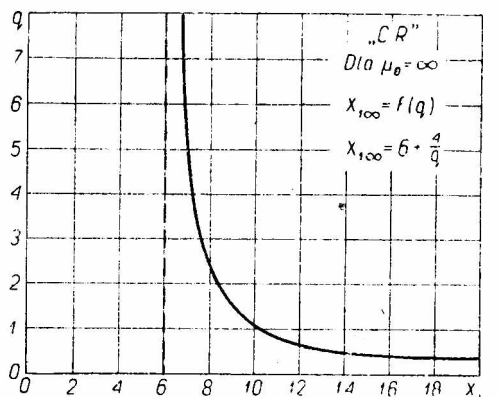
$$\text{znajdziemy} \quad \mu = \frac{L}{M_q} = \mu_0, \quad (33)$$

$$\text{gdzie} \quad L = x_1^5 + 24x_1^4 + 183x_1^3 + 469x_1^2 + 375x_1 + 14, \quad (34)$$

$$M_q = -qx_1^4 + (4-7q)x_1^3 + 52(1+q)x_1^2 + (104+155q)x_1 + (4+6q). \quad (35)$$

Dla $M_q=0$ współczynnik amplifikacji lampy musi przybierać wartości nieskończenie wielkie; przy danym q zachodzić to będzie dla pewnej wartości $x_{1\infty}$, związanej z q zależnością

$$x_{1\infty} = 6 + \frac{4}{q}. \quad (36)$$



Rys. 5. Generator CR. Zależność
 $q = f(x_{1\infty})$ dla $\mu_0 = \infty$.

Związek między $x_{1\infty}$ a q przedstawiono wykreślnie na rys. 5 oraz liczbowo w tablicy 1.

Tablica 1

	$r < R$				$r > R$				
$q = \frac{R}{r} =$	∞	4	2	1	0,66...	0,5	0,4	0,33...	0,285
$x_{1\infty} =$	6	7	8	10	12	14	16	18	20

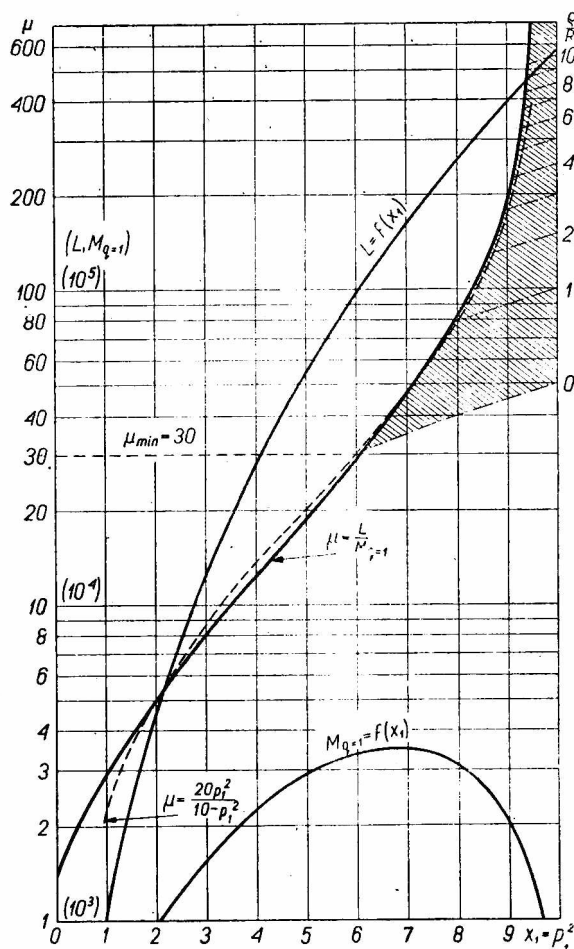
W przypadku szczególnym dla $q=1$ będzie $x_{1\infty}=10$ oraz

$$M_{q=1} = -x_1^4 - 3x_1^3 + 104x_1^2 + 259x_1 + 10. \quad (37)$$

Zależności

$$L = f(x_1) \quad \text{oraz} \quad M_{q=1} = f(x_1) \quad (38), \quad (39)$$

przedstawiono wykreślnie na rys. 6.



Rys. 6. Generator CR. Zależność μ , L i M_q od x_1 .

W zakresie wartości $\mu_0 = 5 \div 200$ wyrażenie

$$\mu_0 = \frac{L}{M_{q=1}} = f(x_1) \quad (40)$$

można przedstawić z błędem nie większym niż ok. 5% za pomocą wzoru przybliżonego

$$\mu_0 \approx \frac{20x_1}{10 - x_1}. \quad (41)$$

Na rys. 6 linią przerywaną przedstawiono przebieg funkcji (41), podczas gdy linią ciągłą — przebieg funkcji dokładnej (40).

Dla wartości q zawartych w granicach $0,3 < q < 10$ można stosować wzór

$$\mu_0 \approx \frac{20x_1}{4 + 6q - qx_1}, \quad (42)$$

skąd

$$x_1 = \frac{4 + 6q}{q + \frac{20}{\mu_0}}. \quad (43)$$

Uwzględniając wzór (32b) otrzymamy stąd wyrażenie na częstotliwość generatora CR w granicznym stanie pracy:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{q + \frac{20}{\mu_0}}{4 + 6q}} \cdot \frac{1}{CR}. \quad (44)$$

Dla $q=1$ mamy

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1 + \frac{20}{\mu_0}}{10}} \cdot \frac{1}{CR}. \quad (45)$$

W przypadku jeśli $\mu_0 = \infty$ (lub $q = \infty$) otrzymujemy spotykane w literaturze przybliżone wyrażenie na częstotliwość

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{q}{4 + 6q}} \cdot \frac{1}{CR} \quad (46)$$

lub też (dla $q=1$)

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{10}} \cdot \frac{1}{CR}. \quad (47)$$

2.2. Warunek amplitudy

Podstawiając do (19) odpowiednie wielkości (27) i (29) napiszemy warunek amplitudy w postaci zależności

$$\mu_0 \geq \frac{1}{5x_1 - 1} \left\{ (x_1^3 + 13x_1^2 + 26x_1 + 1) + \frac{q}{R} [qx_1^3 + (1 + 13q)x_1^2 + (8 + 26q)x_1 + (3 + q)] \right\}. \quad (48)$$

Dla $6 < x_1 < 10$ oraz $1 < q < \infty$ wyrażenie (48) może być zaproksymowane jako

$$\mu_0 \geq 5x_1 \left(1 + \frac{\varrho}{R} q \right). \quad (49)$$

Podstawiając do (49) za x_1 wyrażenie (43) otrzymamy

$$\mu_0 \geq 30 + (20 + 30q) \frac{\varrho}{R}. \quad (50)$$

Dzieląc obie strony nierówności przez ϱ i mnożąc przez R oraz zakładając, że ϱ dąży do nieskończoności, napiszemy

$$\frac{R\mu_0}{\varrho} = RS \geq 20 + 30q, \quad (51)$$

gdzie S jest nachyleniem charakterystyki prądu anodowego lampy. Nierówność (50) może być napisana również jako

$$\mu_0 \geq 30 + 20 \frac{\varrho}{R} + 30 \frac{\varrho}{r}. \quad (52a)$$

Najmniejszą wartość μ_0 mamy dla $\varrho = 0$, mianowicie

$$\mu_{0 \min} \geq 30. \quad (52b)$$

Przy danych μ_0 , ϱ i r oporność R poza stanem granicznym musi spełniać warunek znaleziony z (51):

$$R \geq \frac{20\varrho}{\mu_0 - 30 \left(1 + \frac{\varrho}{r} \right)}. \quad (53)$$

Dla $r = R$ nierówność (53) przechodzi w

$$R \geq \frac{50\varrho}{\mu_0 - 30}. \quad (54)$$

Na rysunku 6 liniami kropko-kreskowanymi, z parametrem $\frac{\varrho}{R}$, przedstawiono graniczne wartości μ_0 zgodnie z równaniem (49) dla $q=1$. Zakresem pracy generatora jest obszar leżący między linią $\frac{\varrho}{R}=0$ a linią μ_0 . Jak widać, odpowiada to wartościom $6 < x_1 < 10$ oraz $30 < \mu_0 < \infty$.

2.3. Częstotliwość generatora w warunkach pracy nieliniowej

Analizę pracy generatora CR w warunkach nieliniowych przeprowadzimy dla przypadku szczególnego, mianowicie dla $q=1$, co uprości przebieg liczenia nie naruszając istoty rozważań.

Do zbadania wpływu, jaki na częstotliwości wywierają zjawiające się przy odchodzeniu od stanu granicznego harmoniczne, użyjemy wzoru (20), którego prawa strona oznaczona przez σ jest małą wielkością poprawkową; wzrasta ona od zera w miarę tego, jak układ generacyjny z jakiejś przyczyny oddala się od stanu granicznego. Badanie to przeprowadzimy nie za pośrednictwem x_1 , lecz za pośrednictwem μ_0 , gdyż na podstawie zależności (41) można napisać

$$\frac{\Delta \mu_0}{\mu_0} = - \frac{10}{10 - x_1} \frac{\Delta x_1}{x_1}, \quad (55)$$

na podstawie zaś zależności (32b) jest

$$\frac{\Delta x_1}{x_1} = -2 \frac{\Delta \omega_1}{\omega_1}, \quad (56)$$

a zatem

$$\frac{\Delta \omega_1}{\omega_1} = - \frac{10 - x_1}{20} \frac{\Delta \mu_0}{\mu_0} = - \frac{x_1}{\mu_0} \frac{\Delta \mu_0}{\mu_0}, \quad (57)$$

czyli zmiany częstotliwości będzie można wyrazić za pomocą równoważnych zmian współczynnika amplifikacji, co znacznie ułatwi przeprowadzenie rozważań.

Z równania (20) określamy

$$\mu = \frac{1 + \sigma : \left(\frac{1}{Z_1} \right)''}{\beta_1'' - \frac{\left(\frac{1}{Z_1} \right)'}{\left(\frac{1}{Z_1} \right)''} - \beta_1'} \quad (58)$$

Ponieważ dla stanu granicznego mieliśmy

$$\mu_0 = \frac{1}{\beta_1'' - \frac{\left(\frac{1}{Z_1} \right)'}{\left(\frac{1}{Z_1} \right)''} - \beta_1'} \quad (59)$$

a współczynnik ten nie uległ zmianie, przeto obecnie, dla pracy poza stanem granicznym, równanie (58) musi być napisane jak następuje:

$$\mu_0 = \frac{1 + \sigma : \left(\frac{1}{Z_{11}} \right)''}{\beta_{11}'' - \frac{\left(\frac{1}{Z_{11}} \right)'}{\left(\frac{1}{Z_{11}} \right)''} - \beta_{11}'} \quad (60)$$

Z_{11} i β_{11} są to nowe wartości wielkości Z_1 i β_1 wywołane zmianą częstotliwości generatora wskutek zjawienia się wyrazu σ .

Oznaczając

$$\frac{1}{\beta_{11}'' \frac{\left(\frac{1}{Z_{11}}\right)' - \beta_{11}'}{\left(\frac{1}{Z_{11}}\right)''}} = \mu \quad (61)$$

oraz przyjmując $\left(\frac{1}{Z_{11}}\right)'' \approx \left(\frac{1}{Z_1}\right)''$, wobec tego że $\sigma \ll 1$, równanie (60) możemy napisać jako

$$\mu_0 = \mu \left[1 + \sigma : \left(\frac{1}{Z_1}\right)'' \right]. \quad (62)$$

Stąd

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \sigma : \left(\frac{1}{Z_1}\right)''} \approx \mu_0 \left[1 - \sigma : \left(\frac{1}{Z_1}\right)'' \right] = \mu_0 + \Delta\mu_0. \quad (62a)$$

Zjawienie się harmonicznych danych przez σ wywołuje taki skutek (przy stałym μ_0), jak gdyby (przy $\sigma = 0$) współczynnik amplifikacji uległ zmianie o

$$\Delta\mu_0 = -\mu_0 \sigma : \left(\frac{1}{Z_1}\right)''. \quad (63)$$

Stąd

$$\frac{\Delta\mu_0}{\mu_0} = -\sigma : \left(\frac{1}{Z_1}\right)''. \quad (63a)$$

Uwzględniając (63a) w (57) napiszemy

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = \frac{x_1}{\mu_0} \sigma : \left(\frac{1}{Z_1}\right)''. \quad (64)$$

Wyrażenie $\left(\frac{1}{Z_1}\right)''$ dane wzorem (27) dla $x = x_1$

$$\left(\frac{1}{Z_1}\right)'' = -\frac{\sqrt{x_1}}{R} \frac{x_1^2 + 11x_1 + 14}{x_1^3 + 13x_1^2 + 26x_1 + 1}$$

może być dla $6 < x_1 < 10$ uproszczone i napisane jako

$$\left(\frac{1}{Z_1}\right)'' \approx -\frac{\sqrt{x_1}}{R} \frac{x_1^2 + 11x_1 + 14}{x_1(x_1^2 + 13x_1 + 26)} \approx -\frac{1}{R\sqrt{x_1}} = -\frac{1}{Rp_1}. \quad (65)$$

Podstawiając zatem do (64) wyrażenie (65) oraz $x_1 = p_1^2$, otrzymamy

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = -\frac{Rp_1^3}{\mu_0} \sigma. \quad (66)$$

Należy teraz obliczyć σ korzystając z prawej części wzoru (20), przy czym ze względu na poprawkowy charakter wyrażenia σ , można będzie tu wprowadzić szereg uproszczeń i przybliżeń.

Postawiając za $\frac{1}{Z_k}$ i β_k odpowiednie wielkości dane wzorami (26)÷(30), otrzymamy

$$\sigma = -\frac{1}{R} \sum_{k=2}^{\infty} k \frac{\sqrt{x}}{M^2} [\mu_0(6-x)(x^3+14x^2+34x+4) + (M+\mu_0-5\mu_0x)(x^2+11x+4)] m_k^2, \quad (67)$$

gdzie

$$x = \frac{x_1}{k^2} = \frac{p_1^2}{k^2}, \quad k\sqrt{x} = p_1, \quad (68), (69)$$

$$M = x^3 + 13x^2 + 26x + 1. \quad (70)$$

Po podstawieniu (68), (69) i (70) do (63) dojdziemy do wyrażenia

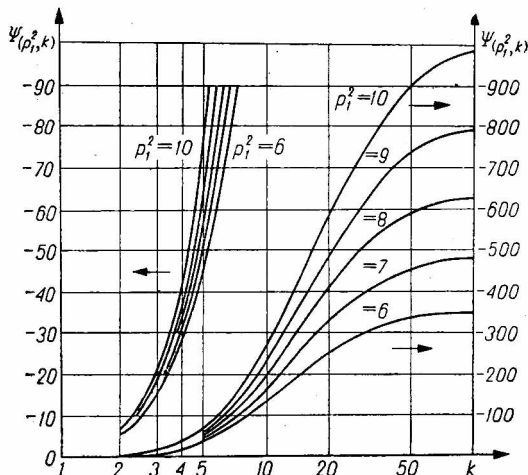
$$\sigma = -\frac{p_1}{R} \sum_{k=2}^{\infty} \left\{ \frac{(14-10\mu_0) + (375-259\mu_0) \left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + (469-104\mu_0) \left(\frac{p_1}{k}\right)^4}{\left[1 + 26\left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 13\left(\frac{p_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{p_1}{k}\right)^6\right]^2} + \right. \\ \left. + \frac{(183+3\mu_0) \left(\frac{p_1}{k}\right)^6 + (24+\mu_0) \left(\frac{p_1}{k}\right)^8 + \left(\frac{p_1}{k}\right)^{10}}{\left[1 + 26\left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 13\left(\frac{p_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{p_1}{k}\right)^6\right]^2} \right\} m_k^2 \quad (71a)$$

Ponieważ $k \geq 2$, $\mu_0 \geq 30$ oraz $6 < p_1^2 < 10$, wyrażenie (71) można uprościć, pomijając w liczniku wyrazy nie zawierające μ_0 wobec wyrazów z μ_0 ; następnie, wyciągając $10\mu_0$ przed znak sumy, napiszemy

$$\sigma = \frac{10\mu_0 p_1}{R} \sum_{k=2}^{\infty} \left\{ \frac{1 + 25,9 \left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 10,4 \left(\frac{p_1}{k}\right)^4 - 0,3 \left(\frac{p_1}{k}\right)^6}{\left[1 + 26\left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 13\left(\frac{p_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{p_1}{k}\right)^6\right]^2} - \right. \\ \left. - \frac{0,1 \left(\frac{p_1}{k}\right)^8 + 0,1 \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{p_1}{k}\right)^{10}}{\left[1 + 26\left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 13\left(\frac{p_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{p_1}{k}\right)^6\right]^2} \right\} m_k^2 \quad (71b)$$

Wyrażenie to dalej upraszczamy, odrzucając drugi człon pod znakiem sumy; przyjmując wówczas licznik równy wyrażeniu w nawiasie kwadratowym mianownika, wykonujemy skrócenie i otrzymujemy

$$\sigma \approx \frac{10\mu_0 p_1}{R} \sum_{k=2}^{\infty} \frac{m_k^2}{1 + 26 \left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 13 \left(\frac{p_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{p_1}{k}\right)^6}. \quad (71c)$$



Rys. 7. Generator CR.

Zależność $\Psi(p_1^2, k^2) = f(k)$ z p_1^2 , jako parametrem.

Podstawienie (73) do (66) daje

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{-10p_1^4}{1 + 26 \left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 13 \left(\frac{p_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{p_1}{k}\right)^6} m_k^2. \quad (72)$$

Oznaczając

$$\Psi_{(p_1^2, k^2)} = \frac{-10p_1^4}{1 + 26 \left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 13 \left(\frac{p_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{p_1}{k}\right)^6} \quad (73a)$$

możemy sporządzić wykres zależności

$$\Psi_{(p_1^2, k^2)} = f(k) \quad (73b)$$

z $p_1 = 6, 7, 8, 9$ i 10 jako parametrem (rys. 7).

Wtedy

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = \sum_{k=2}^{\infty} \Psi_{(p_1^2, k^2)} \cdot m_k^2. \quad (74)$$

Do powyższych wzorów wchodzi harmoniczne napięciowe. Częstokroć jest dogodniej, ze względu na znajomość przebiegu charakterystyki prądu anodowego lampy, posługiwać się harmonicznymi prądowymi o zawartości

$$n_k = \frac{|I_k|}{|I_1|}, \quad (75)$$

związanej z zawartością harmonicznych napięciowych zależnością

$$m_k^2 = \left(\frac{I_k}{I_1}\right)^2 \left(\frac{Z_k}{Z_1}\right)^2 = n_k^2 \left(\frac{Z_k}{Z_1}\right)^2. \quad (76)$$

Zatem równanie (74) przybiera postać

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = \sum_{k=2}^{\infty} \Psi_{(p_1^2, k^2)} \left(\frac{Z_k}{Z_1}\right)^2 n_k^2. \quad (77a)$$

Dla $k \geq 2$, lecz niezbyt wielkich, rząd wielkości stosunku $Z_k : Z_1$ nie ulega większym zmianom, bowiem dla $k=1$ jest $Z_k : Z_1 = 1$, gdy tymczasem dla $k=\infty$ jest $Z_k : Z_1 = 0,25$. Przyjmując przeto $Z_k : Z_1 \approx 0,5$, mamy

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} \approx \frac{1}{4} \sum_{k=2}^{\infty} \Psi_{(p_1^2, k^2)} n_k^2. \quad (77b)$$

2.4. Przykład

Zestawiono generator CR według schematu przedstawionego na rys. 1 (dla $q=1$) o danych $R \approx 72 \text{ k}\Omega$, $C \approx 825 \text{ pF}$, z triodą CF 5 o parametrach następujących: współczynnik amplifikacji $\mu_0 \approx 100 \text{ V/V}$, maksymalne nachylenie charakterystyki $S_{\max} \approx 1,5 \text{ mA/V}$, minimalna oporność wewnętrzna $\varrho_{\text{mm}} \approx 70 \text{ k}\Omega$.

Przez zmianę początkowego ujemnego potencjału siatki U_{so} doprowadzono generator do stanu granicznego, a następnie zwiększając U_{so} mierzono zawartość narastających ze wzrostem amplitudy harmonicznych napięciowych oraz odpowiadającą temu częstotliwość. Wyniki podano w tablicy 2.

Tablica 2

$-U_{so}$	—	2,48	2,4	2,3	2,2	2,1	2,0	1,9	1,8	1,7	1,6	1,5	V
m_2	—	1,6	2,5	3,6 ₅	3,9 ₅	4,3	4,4 ₅	4,4 ₅	3,7	3,0	2,8	3,5	%
m_3	—	0,1 ₅	0,5	0,7 ₅	0,9 ₅	1,1 ₅	1,3	1,1	1,6	1,8	2,3	2,6	%
I_{so}	—	0	0	0	0	0	0	0,2	0,7	1,7	1,9	2,6	μA
f	—	897	895	890	889	887	885	890	907	924	942	952	c/s
f'	898,5	897	894	890	889	886	884	—	—	—	—	—	c/s

Jak widać, dla $U_{so} = -2,48$ V dający się uzyskać stan pracy nie jest idealnie graniczny; odpowiada mu już pewna zawartość harmonicznych.

Częstotliwość przy odchodzeniu od granicy maleje aż do momentu zjawienia się prądu siatki (przy $U_{so} \approx -2$ V), po czym zaczyna dość szybko wzrastać, co tłumaczy się, między innymi, dołączeniem się do pierwszego oporu R od strony siatki równoległej oporności odpowiadającej zjawiającemu się prądowi siatki.

Ze wzoru (45) znajdujemy

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1 + \frac{20}{100}}{\frac{10}{825 \cdot 10^{-12} \cdot 72 \cdot 10^3}}} = 5800.$$

czyli $f = 920$ c/s.

Jeśli uwzględnimy, że dokładność przyjętych wartości wielkości wchodzących do wzoru (45) nie jest lepsza niż $\pm 2\%$, to zgodność teorii z doświadczeniem jest dostateczna.

Na podstawie (32b) obliczamy

$$p_1^2 = \frac{1}{(\omega_1 CR)^2} = \frac{1}{(5800 \cdot 825 \cdot 10^{-12} \cdot 72 \cdot 10^3)^2} = 8,5.$$

Dla $p_1^2 = 8,5$ znajdujemy ze wzoru (73a) lub z wykresu na rys. 7

$$\Psi_{(8,5;2)} \approx 6, \quad \Psi_{(8,5;3)} \approx 19,$$

a zatem

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{\Delta \omega}{\omega} \approx -(6m_2^2 + 19m_3^2).$$

Dla uzyskanego stanu granicznego

$$\frac{\Delta f}{f} = -(6 \cdot 1,6^2 + 19 \cdot 0,15^2) \cdot 10^{-4} = -1,6 \cdot 10^{-3}.$$

Należy się zatem spodziewać, że dla idealnego stanu granicznego częstotliwość byłaby o

$$(1,6 \cdot 10^{-3}) \cdot 897 = 1,4 \text{ c/s}$$

większa od uzyskanej 897 c/s, a więc wyniosłaby ok. 898,5 c/s.

Obliczamy teraz częstotliwości odpowiadające poszczególnym stanom odejścia od granicy na podstawie odchylen częstotliwości wywołanych zawartością harmonicznych. Wyniki tych obliczeń podano w ostatnim wierszu tablicy 2. Jak widać, zgodność teorii z doświadczeniem jest tu bardzo dobra.

Z chwilą zjawienia się prądu siatki (dla $|U_{so}| < 1,9$ V) otrzymane z teorii wyniki nie mogą być już stosowane.

Na zakończenie sprawdzamy warunek amplitudy na podstawie wzoru (54):

$$72000 \geq \frac{50 \cdot 70000}{100 - 30}.$$

Następnie ze wzorów (27) i (28) znajdujemy równoważną oporność i reaktancję pojemnościową układu CR odniesioną do obwodu anodowego

$$\left(\frac{1}{Z_1}\right)' = \frac{1,07}{72000} = \frac{1}{67300} = \frac{1}{R'}, \quad R' = 67300 \, \Omega.$$

$$\left(\frac{1}{Z_1}\right)'' = \frac{0,3}{72000} = \frac{1}{240000} = \omega C', \quad C' = 740 \, \text{pF}.$$

Ponieważ reaktancja ta jest pojemnościowa, przeto lampa, dzięki przesunięciu przez czwórnik fazy wzbudzenia siatki, wnosi ze swej strony równoważną indukcyjność $L' = \frac{1}{\omega^2 C'} \approx 42 \, \text{H}$.

3. GENERATOR RC

Dla generatora RC (rys. 2) mamy

$$A = R, \quad B = -j \frac{1}{k\omega C}. \quad (78), (79)$$

Wprowadzając, jak poprzednio, oznaczenia

$$\frac{R}{r} = q, \quad p = -\frac{1}{k\omega CR} \quad (80), (81)$$

oraz

$$p^2 = x \quad (82)$$

równania (1) i (2) przedstawimy jako

$$\left(\frac{1}{Z_k}\right)' = \frac{1}{R} \left[q + \frac{14x^2 + 11x + 1}{M} \right], \quad \left(\frac{1}{Z_k}\right)'' = -\frac{\sqrt{x}}{R} \frac{3x^2 + 8x + 1}{M}, \quad (83), (84)$$

$$\beta_k' = -\frac{x^2(5-x)}{M}, \quad \beta_k'' = -x\sqrt{x} \frac{1-6x}{M}, \quad (85), (86)$$

$$\text{gdzie} \quad M = x^3 + 26x^2 + 13x + 1. \quad (87)$$

3.1. Częstotliwość w stanie granicznym

Podstawiając wyrażenia (83) ÷ (86) do (14) i przyjmując dla częstotliwości podstawowej ($k=1$)

$$p_1 = -\frac{1}{\omega CR}, \quad x_1 = p_1^2 = \frac{1}{\omega^2 C^2 R^2} \quad (88), (89)$$

znajdziemy

$$\mu = \frac{L}{M_q} = \mu_0, \quad (90)$$

gdzie

$$L = 3x_1^5 + 86x_1^4 + 248x_1^3 + 133x_1^2 + 21x_1 + 1, \quad (91)$$

$$M_q = -9x_1^1 - (76 + 156q)x_1^3 - (13 + 52q)x_1^2 + (10 + 7q)x_1 + (1 + q). \quad (92)$$

Dla $M_q=0$ współczynnik amplifikacji lampy musi przybierać wartości nieskończenie wielkie; przy danym q zachodzić to będzie dla

$$x_{1\infty} = \frac{q+1}{6q+3}. \quad (93)$$

Związek między $x_{1\infty}$ a q przedstawiono wykreślnie na rys. 8 oraz liczbowo w tabl. 5.

Tablica 3

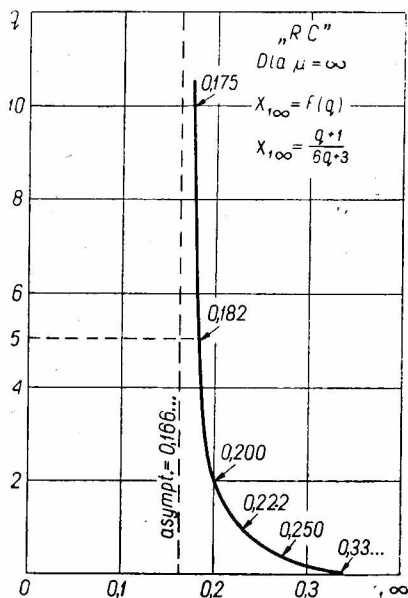
		$r < R$					$r > R$	
$q = \frac{R}{r}$	=	—	10	5	2	1	0,5	0
$x_{1\infty}$	=	0,166...	0,175	0,182	0,2	0,22	0,25	0,33...

W przypadku szczególnym dla $q=1$ będzie $x_{1\infty} = 0,222 \dots = \frac{2}{9}$ oraz

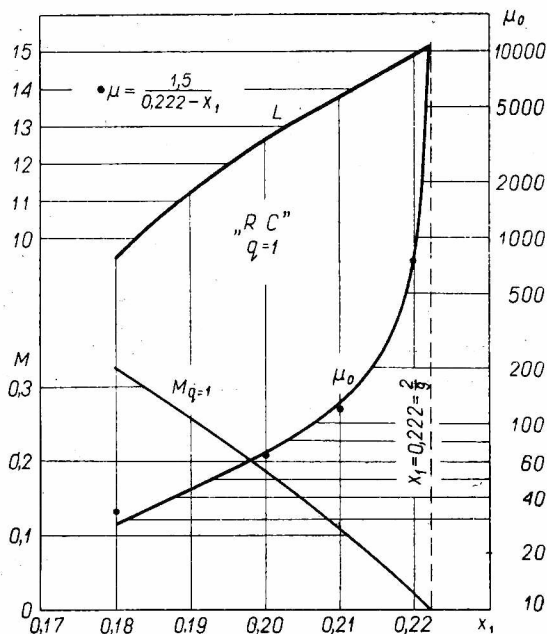
$$M_{q=1} = -9x_1^4 - 232x_1^3 - 65x_1^2 + 17x_1 + 2. \quad (94)$$

Zależności

$$L = f(x_1), \quad M_{q=1} = f(x_1) \quad (95), (96)$$



Rys. 8. Generator RC. Zależność $q = f(x_{1\infty})$ dla $\mu_0 = \infty$.



Rys. 9. Generator RC. Zależność μ , L i M_q od x_1 .

przedstawiono wykreślnie na rys. 9.

W zakresie wartości $\mu_0 = 20 \div 1000$ można wyrażenie

$$\mu_0 = \frac{L}{M_{q=1}} = f(x_1) \quad (97)$$

aprobksymować z błędem mniejszym od ok. 10% za pomocą wzoru

$$\mu_0 = \frac{1,5}{0,222 - x_1} = \frac{13,5}{2 - 9x_1}. \quad (98)$$

Na rys. 9 przedstawiono linią przerywaną przebieg funkcji (98), gdy tymczasem punkty wyznaczają wartości funkcji dokładnej (90).

Dla q niezbyt różniących się od 1 można przyjmować

$$\mu_0 = \frac{1,5}{\frac{q+1}{6q+3} - x_1}, \quad (99)$$

skąd

$$x_1 = \frac{q+1}{6q+3} - \frac{1,5}{\mu_0}. \quad (100)$$

Uwzględniając wzór (89) otrzymamy wyrażenie na częstotliwość generatora RC w granicznym stanie pracy

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\frac{q+1}{6q+3} - \frac{1,5}{\mu_0}}} \cdot \frac{1}{RC}. \quad (101)$$

Dla $q=1$ mamy

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{9} - \frac{3}{2\mu_0}}} \cdot \frac{1}{RC}. \quad (102)$$

W przypadku jeśli $\mu = \infty$ (lub $q = \infty$) otrzymujemy spotykane w literaturze przybliżone wyrażenie na częstotliwość

$$\omega_1 \approx \sqrt{\frac{6q+3}{q+1}} \cdot \frac{1}{RC} \quad (103)$$

lub też (dla $q=1$)

$$\omega_1 \approx \frac{3}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{RC}. \quad (104)$$

3.2. Warunek amplitudy

Podstawiając do (19) odpowiednie wielkości, napiszemy warunek amplitudy w postaci zależności

$$\mu_0 \geq \frac{1}{x_1^2(5-x_1)} \left\{ (x_1^3 + 26x_1^2 + 13x_1 + 1) + \frac{\varrho}{R} [qx_1^3 + (14 + 26q)x_1^2 + (11 + 13q)x_1 + (1 + q)] \right\}. \quad (105)$$

Dla $0,18 < x_1 < 0,33$ oraz $0,5 < q < 10$ wyrażenie (105) może być przedstawione w sposób przybliżony jako

$$\mu_0 \geq \frac{1,1}{x_1^2} \left[1 + \frac{\varrho}{R} (q + 0,8) \right]. \quad (106)$$

Podstawiając do (106) za x_1 wyrażenie (93), słuszne dla $\mu_0 \gg 1$, napiszemy

$$\mu_0 \geq \frac{10(2q+1)^2}{(q+1)^2} \left[1 + \frac{\varrho}{R} (q + 0,8) \right]. \quad (107)$$

Dzieląc obie strony nierówności (107) przez ϱ i mnożąc przez R oraz zakładając, że ϱ dąży do nieskończoności, otrzymamy warunek

$$\left(\frac{R\mu_0}{\varrho} \right)_{\varrho \rightarrow \infty} = RS \geq \frac{10(2q+1)^2}{(q+1)^2} (q + 0,8), \quad (108)$$

gdzie S jest nachyleniem charakterystyki prądu anodowego lampy. Nierówność (108) może być napisana również w postaci

$$\mu_0 \geq \frac{10(2q+1)^2}{(q+1)^2} \left[1 + \frac{\varrho}{r} + 0,8 \frac{\varrho}{r} \right]. \quad (109)$$

Najmniejszą wartość μ_0 mamy dla $\varrho = 0$:

$$\mu_{0 \min} = \frac{10(2q+1)^2}{(q+1)^2}. \quad (110)$$

Dla $q=1$ wynosi ona $\mu_{0 \min} \approx 23$,

a przy danych μ_0 i ϱ oporność R poza stanem granicznym musi spełniać warunek

$$R \leq \frac{40}{\mu_0 - 23}. \quad (111)$$

3.3. Częstotliwość generatora w warunkach pracy nieliniowej

Analizę pracy nieliniowej generatora RC przeprowadzimy podobnie jak generatora CR (dla $q=1$).

Znajdujemy z (98)

$$\frac{\Delta\mu_0}{\mu_0} = \frac{9x_1}{2-9x_1} \frac{\Delta x_1}{x_1}, \quad (112)$$

a ponieważ również obowiązuje tu zależność (56), przeto

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = -\frac{2-9x_1}{18x_1} \frac{\Delta\mu_0}{\mu_0} = -\frac{3}{4x_1\mu_0} \frac{\Delta\mu_0}{\mu_0}. \quad (113)$$

Podobnie jak poprzednio (63a) mamy

$$\frac{\Delta\mu_0}{\mu_0} = -\sigma : \left(\frac{1}{Z_1}\right)'', \quad (114)$$

a zatem

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = \frac{3}{4x_1\mu_0} \sigma : \left(\frac{1}{Z_1}\right)''. \quad (115)$$

Dla układu RC znajdujemy

$$\sigma = -\frac{1}{R} \sum_{k=2}^{\infty} \left\{ k\sqrt{x} \frac{3(1+3\mu_0)x^5 + (86+232\mu_0)x^4 + (248+65\mu_0)x^3}{(x^3+13x^2+26x+1)^2} + \right. \\ \left. + \frac{(133+17\mu_0)x^2 + (21-2\mu_0)x + 1}{(x^3+13x^2+26x+1)^2} \right\} m_k^2, \quad (116)$$

przy czym

$$x = p^2 = \frac{p_1^2}{k}, \quad k\sqrt{x} = p_1. \quad (117), (118)$$

Pomijając wyrazy o wysokich potęgach x wobec tego, że $x \ll 1$ oraz w liczniku w nawiasach wyrazy bez μ_0 wobec tego, że $\mu_0 \gg 1$, wyrażenie (116) przedstawiamy jako

$$\sigma \approx -\frac{\mu_0 p_1}{R} \sum_{k=2}^{\infty} \frac{232x^4 + 65x^3 - 17x^2 - 2x + \frac{1}{\mu_0}}{(13x^2 + 26x + 1)^2} m_k^2. \quad (119)$$

Po podstawieniu do (115) za σ wyrażenia (119) oraz, zgodnie z (84) wielkości

$$\left(\frac{1}{Z_1}\right)'' = -\frac{1/\sqrt{x}}{R} \frac{3x_1^2 + 8x_1 + 1}{x_1^3 + 26x_1^2 + 13x_1 + 1}$$

i po wprowadzeniu p_1 i k otrzymamy

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = -\frac{3}{4p_1^2} \frac{p_1^6 + 26p_1^4 + 13p_1^2 + 1}{p_1^6 + 40p_1^4 + 24p_1^2 + 1} \cdot \\ \sum_{k=2}^{\infty} \frac{232 \left(\frac{p_1}{k}\right)^8 + 65 \left(\frac{p_1}{k}\right)^6 - 17 \left(\frac{p_1}{k}\right)^4 - 2 \left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + \frac{1}{\mu_0}}{\left[13 \left(\frac{p_1}{k}\right)^4 + 26 \left(\frac{p_1}{k}\right)^2 + 1\right]^2} m_k^2. \quad (120)$$

Dla $p_1^2 \approx 0,21$ wyrażenie (120) napiszemy jako

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} \approx 6,2 \sum_{k=2}^{\infty} \frac{1}{\left(1 + \frac{5,5}{k^2}\right)^2} \left\{ \frac{1}{\mu_0} - \left[\frac{0,42}{k^2} \left(1 + \frac{1,8}{k^2}\right) - \frac{0,60}{k^6} \left(1 + \frac{0,8}{k^2}\right) \right] \right\} m_k^2. \quad (121)$$

Wzór ten można przedstawić w postaci następującej:

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} \approx \sum_{k=2}^{\infty} \left(\frac{a_k}{\mu_0} - b_k \right) m_k^2, \quad (122)$$

gdzie

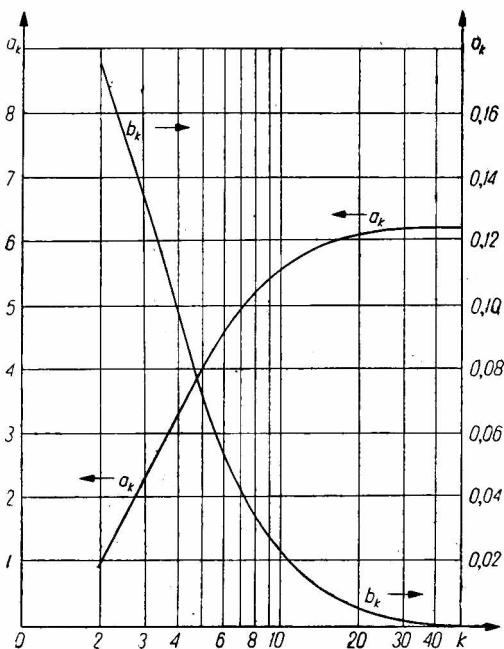
$$a_k = \frac{6,2}{\left(1 + \frac{5,5}{k^2}\right)^2}, \quad (123)$$

$$b_k = \frac{6,2}{\left(1 + \frac{5,5}{k^2}\right)^2} \left[\frac{0,42}{k^2} \left(1 + \frac{1,8}{k^2}\right) - \frac{0,60}{k^6} \left(1 + \frac{0,8}{k^2}\right) \right]. \quad (124)$$

Wartości a_k i b_k w funkcji k podano wykresami na rys. 10.

Ponieważ jednak μ_0 nie może być mniejsze od 23, przeto np. dla $k=2$ będzie $\frac{a_2}{\mu_0} < 0,04$, podczas gdy $b_2 = 0,175$, a zatem $\left(\frac{a_2}{\mu_0} - b_2\right) < 0$. Dla $k=3$ mamy $a_3 = 2,8$, $\frac{a_3}{\mu_0} < 0,12$, $b = 0,13$, a zatem również $\left(\frac{a_3}{\mu_0} - b_3\right) < 0$.

Tak więc wyrazy pod znakiem sumy wzoru (122) dla niższych harmonicznych są ujemne; dopiero dla wyższych harmonicznych mogą stawać się dodatnie. Ponieważ jednak zawartość wyższych harmonicznych szybko maleje, należy się spodziewać, że częstotliwość układu RC przy odchodzeniu od stanu granicznego będzie się na ogół obniżać, przy czym, ze względu na możliwość



Rys. 10. Generator RC. Zależność a_k i b_k od k .

pewnego działania kompensującego wyższych harmonicznym może się okazać, że stałość częstotliwości układu RC będzie lepsza niż układu CR przy równych zawartościach harmonicznym.

W przypadku gdy dane jest widmo harmonicznym prądowym, przejścia od harmonicznym napięciowym do prądowym w generatorze RC, podobnie jak w generatorze CR, można dokonać również w sposób przybliżony, mając na uwadze, że dla częstotliwości podstawowej $\frac{1}{2} R < |Z_1| < R$, gdy tymczasem dla częstotliwości najwyższych harmonicznym

$$|Z_\infty| \approx \frac{1}{2} R.$$

Można zatem przyjąć na przykład $(Z_k:Z_1)^2 \approx 0,33$, a wtedy wzór (124) przybierze postać

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} \approx \frac{1}{3} \sum_{k=2}^{\infty} \left(\frac{a_k}{\mu_j} - b_k \right) n_k^2. \quad (125)$$

3.4. Przykład

Zestawiono generator RC według schematu przedstawionego na rys. 2 o danym $R \approx 51 \text{ k}\Omega$, $C \approx 78000 \text{ pF}$, ($q=1$) z triodą 6F5 o parametrach jak w przykładzie 2.4. Wyniki pomiarów przy odchodzeniu od stanu granicznego podano w tablicy 4.

Tablica 4

U_{so}	—	3,08	3,0	2,9	2,8	2,7	2,6	2,5	V
m_2	—	10	21	28	32	35	36	36	%
m_3	—	0,3	1	1,7	2,2	2,7	2,6	2,2	%
I_{so}	=	0	0	0	0	0,1	0,3	0,4	μA
f	—	892	884	874	868	867	871	876	c/s
f'	893	892	886	879	875	—	—	—	c/s

Tutaj, podobnie jak dla układu CR, częstotliwość przy odchodzeniu od stanu granicznego maleje, aż do chwili zjawienia się prądu siatki. Ze wzoru (102) znajdujemy

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{9} - \frac{8}{200}}} \cdot \frac{1}{51 \cdot 10^3 \cdot 7800 \cdot 10^{-12}} = 5560,$$

czyli $f \approx 885 \text{ c/s}$ (z pomiarów 892 c/s).

Na podstawie wzoru (122) obliczamy zmiany częstotliwości podane w ostatnim wierszu tablicy. Zgodność wyników doświadczenia i obliczeń teoretycznych jest tu gorsza, niż w przykładzie 2.4, mimo to potwierdza się kierunek zmian oraz rząd ich wielkości.

Jak widać z porównania tablic 2 i 4, pomimo około 8-krotnie większej zawartości harmoniczných napięciowych w układzie RC zmiany częstotliwości nie są wiele większe niż dla układu CR.

*Zakład Radiotechniki
Politechniki Warszawskiej*

WYKAZ LITERATURY

1. Charkiewicz A. A. — Awtokolebanja — Moskwa 1953.
2. Groszkowski J. — Generacja i stabilizacja częstotliwości — PWT, Warszawa 1951.
- 2a. Groszkowski J. Gienierowanie wysokocząstotnych kolebanij i stabilizacja częstoty, I. L. Moskwa 1953.
3. Holbrook G. W. — High frequency resistance-capacitance oscillators — Electron. Eng. grudzień 1953, s. 509.
4. Kriksunow W. G. — K rasczotu RC-gienieratorow, Radiotekhnika t. 4, nr 6, 1949, s. 49.
5. Siforow W. I. — O gienieracji łampowych schiem sodierzaszczich R i C — Izv. El.-prom. s. t. nr 504, 1936, s. 1.
6. Soldi M. — Oscillatori a rete variatrice di fase in regime di accoppiamento molto stretto — Alta Frequenza 18, nr 2, 1949, s. 52.
7. Tieodorczyk K. F. — Awtokolebatielnyje sistiemy — wyd. 3, Moskwa 1952.

Я. ГРОШКОВСКИ

НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ РЕОСТАТНО-ЕМКОСТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Резюме

Встречаемые до сих пор обсуждения реостатно-ёмкостных генераторов, работающих на почти синусоидальных колебаниях, основаны на линейной теории, вследствие чего получаемые результаты являются приближенными и не позволяют делать заключений относительно влияния режима на частоту.

В настоящем труде рассматриваются одноламповые генераторы типа CR (рис. 1) и типа RC (рис. 2) по нелинейной теории реактивного баланса мощности гармоник [2]. Полученные результаты точнее встречаемых в литературе, ибо они учитывают ламповые параметры, что позволяет анализировать изменения частоты, возникающие при отклонении системы от синусоидального режима при переходе к несинусоидальному режиму.

Применяя основные символические уравнения реактивного баланса мощности гармоник для триодного генератора, работающего без сеточного тока

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \operatorname{Im} \{ (U_{ak} + \mu U_{sk}) (I_{ak}^*) \} = 0 \quad (4)$$

в котором U_{ak} и U_{sk} являются напряжениями анода и сетки с частотой $k\omega$ (где ω — генерированная частота, а k — индекс гармоники), I_{ak}^* — комплексным сопряженным током анода, μ — коэффициентом усиления лампы с управляющей сеткой, $\text{Im} \{ \quad \}$ — обозначает реактивную составляющую выражения в скобках.

На основании (4) получаем уравнение

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \left[\mu \beta_k'' \left(\frac{1}{Z_k} \right)' + (1 + \mu \beta_k') \left(\frac{1}{Z_k} \right)'' \right] m_k^2 = 0. \quad (12)$$

Здесь

$\left(\frac{1}{Z_k} \right)' + j \left(\frac{1}{Z_k} \right)''$ — проводимость внешнего анодного контура для частоты $k\omega$,

$\beta_k' + j \beta_k''$ — коэффициент передачи напряжения с анода на сетку при помощи четырехполосника,

$m_k = \frac{U_{ak}}{U_{a1}}$ — содержание гармоники напряжения на аноде.

Величины $\frac{1}{Z_k}$ и β_k легко определить, зная данные четырехполосника.

Для работы в критическом режиме $k=1$, $m_{k=1}=1$, $m_k \Big|_{k=2}^{\infty} = 0$ и поэтому из уравнения (14) мы определяем частоту генерирующей системы, а именно

$$\omega_1 = f(C, R, \tau, \mu) \quad (15)$$

Полученное выражение учитывает влияние параметра генерирующей лампы на частоту.

Условие амплитуды, которое должно быть одновременно соблюдено, определяется из уравнения усиления лампы (16):

$$-\mu \beta_1' = 1 + g \left(\frac{1}{Z_1} \right)'. \quad (19)$$

За пределом возникновения колебаний, когда кривые тока и напряжений отклоняются от синусоид и появляется некоторый спектр гармоник, $m_k \Big|_{k=2}^{\infty} \neq 0$, частота определяется из уравнения (20), а именно

$$\omega = f(R, C, \tau, \mu, \sigma) \quad (21)$$

где σ — величина, характеризующая режим отклонения от границы при помощи содержания гармоник.

Следует обратить внимание, что в то время как выражение (15) не может произвольно обсуждаться, так как одновременно всегда должно быть соблюдено уравнение (19), то выражение (21) может рассматриваться по отношению ко всем параметрам системы, благодаря тому, что там входит величина σ . Переходя к решению уравнения относительно ω , следует заметить, что это решение для его сведения к виду (15) затруднительно, так как получается многочлен 10-ой степени. Поэтому здесь применен косвенный путь, т. е. решение уравнения (14) по отношению к μ , а не по отношению к ω , а затем применена аппроксимация. Таким образом найдены следующие выражения для частоты критического режима.

Для системы CR:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{q + \frac{20}{\mu_0}}{4 + 6q}} \frac{1}{CR} \quad (44)$$

и для системы RC:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\frac{q+1}{6q+3} - \frac{1,5}{\mu_0}}} \frac{1}{RC} \quad (101)$$

причём

$$q = \frac{r}{R} \quad (23)$$

Условия амплитуды даны для систем CR и RC соответственно формулами (53) и (109).

При режиме в нелинейных условиях за пределом возникновения колебаний, и ввиду трудности решения уравнения (20), не меньше чем в случае линейного режима, определяем выражение частоты также косвенным путем, а именно исследование мы ведем не посредством ω , а посредством μ . После ряда преобразований и упрощений мы получаем выражение для относительных отклонений частоты от критического режима, вызванных появлением гармоник напряжения m_k .

А именно для системы CR мы получаем (для $q=1$)

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{-10p_1^4}{1 + 26\left(\frac{P_1}{k}\right)^2 + 13\left(\frac{P_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{P_1}{k}\right)^6} m_k^2 \quad (72)$$

где

$$p_1 = -\frac{1}{\omega_1 CR} \quad (32a)$$

Понятие о зависимости выражения под знаком суммы от индекса гармоники k дано диаграммами (рис. 7).

Для системы RC (также при $q=1$) мы имеем

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} \approx - \sum_{k=2}^{\infty} \left(\frac{a_k}{\mu_0} - b_k \right) m_k^2 \quad (122)$$

где a_k и b_k даны формулами (123) и (124) и являются функциями индекса гармоники (рис. 10).

В полученных формулах содержание гармоник напряжения может быть заменено содержанием гармоник тока, как это указано в выражениях (77b) и (125).

Как следует из обсуждения выражений (72) и (122), устойчивость частоты системы RC должна быть, вообще, лучше устойчивости системы CR.

Численные примеры 2.4 и 3.4 иллюстрируют полученные результаты для обоих типов генераторов.

J. GROSZKOWSKI

THE NON-LINEAR THEORY APPROACH
TO THE RESISTANCE-CAPACITANCE OSCILLATORS

Summary

The heretofore published considerations on the resistance-capacitance oscillators operating at nearly sinusoidal oscillations have been based upon the linear theory. As a result the calculations are only approximate and do not permit to draw conclusions as to the influence of the operating conditions upon the frequency.

In this paper a one valve relaxation oscillator of the CR and RC type (Fig. 1 and Fig. 2) is considered on the basis of the non-linear theory of balance of the reactive power of the harmonics involved [2]. Received results are more accurate than those encountered in literature, since they take into consideration the valve characteristics which permits to analyze the frequency variation appearing in the circuit when passing from sinusoidal into non-sinusoidal operating condition.

Using the fundamental equation for balance of the reactive power of harmonics

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \operatorname{Im} [(U_{ak} + \mu U_{sk}) (I_{ak}^*)] = 0, \quad (4)$$

where U_{ak} and U_{sk} are respectively complex quantities of the plate and grid voltages of $k\omega$ frequency (where ω is the generated frequency, k — order of the harmonic), I_{ak}^* — complex quantity of current conjugate to the plate current, μ — amplification factor of the valve for an oscillator without grid current and $\operatorname{Im} \{ \}$ the imaginary component of the complex product in the brackets, we get the expression

$$\sum_{k=1}^{\infty} k \left[\mu \beta_k'' \left(\frac{1}{Z_k} \right)' + (1 + \mu \beta_k') \left(\frac{1}{Z_k} \right)'' \right] m_k^2 = 0. \quad (12)$$

In this formula

$\left(\frac{1}{Z_k} \right)' + j \left(\frac{1}{Z_k} \right)''$ denotes the admittance for $k\omega$ frequency (seen through the plate resistance of the valve),

$\beta_k' + j\beta_k''$ transformation ratio of the voltage from plate to grid in the equivalent circuit,

$m_k = \frac{|U_{ak}|}{|U_{a1}|}$ harmonics content in the plate voltage.

The values of $\frac{1}{Z_k}$ and β_k may be easily found from the equivalent circuit.

When operating at limit conditions:

$$k=1, \quad m_{k=1}=1, \quad m_{k \neq 1}=0.$$

Therefore from equation (14) the frequency of the oscillating circuit will be

$$\omega_1 = f(C, R, r, \mu). \quad (15)$$

The received expression allows for the influence of the oscillating valve characteristic upon the frequency. The condition for the amplitude which must be simultaneously satisfied is received from equation (16) expressing the valve amplification:

$$-\mu \beta_1' = 1 + g \left(\frac{1}{Z_1} \right)'. \quad (19)$$

Beyond the threshold of regeneration when oscillations differ from sinusoidal and there appears a harmonic spectrum, $\left(m_k\right)_{k=2}^{\infty} \neq 0$, the frequency will be obtained from equation (20) as

$$\omega = f(R, C, r, \mu, \sigma), \quad (21)$$

where σ is a quantity expressing the deviation from the limit condition by means of the harmonic content.

It will be noted that if the expression (15) may not be freely discussed, since equation (19) must always be simultaneously satisfied, the expression (21) may be discussed in relation to all parameters of the circuit owing to the term σ involved.

When solving the equation for ω , it must be pointed out, that the solution leading to the form of (15) meets with difficulties as a 10-degree polynomial results. Therefore the solution chosen in this paper consists in solving the equation (14) not for ω , but for μ and then in applying methods of approximation. Thus we get the formulae for the frequency when operating at the limit condition.

For CR circuit:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{q + \frac{20}{\mu_0}}{4 + 6q}} \cdot \frac{1}{CR} \quad (44)$$

for RC circuit:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\frac{q+1}{6q+3} - \frac{1,5}{\mu_0}}} \cdot \frac{1}{RC}, \quad (101)$$

where

$$q = \frac{r}{R}. \quad (23)$$

The conditions for the amplitude for CR and RC circuits are given by the formulae (53) and (109) respectively. When operating at non-linear conditions beyond the threshold of regeneration, as the direct solution of equation (20), in order to find an expression for the frequency, meets with no smaller difficulties than in the case of linear operation, we again apply an indirect method of solution analyzing not by means of ω , but by μ . As a result of many transformations and simplifications we get the expression for the relative deviation of the frequency at limit conditions, caused by the appearance of voltage harmonics m_k . Namely, for CR circuit we get (for $q = 1$)

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{-10p_1^4}{1 + 26\left(\frac{P_1}{k}\right)^2 + 13\left(\frac{P_1}{k}\right)^4 + \left(\frac{P_1}{k}\right)^6} m_k^2, \quad (72)$$

where

$$p_1 = \frac{1}{\omega_1 CR} \quad (32a)$$

The dependence of the sum expression on the order of harmonics is shown in Fig. 7. For CR circuit (also for $q = 1$)

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_1} \approx \sum_{k=2}^{\infty} \left(\frac{a_k}{\mu_0} - b_k \right) m_k^2, \quad (122)$$

where a_k and b_k given by (123) and (124) are the functions of the order of harmonics (Fig. 10).

In the received formulae the content of voltage harmonics may be replaced by the content of current harmonics as given in (77b) and (125).

A discussion of expressions (72) and (127) shows that the frequency stability for a RC circuit will be generally better than for CR circuit.

The numerical examples 2.4 and 3.4 illustrate received results for both types of oscillators.

621.392.2.091

A. KILIŃSKI

Tamowanie napięcia i prądu w torze przewodowym obciążonym równomiernie w wielu punktach

Rękopis dostarczono 2. 11. 1953

Streszczenie. W celu umożliwienia dokładniejszego obliczania torów przewodowych równomiernie obciążonych w wielu punktach (torów rozgłoszeniowych) wyprowadzono, opierając się na wynikach wcześniejszej pracy [1], wzory ogólne pozwalające obliczyć wartość ścisłą tłumienia napięcia i prądu w torach wymienionego rodzaju. Są to mianowicie wzory (15) i (44). Poza tym rozpatrzono w rozdziałach 3, 5 i 6 szczególne przypadki zastosowania tych wzorów.

1. WSTĘP

Typową linią rozdzielczą rozgłaszania przewodowego jest linia równomiernie obciążona w wielu punktach. Liniami takimi są przede wszystkim linie sieci nagłaśniania ulic. Jednakże i abonenckie linie rozdzielcze, zarówno miejskie jak i wiejskie są bardzo często na tyle zbliżone do linii równomiernie obciążonych w wielu punktach, iż traktowanie ich jako takie jest w pełni praktycznie uzasadnione. Z drugiej strony w praktyce okazało się, iż w wielu przypadkach obliczanie linii rozdzielczej w dotychczasowy sposób, tj. jako linii obciążonej w sposób ciągły, daje niekiedy błędy większe od dopuszczalnych. Stąd powstała konieczność bądź znalezienia nowej ściślejszej metody obliczania, bądź też określenia dokładności metod dotychczas stosowanych.

Celem niniejszej pracy jest wyznaczenie wzorów ścisłych na tamowanie napięcia i prądu w torze przewodowym obciążonym równomiernie w n punktach. Wzory takie pozwolą określić dokładność dotychczasowych sposobów obliczania torów wymienionego rodzaju oraz umożliwią wyznaczenie zakresów stosowalności najprostszych metod obliczeniowych.

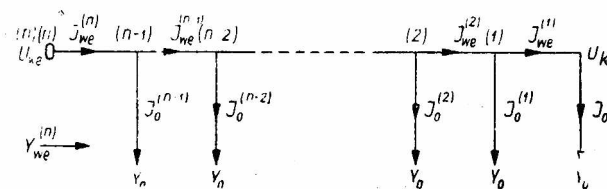
W niniejszym artykule przez tamowanie napięcia u_n oraz tamowanie prądu a_n rozumie się stosunek odpowiedniej wielkości zespolonej napięcia lub prądu w punkcie odniesienia toru do wielkości zespolonej napięcia lub prądu w innym punkcie toru transmisyjnego.

Tak określone tamowanie napięcia lub prądu jest wielkością analogiczną do wzmocnienia powszechnie przyjętego w technice wzmacniania [5].

Jako punkt odniesienia obrano początek toru, a jako punkt w którym bada się tamowanie — koniec toru. Moduł tego tamowania wyrażony w mierze logarytmicznej jest identyczny z tłumieniem napięcia lub prądu [2].

2. TAMOWANIE NAPIĘCIA

Tor obciążony równomiernie w n punktach przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1. Tor obciążony równomiernie w n punktach.

Jest to tor złożony z n jednakowych odcinków, obciążony w n punktach jednakowymi odbiornikami, każdy o przewodności pozornej Y_0^1 .

Napięcia w punktach 1, 2, 3... n toru

będziemy oznaczali przez

$$U_{we}^{(1)}, U_{we}^{(2)}, U_{we}^{(3)} \dots U_{we}^{(n)}.$$

Napięcie na końcu toru przez

$$U_k.$$

Przewodności wejściowe mierzone w punktach

1, 2, 3... n toru (po odłączeniu części toru od jego początku do miejsca pomiaru) oznaczamy przez

$$Y_{we}^{(1)}, Y_{we}^{(2)}, Y_{we}^{(3)} \dots Y_{we}^{(n)}.$$

Prądy w poszczególnych odbiornikach oznaczamy przez

$$I_0^{(1)}, I_0^{(2)}, \dots, I_0^{(n-1)}.$$

Prądy wypływające z punktów 1, 2, 3... n oznaczmy przez

$$I_{we}^{(1)}, I_{we}^{(2)}, I_{we}^{(3)} \dots I_{we}^{(n)}.$$

Zwróćmy tu uwagę, że

$$I_{we}^{(k)} \neq I_{we}^{(k-1)} + I_0^{(k-1)} \quad (1)$$

oraz

$$I_{we}^{(1)} \neq I_k. \quad (2)$$

¹ W niniejszym artykule do oznaczania wartości zespolonych nie stosuje się żadnych specjalnych znaków (na przykład daszków lub kropek), natomiast moduły wartości zespolonych, gdyby się trafiły, oznacza się indeksem m przed oznaczeniem. Na przykład $_m Y$, $_m U$ oznacza moduł wartości zespolonej Y , U .

Zgodnie ze znanym wzorem mamy

$$\begin{aligned} U_{we}^{(1)} &= U_k \left(\operatorname{ch} \Gamma + \frac{Z_c}{Z_0} \operatorname{sh} \Gamma \right) = \\ &= U_k (\operatorname{ch} \Gamma) \cdot \left(1 + \frac{Y_0}{Y_c} \operatorname{th} \Gamma \right), \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie

Γ — tamowność falowa odcinka toru,

Z_c — oporność falowa toru,

$Y_c = \frac{1}{Z_c}$ — przewodność falowa toru,

$Z_0 = \frac{1}{Y_0}$ — oporność obciążenia jednego punktu toru.

Wartość $U_{we}^{(2)}$ znajdziemy podstawiając do wzoru (3) zamiast wartości U_k wartość $U_{we}^{(1)}$ oraz zamiast Y_0 — sumę przewodności Y_0 i przewodności wejściowej $Y_{we}^{(1)}$:

$$U_{we}^{(2)} = U_{we}^{(1)} (\operatorname{ch} \Gamma) \cdot \left(1 + \frac{Y_0 + Y_{we}^{(1)}}{Y_c} \operatorname{th} \Gamma \right). \quad (4)$$

Analogicznie

$$U_{we}^{(3)} = U_{we}^{(2)} (\operatorname{ch} \Gamma) \cdot \left(1 + \frac{Y_0 + Y_{we}^{(2)}}{Y_c} \operatorname{th} \Gamma \right) \quad (5)$$

$$U_{we}^{(n)} = U_{we}^{(n-1)} (\operatorname{ch} \Gamma) \cdot \left(1 + \frac{Y_0 + Y_{we}^{(n-1)}}{Y_c} \operatorname{th} \Gamma \right). \quad (6)$$

Oznaczmy

$$\operatorname{ch} \Gamma = c, \quad \operatorname{th} \Gamma = t, \quad \frac{Y_c}{Y_0} = s \quad (7), (8), (9)$$

i jeśli poza tym zważymy, że

$$Y_{we}^{(n)} = Y_0 s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}} \quad (10)$$

dla dowolnego n całkowitego, przy czym α_n i β_n — odpowiednie algorytmy [1]², to

² Wartości tych algorytmów są następujące:

$$\begin{aligned} \alpha_n &= \frac{1+st}{s} \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} t^{i+2k} \binom{i+k}{i} \binom{n+i}{2i+2k+1} s^{n-i}, \\ \beta_n &= \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} t^{i+2k} \binom{i+k}{i} \binom{n+i}{2i+2k} s^{n-i} \end{aligned}$$

$$U_{we}^{(1)} = U_k c \left(1 + \frac{t}{s} \right), \quad (11)$$

$$\begin{aligned} U_{we}^{(2)} &= U_k c^2 \left(1 + \frac{t}{s} \right) \cdot \left(1 + \frac{Y_0 + Y_0 s \frac{\alpha_1}{\beta_1} t}{Y_c} \right) = \\ &= U_k c^2 \left(1 + \frac{t}{s} \right) \cdot \left[1 + \frac{t}{s} \left(1 + s \frac{\alpha_1}{\beta_1} \right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$U_{we}^{(3)} = U_k c^3 \left(1 + \frac{t}{s} \right) \cdot \left[1 + \frac{t}{s} \left(1 + s \frac{\alpha_1}{\beta_1} \right) \right] \cdot \left[1 + \frac{t}{s} \left(1 + s \frac{\alpha_2}{\beta_2} \right) \right], \quad (13)$$

.....

$$\begin{aligned} U_{we}^{(n)} &= U_k c^n \left(1 + \frac{t}{s} \right) \left[1 + \frac{t}{s} \left(1 + s \frac{\alpha_1}{\beta_1} \right) \right] \dots \\ &\dots \dots \dots \left[1 + \frac{t}{s} \left(1 + s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}} \right) \right] = \\ &= U_k c^n \prod_{i=1}^n \left[1 + \frac{t}{s} \left(1 + s \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right) \right] = \\ &= U_k c^n \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Stąd tamowanie napięcia

$$a_u^{(n)} = \frac{U_{we}^{(n)}}{U_k} = c^n \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right). \quad (15)$$

3. WARTOŚCI SZCZEGÓLNE a_u

1. Dla toru nieobciążonego $Y_0=0$, $s^{-1}=0$, $\frac{t}{s}=0$, przy czym wobec tego, że [1]

$$\alpha_0 = 0,$$

$$\alpha_1 = 1 + st,$$

$$\alpha_2 = (1 + st) \cdot (2s + t) = 2s + t + 2s^2t + st^2,$$

$$\alpha_3 = (1 + st) \cdot (3s^2 + 4st + t^2 + s^2t^2) =$$

$$= 3s^2 + 4st + t^2 + s^2t^2 + 3s^3t + 4s^2t^2 + st^3 + s^3t^3 \text{ itd.}$$

2. Gdy tor składa się z odcinków o bardzo małej tamowności falowej, tj. gdy można przyjąć $t=0$, $c=1$, wtedy [1]:

$$\alpha_k = \frac{1}{s} \binom{k}{1} s^k, \quad \beta_k = \binom{k}{0} s^k \quad (27), \quad (28)$$

tak, iż iloraz $\frac{\alpha_i}{\beta_i}$ ma zawsze wartość skończoną lub równą zero. Wobec tego wyrażenie w nawiasach we wzorze (15) jest zawsze równe jedności, a więc $\alpha_u^{(n)} = 1$, co jest oczywiste.

4. TAMOWANIE PRĄDU

Analogicznie jak napięcie $U_{we}^{(1)}$, $U_{we}^{(2)}$ itd., wyznaczmy wartości prądów $I_{we}^{(1)}$, $I_{we}^{(2)}$ itd.

$$I_{we}^{(1)} = I_k(\text{ch } \Gamma) \cdot \left(1 + \frac{Y_c}{Y_0} \text{th } \Gamma\right) = U_k Y_0 (\text{ch } \Gamma) \cdot \left(1 + \frac{Y_c}{Y_0} \text{th } \Gamma\right) \quad (29)$$

$$\begin{aligned} I_{we}^{(2)} &= [I_{we}^{(2)} + I_0^{(1)}] \cdot (\text{ch } \Gamma) \cdot \left[1 + \frac{Y_c}{Y_0 + Y_{we}^{(1)}} \text{th } \Gamma\right] = \\ &= [U_{we}^{(1)} Y_{we}^{(1)} + U_{we}^{(1)} Y_0] \cdot (\text{ch } \Gamma) \cdot \left[1 + \frac{Y_c}{Y_0 + Y_{we}^{(1)}} \text{th } \Gamma\right] = \\ &= U_{we}^{(1)} [Y_{we}^{(1)} + Y_0] \cdot (\text{ch } \Gamma) \cdot \left[1 + \frac{Y_c}{Y_0 + Y_{we}^{(1)}} \text{th } \Gamma\right], \end{aligned} \quad (30)$$

.....

$$I_{we}^{(n)} = U_{we}^{(n-1)} (\text{ch } \Gamma) \cdot [Y_{we}^{(n-1)} + Y_0] \cdot \left[1 + \frac{Y_c}{Y_0 + Y_{we}^{(n-1)}} \text{th } \Gamma\right] \quad (31)$$

lub po zastosowaniu oznaczeń (7), (9):

$$I_{we}^{(1)} = U_k Y_0 c(1 + st), \quad (32)$$

$$\begin{aligned} I_{we}^{(2)} &= U_{we}^{(1)} Y_0 c \left(1 + s \frac{\alpha_1}{\beta_1}\right) \left(1 + \frac{st}{1 + s \frac{\alpha_1}{\beta_1}}\right) = \\ &= U_{we}^{(1)} Y_0 c \left(1 + st + s \frac{\alpha_1}{\beta_1}\right), \end{aligned} \quad (33)$$

.....

$$I_{we}^{(n)} = U_{we}^{(n-1)} Y_0 c \left(1 + st + s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}}\right). \quad (34)$$

Ale

$$U_{we}^{(n-1)} = U_k c^{n-1} \prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}}\right), \quad (35)$$

co wynika ze wzoru (15) i wobec tego

$$\begin{aligned} I_{we}^{(n)} &= U_k Y_0 c^n \left(1 + st + s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}} \right) \prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right) = \\ &= I_k c^n \left(1 + st + s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}} \right) \prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right). \end{aligned} \quad (36)$$

Stąd można wyznaczyć bezpośrednio tamowanie prądu a_i jako stosunek $I_{we}^{(n)}$ do I_k :

$$a_i = c^n \left(1 + st + s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}} \right) \prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right). \quad (37)$$

5. WARTOŚCI SZCZEGÓLNE a_i

1. W torze nieobciążonym, w którym $Y_0 = 0$, $s^{-1} = 0$, mamy

$$I_{we0}^{(1)} = U_k c Y_c t, \quad (38)$$

$$I_{we0}^{(2)} = U_{we}^{(1)} c Y_c \left(t + \frac{\alpha_1}{\beta_1} \right) = U_{we}^{(1)} c Y_c 2t = U_k c^2 Y_c 2t, \quad (39)$$

$$\begin{aligned} I_{we0}^{(3)} &= U_{we}^{(2)} c Y_c \left(t + \frac{\alpha_2}{\beta_2} \right) = U_{we}^{(2)} c Y_c \left(t + \frac{2t}{1+t^2} \right) = \\ &= U_{we}^{(2)} c Y_c \cdot \frac{3t+t^3}{1+t^2} = U_k c^3 Y_c (3t+t^3), \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} I_{we0}^{(4)} &= U_{we}^{(3)} c Y_c \left(t + \frac{\alpha_3}{\beta_3} \right) = U_{we}^{(3)} c Y_c \left(t + \frac{3t+t^3}{1+3t^2} \right) = \\ &= U_{we}^{(3)} c Y_c \frac{4t+4t^3}{1+3t^2} = U_k c^4 Y_c (4t+4t^3), \end{aligned} \quad (41)$$

.....

$$\begin{aligned} I_{we0}^{(n)} &= U_k c^n Y_c \left[\binom{n}{1} t + \binom{n}{3} t^3 + \binom{n}{5} t^5 + \dots \right] = \\ &= U_k c^n Y_c \sum_{k=0}^{\infty} \binom{n}{2k+1} t^{2k+1}. \end{aligned} \quad (42)$$

2. W torze złożonym z odcinków o bardzo małej tamowności falowej, gdy można przyjąć, że $t=0$, $c=1$, mamy według wzoru (36)

$$I_{we}^{(n)} = I_k^n \quad (43)$$

bowiem przy $t=0$ [1]

$$\alpha_{n-1} = \binom{n-1}{1} s^{n-2}, \quad (44)$$

$$\beta_{n-1} = \binom{n-1}{0} s^{n-1}, \quad (45)$$

a więc

$$s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}} = n - 1. \quad (46)$$

Z (43) widać, że tamowanie prądu

$$\alpha_i = n. \quad (47)$$

Jest to wzór na tamowanie wprowadzone przez bocznik.

3. W torze zwartym w punktach obciążenia, tj. gdy $\frac{1}{Y_0} = 0$, $s = 0$,

$$U_{we}^{(n-1)} = U_{we}^{(n-2)} = \dots = U_{we}^{(1)} = U_k = 0,$$

według wzoru (36) mamy

$$\alpha_i = \frac{I_{we}^{(n)}}{I_k} = c^n \prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right). \quad (48)$$

Widać stąd, iż α_i jest nieskończenie wielkie, co jest zrozumiałe, bowiem przy zwarcu toru w pierwszym punkcie obciążenia prądy we wszystkich następnych punktach obciążenia są równe zeru, jeżeli tłumienność toru jest różna od zera.

6. PRZEWODNOŚĆ WEJŚCIOWA TORU

Przewodność wejściowa toru obciążonego równomiernie w n punktach wynosi

$$Y_{we}^{(n)} = \frac{I_{we}^{(n)}}{U_{we}^{(n)}} \quad (49)$$

Po podstawieniu do licznika wyrażenia (36), a do mianownika wyrażenia (14) otrzymamy

$$\begin{aligned} Y_{we}^{(n)} &= \frac{I_k c^n \left(1 + st + s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}} \right) \prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right)}{U_k c^n \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{i-1}}{\beta_{i-1}} \right)} = \\ &= Y_0 \frac{1 + st + s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}}}{1 + \frac{t}{s} + t \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}}} = \\ &= Y_0 s \frac{\alpha_{n-1} + \beta_{n-1} st + s \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}}}{\beta_{n-1} s + \beta_{n-1} t + st \frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1}}} = Y_0 s \frac{\alpha_n}{\beta_n}. \end{aligned} \quad (50)$$

ponieważ

$$\beta_{n-1} + \beta_{n-1} st + s a_{n-1} = a_n, \quad (51)$$

$$\beta_{n-1} s + \beta_{n-1} t + s t a_{n-1} = \beta_n, \quad (52)$$

jak to wiadomo z wcześniejszej publikacji na temat torów obciążonych równomiernie w wielu punktach [1].

Praktyczne znaczenie w technice rozgłaszania ma przede wszystkim zagadnienie obliczania tamowania napięcia a_u .

Niewątpliwie wyżej podana metoda obliczania a_u , zastosowana bezpośrednio, byłaby stosunkowo uciążliwa. Toteż wykorzystanie praktyczne tej metody polega na sporządzeniu według podanych wzorów, na przykład wzoru (15), odpowiednich wykresów $a_u^{(n)} = f(c, n, t, s)$ dla zakresów zmiennych c, n, t, s spotykanych w praktyce, bądź też na obliczeniu, przy założeniu dopuszczalnego błędu, granic stosowalności dotychczas powszechnie przyjętej metody obliczania torów obciążonych w wielu punktach [3], tj. tak zwanej metody Eckersleya.

WYKAZ LITERATURY

1. Kiliński A. — Wartość ścisła wejściowej przewodności itd. — Arch. Elektrot. t. 3, z. 1, 1954.
2. Nowicki W. — Zasady teletransmisji przewodowej — t. 1, PWT, 1953.
3. Orłowski M. S. — Translacionnyje sieti radiowieszczenia — Swiazizdat, 1945.
4. Ryzik I. M., Gradsztejn I. S. — Tablicy integralow, summ, riadow i proizwiedienij.
5. Smoliński A. — Zasady wzmacniania — t. 1, PWT, 1950.

А. КИЛИНСКИ

ЗАТУХАНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА В ПРОВОДНОЙ ЛИНИИ РАВНОМЕРНО НАГРУЖЕННОЙ ВО МНОГИХ ТОЧКАХ

Резюме

Для возможности более точного расчёта типичных радиовещательных линий, т. е. линий равномерно нагруженных во многих точках, выведены формулы затухания напряжения и тока в линиях такого типа, основанные на результатах предшествующего труда [1]. А именно, исходя из известной формулы (3), дающей величины напряжения в начале секций линий, применяя обозначения (7) и (9) и выводя алгоритмы a_n, β_n [1], определены величины затухания напряжения, (15) а затем, поступая аналогично, выведена формула (37), дающая возможность непосредственно определить величины затухания тока. Кроме того рассмотрены частые случаи применения выведенных формул: для ненагруженной линии (гл. 3 и 5), для линий с очень малым затуханием (гл. 3 и 5), а также для определения величины входной проводимости линий (гл. 6).

В заключении предложено представление выведенных формул в виде графиков для облегчения их практического применения.

A. KILIŃSKI

VOLTAGE AND CURRENT ATTENUATION IN AN AUDIO-FREQUENCY
LINE UNIFORMLY LOADED AT MANY POINTS

Summary

In order to facilitate more exact calculations of typical audio-frequency public-address lines, i. e. lines uniformly loaded at many points, voltage and current attenuation formulae for the above kind of lines have been derived, based on the results of the previous work [1]. Starting from the known formula (3), giving the voltage values at the input of the line-section and applying formulae (7) and (9) also deriving algorithms α_n , β_n [1] the values of the voltage attenuation (15) have been derived. Proceeding in a similar way the formula (37) has been obtained, which allows for a direct evaluation of the current attenuation. Besides there have been considered particular cases of application of the derived formulae, i. e.: for an unloaded line (p. 3 and p. 5), for a line having a very low attenuation (p. 3 and p. 5), and lastly for determination of the channel input admittance value (p. 6).

Finally it has been proposed to present the derived formulae in a graphical form in order to simplify their practical application.

R. KULIKOWSKI

Synteza liniowych układów impulsowych

Rękopis dostarczono 12. 8. 1953

Streszczenie. W artykule rozpatruje się metodę syntezy układów formowania impulsów w oparciu o zadane funkcje przekazywania wyznaczone metodą najlepszego przybliżenia [6].

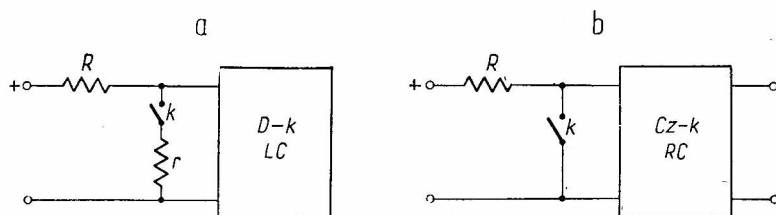
Układ urzeczywistnia się w postaci czwórników RC w układzie łańcuchowym RC. Jako przykład rozpatrzono syntezę czwórników formujących podstawę czasu.

Wывody teoretyczne zilustrowano konkretnym przykładem obliczeniowym.

1. WSTĘP

W technice impulsowej zamiast wielolampowych układów generacyjnych, coraz częściej stosuje się liniowe układy kształtowania impulsów. Liniowe układy kształtowania impulsów, znacznie tańsze i prostsze w eksploatacji, mogą wytwarzać impulsy dużej mocy lub o dużej amplitudzie.

Najbardziej rozpowszechnione układy kształtowania impulsów przedstawiono na rys. 1a i 1b, gdzie k jest przyrządem komutacyjnym, którego



Rys. 1. Układy formowania impulsów.

rolę spełnia zwykle lampa (na przykład generator blokujący lub multiwibrator) albo specjalny iskiernik. Układ przedstawiony na rys. 1a, którego praca polega na ładowaniu pojemności dwójnika LC przez opór R i wyładowywaniu przez opór obciążenia r , znalazł zastosowanie do generowania impulsów dużej mocy i niewielkiej szerokości. Teoria

i obliczanie takich układów podane są wyczerpująco w literaturze. Generator przedstawiony na rys. 1b ma układ kształtujący w postaci czwórnika RC, na którego zaciskach wyjściowych powstaje napięcie żadanego kształtu. Generatory takiego typu znalazły zastosowanie do wytwarzania impulsów wysokiego napięcia (lecz stosunkowo niewielkiej mocy) i znacznej szerokości, na przykład jako generatory pionowej podstawy czasu w odbiornikach telewizyjnych, generatory impulsów parabolicznych i hiperbolicznych (tzw. hiperboliczna podstawa czasu) itp.

Z powodu trudności spotykanych przy obliczaniu układów tego typu, w praktyce nieraz ograniczamy się do dosyć żmudnego doboru elementów czwórnika na drodze eksperymentalnej. Dlatego utarło się zdanie, że projektowanie takich układów jest raczej sztuką niż ścisłą nauką.

W pracy [7], do obliczania układu tego typu, zastosowano metodę syntezy czwórnika na podstawie zadanej funkcji przekazywania.

W pracy niniejszej rozpatrzono ogólny przypadek syntezy układów formujących, których funkcję przekazywania wyznaczono metodą najlepszego przybliżenia, opisaną w pracy [6].

2. SYNTEZA UKŁADÓW RC W OPARCIU O ZADANĄ FUNKCJĘ PRZEKAZYWANIA

Założmy, że funkcja przekazywania czwórnika jest zadana wzorem

$$h(p) = \frac{K(p + \beta_1)(p + \beta_2) \dots (p + \beta_m)}{(p + a_1)(p + a_2) \dots (p + a_n)}, \quad (1)$$

gdzie

$$m \leq n,$$

β_k — liczby rzeczywiste dodatnie lub zespolone sprzężone z częścią rzeczywistą większą od zera,

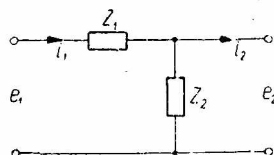
a_k — liczby rzeczywiste dodatnie i większe od zera.

Przyjmując określoną strukturę tego czwórnika, postaramy się znaleźć wartości jego elementów. Jako pierwszy przykład rozpatrzmy czwórnik przedstawiony na rys. 2. Równania tego czwórnika można zapisać w następującej postaci [8]:

$$\begin{vmatrix} e_1 \\ i_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e_2 \\ i_2 \end{vmatrix}, \quad (2)$$

gdzie

$$\begin{vmatrix} A \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_1, A_2 \\ A_3, A_4 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{z_1 + z_2}{z_2}, z_1 \\ \frac{1}{z_2}, 1 \end{vmatrix}. \quad (3)$$



Rys. 2. Czwórnik kształtu L.

Funkcja przekazywania tego układu wyraża się

$$h(p) = \frac{1}{A_1} = \frac{z_2}{z_1 + z_2}. \quad (4)$$

Impedancje z_2 i $z_1 + z_2$ można przedstawić w postaci

$$z_2 = \frac{K_2(p + \beta_1)(p + \beta_2) \dots (p + \beta_m)}{(p + \gamma_1)(p + \gamma_2) \dots (p + \gamma_n)}, \quad (5)$$

$$z_1 + z_2 = \frac{(p + \alpha_1)(p + \alpha_2) \dots (p + \alpha_n)}{(p + \gamma_1)(p + \gamma_2) \dots (p + \gamma_n)}. \quad (6)$$

Bieguny γ_k powinny tu spełniać warunki możliwości fizycznego zrealizowania dwójnika [2]:

$$0 < \gamma_1 < \beta_1 < \gamma_2 < \dots < \gamma_n, \quad (7)$$

$$0 < \gamma_1 < \alpha_1 < \gamma_2 < \alpha_2 < \dots < \gamma_n. \quad (8)$$

Rozkładając wyrażenia (5) i (6) na ułamki proste otrzymujemy:

$$z_2 = K_2 \left[\frac{A_2^{(1)}}{p + \gamma_1} + \frac{A_2^{(2)}}{p + \gamma_2} + \dots + \frac{A_2^{(n)}}{p + \gamma_n} \right], \quad (9)$$

$$z_1 + z_2 = \frac{A_{12}^{(1)}}{p + \gamma_1} + \frac{A_{12}^{(2)}}{p + \gamma_2} + \dots + \frac{A_{12}^{(n)}}{p + \gamma_n}, \quad (10)$$

gdzie $A_2^{(k)}$ i $A_{12}^{(k)}$ spełniają warunki

$$A_2^{(k)} \geq 0; \quad A_{12}^{(k)} \geq 0, \quad (11)$$

które są równoważne warunkom (7) i (8).

Odejmując (9) od (10) otrzymujemy

$$z_1 = \frac{A_{12}^{(1)} - K_2 A_2^{(1)}}{p + \gamma_1} + \frac{A_{12}^{(2)} - K_2 A_2^{(2)}}{p + \gamma_2} + \dots + \frac{A_{12}^{(n)} - K_2 A_2^{(n)}}{p + \gamma_n}. \quad (12)$$

Dla urzeczywistnienia z_1 trzeba, żeby

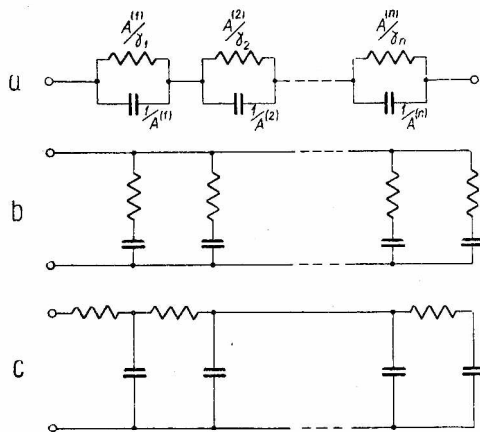
$$A_{12}^{(k)} - K_2 A_2^{(k)} \geq 0, \quad (13)$$

tj. stałą K_2 należy tak dobrać, ażeby była ona nie większa niż minimum $\frac{A_{12}^{(k)}}{A_2^{(k)}}$, gdzie $k=1, 2 \dots n$.

Impedancje z_1 i z_2 , które w ogólnym przypadku mogą być przedstawione wzorem.

$$z(p) = \sum_{k=1}^n \frac{A^{(k)}}{p + \gamma_k}, \quad (14)$$

można urzeczywistnić w postaci układu przedstawionego na rys. 3a lub wykorzystując proste przekształcenia [2], w postaci równoważnych układów pokazanych na rys. 3b i 3c.



Rys. 3. Układy dwójnika RC.

Jednakże nie każdą funkcję przekazywania można zrealizować za pomocą ogniwa kształtu L przedstawionego na rys. 2. Na przykład funkcję

$$h(p) = \frac{K(p + \beta_1)}{(p + a_1)(p + a_2)}, \quad (15)$$

gdzie $0 < a_1 < a_2 < \beta_1$, nie można zrealizować za pomocą ogniwa kształtu L , ponieważ nie można spełnić równań (7) i (8). W prosty sposób można uzasadnić następujące ogólne twierdzenie [3].

Jeżeli liczba zer i biegunów funkcji przekazywania ogniwa kształtu L jest liczbą nieparzystą, to ciąg ułożony (w rosnącym porządku) z tych wielkości powinien kończyć się biegunem.

Tak na przykład ciąg $a_1, \beta_2, a_2, \beta_3, a_3, a_4$ jest możliwy do urzeczywistnienia, ale ciąg $\beta_1, \beta_2, a_1, a_2, a_3, a_4, \beta_3$ nie może być urzeczywistniony za pomocą ogniwa kształtu L .

Poza tym dla urzeczywistnienia układu (rys. 1), stała K powinna spełniać warunek

$$0 < K \leq K_0, \quad (16)$$

gdzie K_0 jest najmniejszą z następujących liczb:

$$\frac{\prod_{j=1}^m \beta_j}{\prod_{j=1}^n a_j}; \quad Kd; \quad 1,$$

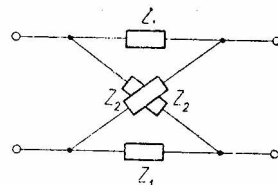
Kd jest najmniejszym pierwiastkiem (jeśli istnieje) równania otrzymywanego z przyrównania do zera wyróżnika równania

$$\prod_{j=1}^n (p + a_j) - K \prod_{j=1}^m (p + \beta_j) = 0. \quad (17)$$

Posługując się analogiczną metodą można urzeczywistnić zadaną funkcję przekazywania za pomocą czwórnika mostkowego (rys. 4) [1].

Macierz $\|A\|$ takiego układu wyraża się wzorem

$$\|A\| = \begin{bmatrix} \frac{z_1 + z_2}{z_2 - z_1}; & \frac{2z_1 z_2}{z_2 - z_1} \\ \frac{2}{z_2 - z_1}, & \frac{z_1 + z_2}{z_2 - z_1} \end{bmatrix}, \quad (18)$$



Rys. 4. Układ czwórnika mostkowego.

zatem

$$h(p) = \frac{1}{A_1} = \frac{z_2 - z_1}{z_1 + z_2} \quad (19)$$

Rezydua impedancji z_1 i z_2 (w biegunach β_k), które oznaczmy przez $A_1^{(k)}$ i $A_2^{(k)}$, powinny być określone z następujących równań:

$$\begin{aligned} A_2^{(k)} - A_1^{(k)} &= K A_f^{(k)}, \\ A_2^{(k)} + A_1^{(k)} &= A_\varphi^{(k)}, \end{aligned} \quad (20)$$

gdzie $A_f^{(k)}$ i $A_\varphi^{(k)}$ są rezyduami w biegunach γ_k licznika i mianownika funkcji (1), tj. rezyduami następujących wyrażeń:

$$f(p) = \frac{K_f(p + \beta_1)(p + \beta_2) \dots (p + \beta_m)}{(p + \gamma_1)(p + \gamma_2) \dots (p + \gamma_n)}, \quad (21)$$

$$\varphi(p) = \frac{(p + \alpha_1)(p + \alpha_2) \dots (p + \alpha_n)}{(p + \gamma_1)(p + \gamma_2) \dots (p + \gamma_n)}. \quad (22)$$

Bieguny γ_k powinny być tak dobrane, aby $A_\varphi^{(k)} \geq 0$, tj.

$$0 < \gamma_1 < \alpha_1 < \gamma_2 < \dots \quad (23)$$

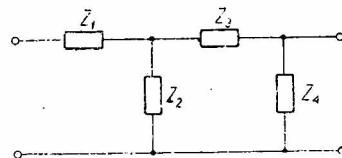
Rezydua $A_f^{(k)}$ mogą być wielkościami ujemnymi.

Rozpatrzymy teraz zagadnienie syntezy czwórnika w postaci łańcuchowego układu ogniów kształtu L , zbudowanych z elementów RC .

Jako przykład rozpatrzymy syntezę układu składającego się z dwóch ogniów kształtu L (rys. 5).

Ponieważ macierz $\|A\|$ tego układu jest iloczynem macierzy ogniów kształtu L , przeto

$$\begin{aligned} \|A\| &= \left\| \begin{array}{cc} \frac{z_1 + z_2}{z_2}; & z_1 \\ \frac{1}{z_2}; & 1 \end{array} \right\| \times \left\| \begin{array}{cc} \frac{z_3 + z_4}{z_4}; & z_3 \\ \frac{1}{z_4}; & 1 \end{array} \right\| = \\ &= \left\| \begin{array}{cc} \frac{z_2(z_3 + z_4) + z_1(z_2 + z_3 + z_4)}{z_2 z_4}; & \frac{z_1 z_2 + z_1 z_3 + z_2 z_3}{z_2} \\ \frac{z_2 + z_3 + z_4}{z_2 z_4}; & \frac{z_2 + z_3}{z_2} \end{array} \right\|, \quad (24) \end{aligned}$$



Rys. 5. Układ czwórnika składający się z dwóch ogniów kształtu L .

zatem funkcja przekazywania wyrazi się wzorem:

$$h(p) = \frac{1}{A_1} = \frac{z_2 z_4}{(z_1 + z_2)(z_3 + z_4) + z_1 z_2} \quad (25)$$

lub jako funkcja przewodności

$$h(p) = \frac{Y_1 Y_3}{(Y_1 + Y_2)(Y_3 + Y_4) + Y_3 Y_4} \quad (26)$$

Jeśli ogniwo drugie (tj. z_3, z_4) nie obciąża pierwszego (tj. z_1, z_2), co zachodzi przy $z_1, z_2 \ll z_3, z_4$ lub gdy ogniwa te są rozdzielone separującym stopniem o charakterystyce liniowej i dostatecznie małej oporności wewnętrznej (na przykład wtórnikami katodowym), to wyrażenie funkcji przekazywania upraszcza się i przybiera postać

$$h(p) = \frac{z_2 z_4}{(z_1 + z_2)(z_3 + z_4)} = \frac{Y_1 Y_3}{(Y_1 + Y_2)(Y_3 + Y_4)}, \quad (27)$$

czyli wyraża się iloczynem funkcji przekazywania elementarnych ogniw. Zatem dla urzeczywistnienia zadanej funkcji przekazywania (1) za pomocą czwórnika łańcuchowego, należy ze zbioru zer i biegunów α_k i β_k wydzielić dwa podzbiory (w ogólnym przypadku n podzbiorów) spełniające warunki możliwości fizycznego zrealizowania ogniwa. Jeśli jako ogniwa weźmiemy proste układy, których funkcje przekazywania wyrażają się na przykład następującymi ułamkami prostymi:

$$h(p) = \frac{K(p + \beta_1)}{p + \alpha_1}, \quad (28)$$

$$h(p) = \frac{K}{p + \alpha_1}, \quad (29)$$

to synteza jeszcze bardziej upraszcza się, ponieważ funkcję przekazywania (1) otrzymujemy w wyniku łańcuchowego łączenia n takich ogniw. W tablicy 1 podano schematy ogniw kształtu L , typu (28) i (29) i odpowiadające im funkcje przekazywania. Ściśle mówiąc, synteza powyższą metodą czwórnika łańcuchowego jest możliwa tylko wówczas, gdy brak jest wstecznego oddziaływania drugiego ogniwa na pierwsze. Oddziaływanie to powoduje przesunięcie położenia zer i biegunów pierwszego ogniwa. W przypadku jednak, gdy układ obliczono w ten sposób, że przewodność wejściowa drugiego ogniwa jest znacznie mniejsza od przewodności wyjściowej ogniwa pierwszego, wówczas przesunięcie to będzie niewielkie i może być skorygowane drogą niewielkich zmian wartości elementów. Dlatego też tablicą 1 posługiwać się należy tylko w celu określenia struktury czwórnika. Natomiast w celu wyznaczenia wartości elementów

układu należy posługiwać się innymi metodami. Czasami dla określenia elementów układu wykorzystuje się wyrażenie przewodności wejściowej czwórnika, tj.

$$y(p) = \frac{A_1}{A_1} = \frac{Y(p + \delta_1)(p + \delta_2) \dots (p + \delta_n)}{(p + a_1)(p + a_2) \dots (p + a_n)}. \quad (30)$$

Warunek *minimalnego obciążenia* sprowadza się tu do żądania, aby wpływ biegunów i zer odpowiednich ogniw na przewodność wejściową był jak najmniejszy¹.

Dla oceny stopnia wpływu każdej pary (a_k, δ_k) wprowadzono wielkości [4]

$$\vartheta_k = \frac{\delta_k - a_k}{a_k + \frac{\delta_k - a_k}{2}}. \quad (31)$$

Ze wzoru (31), przyjmując określoną wartość ϑ_k (na przykład 10%), można określić położenie odpowiednich zer δ_k , a następnie rozkładając (30) w ułamek łańcuchowy:

$$y(p) = \frac{1}{z_1 + \frac{1}{y_2 + \frac{1}{z_3 + y_4}}}, \quad (32)$$

można wyznaczyć oporności z_k .

Wadą tej metody jest konieczność obliczania i dobierania elementów układu z dużą dokładnością (tolerancja $\leq 1\%$), co wynika z tego, że zera i bieguny są położone blisko siebie. Należy również zaznaczyć, że korzystając z powyższej metody otrzymuje się zwykle niestandardowe wartości elementów układu, wskutek czego przy montażu zużywa się znacznie więcej elementów niż to wynika ze schematu ideowego tego układu. Dlatego też w prostych przypadkach syntezy lepiej posługiwać się innymi metodami określania wartości elementów. W następnym rozdziale na konkretnym przykładzie zilustrujemy prostą metodę wyznaczania wartości elementów czwórnika kształtującego.

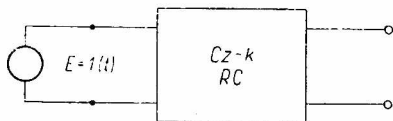
3. SYNTEZA I OBLICZANIE CZWÓRNIKÓW KSZTAŁTUJĄCYCH PODSTAWY CZASU

Rozpatrzmy teraz generator podstawy czasu z czwórnikiem kształtującym RC. Układ taki w ogólnej postaci był przedstawiony na rys. 1b. Ponieważ w okresie, gdy klucz k jest zamknięty, wszystkie pojemności

¹ Zauważmy, że bieguny $y(p)$, tj. $a_1, a_2, \dots, a_n$, są identyczne z biegunami funkcji przekazywania (1), a zera $y(p)$ spełniają warunki urzeczywistnienia dwójnika, tj.

$$0 < a_1 < \delta_1 < a_2 < \delta_2 < \dots$$

czwórnika kształtującego rozładowują się (zgodnie z założeniem), układ generatora może być dla roboczej części okresu (tj. gdy klucz k jest otwarty) sprowadzony do równoważnej postaci przedstawionej na rys. 6,



Rys. 6. Układ zastępczy generatora podstawy czasu z czwórnikiem formującym.

gdzie $E=1(t)$ jest generatorem napięcia jednostkowego, cz-k RC — czwórnikiem RC, który zawiera również oporność R .

Funkcja przekazywania (1) tego układu może być wyrażona jako

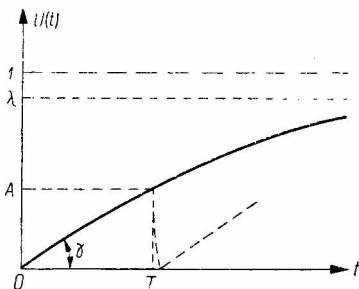
$$h(p) = \sum_{k=1}^n \frac{A_k}{p + a_k}, \quad (33)$$

gdzie a_k są wielkościami rzeczywistymi i większymi od zera, A_k — rezydunami (1) w biegunach a_k .

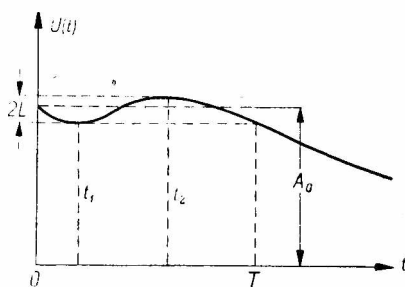
Wyrażenie to jest obrazem funkcji ²

$$U(t) = \sum_{k=1}^n \frac{A_k}{a_k} (1 - e^{-a_k t}), \quad (34)$$

która wyraża napięcie na wyjściu układu dla okresu roboczego $0, T$ (rys. 7). Czwórnik kształtujący powinien być tak obliczony, aby napięcie wyj-



Rys. 7. Napięcie na wyjściu układu przedstawionego na rys. 6.



Rys. 8. Wykres szybkości podstawy czasu.

ściowe $U(t)$ aproksymowało w okresie $[0, T]$ idealną prostoliniową podstawę czasu z określoną dokładnością, którą zwykle wyraża się za pomocą współczynnika [6]

$$\xi = 2 \frac{\dot{U}_{\max} - \dot{U}_{\min}}{\dot{U}_{\max} + \dot{U}_{\min}}. \quad (35)$$

² Autor korzysta z przekształcenia Bromwicha określonego wzorem

$$U(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} \frac{h(p)}{p} e^{pt} dp$$

Zadanie to sprowadza się do wyznaczenia współczynników wielomianu

$$\dot{U}(t) = \sum_{k=1}^n A_k e^{-a_k t}, \quad (36)$$

który w $[0, T]$ odchyła się od stałej $A_0 = \operatorname{tg} \gamma$ (rys. 8) nie więcej niż to określa współczynnik nieliniowości (35). Niech odchylenie to nie przekracza $\pm L$, wtedy

$$\xi = 2 \frac{\frac{\sum_{k=1}^n A_k e^{-a_k t_2} - \sum_{k=1}^n A_k e^{-a_k t_1}}{\sum_{k=1}^n A_k e^{-a_k t_2} + \sum_{k=1}^n A_k e^{-a_k t_1}}}{A_0} = \frac{2L}{A_0}, \quad (37)$$

gdzie t_1 i t_2 — chwile, w których $U(t)$ przybiera w $[0, T]$ wartości min i max. W najprostszym przypadku, gdy $n=2$, $a_2=2a_1=2a$ wielomian (36) powinien mieć następującą postać [6]:

$$\dot{U}(t) = A_2 [(a+1)e^{-at} - e^{-2at}], \quad (38)$$

gdzie

$$a = \frac{1 + \sqrt[3]{\xi/2}}{1 - \xi/2} - \sqrt{\left(\frac{1 + \sqrt[3]{\xi/2}}{1 - \xi/2}\right)^2 - 1}, \quad (39)$$

$$a = -\frac{\ln a}{T}, \quad (39a)$$

A_2 — stała, którą wyznacza się z warunków zadania.

Funkcja przekazywania (33) odpowiadająca temu wielomianowi

$$h(p) = A_2 \left(\frac{1+a}{p+a} - \frac{1}{p+2a} \right) = A_2 a \frac{\left(p + 2a + \frac{a}{a} \right)}{(p+a)(p+2a)}, \quad (40)$$

przy $p \rightarrow 0$ nie może być większa od pewnej wartości $\lambda \leq 1$, ponieważ napięcie na wyjściu rozpatrywanego układu RC nie może być większe od jedności przy $t \rightarrow \infty$ (rys. 7). Zatem

$$A_2 = \frac{2a}{2a+1} \cdot \lambda. \quad (41)$$

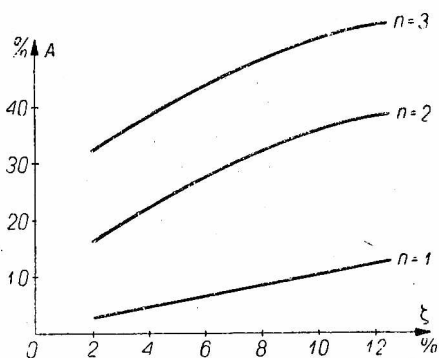
Znając A_2 i korzystając z metod podanych w pracy [6], możemy znaleźć wysokość impulsu podstawy czasu $A = A_0 T$:

$$A = -\frac{[(a+1)^2 + 4a] \ln a}{4(2a+1)} \lambda. \quad (42)$$

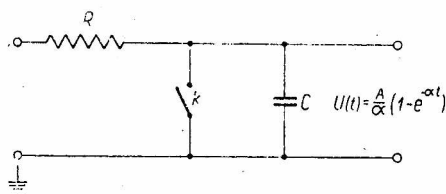
Zależność $A=f(\xi)$ przy różnych $n=1, 2, 3$ i $\lambda=1$ podano na rys. 9. Przypadek $n=1$, odpowiadający prostemu generatorowi podstawy czasu przedstawionemu na rys. 10, obliczono na podstawie wzoru [8].

$$\xi = 2 \frac{U_{\max} - U_{\min}}{2E - U_{\max} - U_{\min}}, \quad (43)$$

przy $U_{\min}=0$ i $E=1$.



Rys. 9. Wykres amplitudy podstawy czasu w zależności od współczynnika nieliniowości ξ



Rys. 10. Prosty układ generatora podstawy czasu.

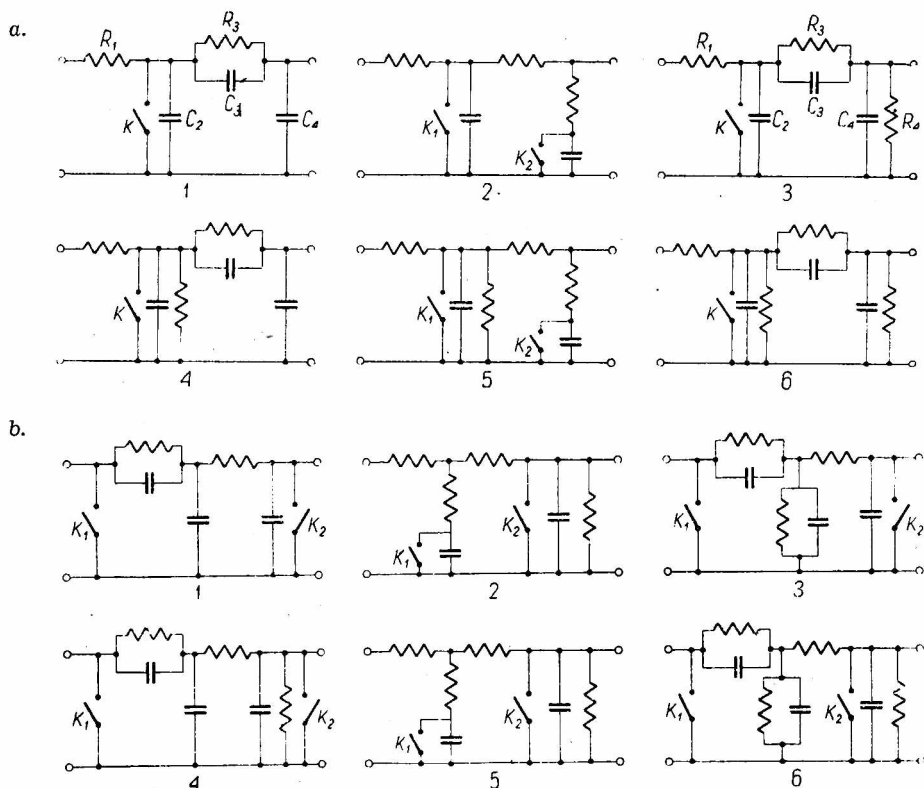
Jak wynika z tego wykresu, zastosowanie prostych układów, których funkcja przekazywania wyraża się wielomianem wykładniczym drugiego stopnia, pozwala powiększyć amplitudę podstawy czasu przeszło trzykrotnie w porównaniu ze zwykłym generatorem (przedstawionym na rys. 10) przy tym samym współczynniku nieliniowości.

Jeśli generator takiego typu zasilać ze źródła wysokiego napięcia, na przykład ze źródła napięcia anodowego kineskopu, to amplituda podstawy czasu wystarcza już do pełnego odchylenia wiązki elektronów na ekranie tego kineskopu. Dlatego generatory tego typu znalazły zastosowanie w generacji pionowej podstawy czasu w odbiornikach telewizyjnych o odchyleniu elektrostatycznym [8]. Generatory tego typu mogą również znaleźć zastosowanie w oscylografii przebiegów krótkotrwałych, gdzie ze względu na duże napięcie anodowe kineskopów impulsy podstawy czasu mają dużą amplitudę i nie mogą być wytwarzane w układach lampowych. Kluczem w generatorach tego typu może być na przykład iskiernik.

Przeprowadzimy teraz syntezę czwórnika kształtującego dla zadanej funkcji przekazywania

$$h(p) = \frac{2a \cdot \lambda}{(2a+1)a} \frac{\left(p + 2a + \frac{a}{a}\right)}{(p+a)(p+2a)}. \quad (44)$$

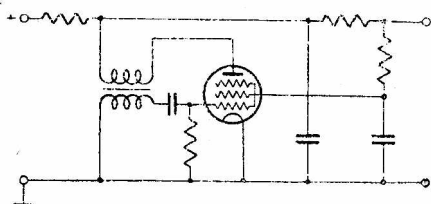
Na podstawie twierdzenia ze str. 428 widzimy, że funkcja (44) nie może być urzeczywistniona za pomocą prostego układu jak na rys. 2. Dlatego czwórnik kształtujący należy budować w postaci połączenia łańcuchowego dwóch ogni elementarnych. Posługując się tablicą 1 widzimy, że



Rys. 11a i b. Schematy czwórników formujących podstawę czasu.

funkcja przekazywania (44) może być urzeczywistniona za pomocą połączenia łańcuchowego ogni 1, 2 z ogniwami 7, 8, 9 (lub 7, 8, 9 z 1, 2). Odpowiednie schematy przedstawiono na rys. 11a i 11b. Wszystkie te układy są wzajemnie równoważne z punktu widzenia charakterystyk chwilowych. Jednakże urzeczywistnienie układu typu 1, 2 (rys. 11a) wymaga tylko 5 elementów, podczas gdy urzeczywistnienie pozostałych — 6 lub 7 elementów. Wadą układów 2, 3 (rys. 11a) i 1÷6 (rys. 11b) jest to, że dla rozładowania wszystkich pojemności w stosunkowo krótkim okresie czasu (gdy klucz k jest zamknięty) potrzeba przynajmniej dwóch kluczy. Jako drugi klucz może być wykorzystana na przykład siatka ekranowa lampy (rys. 12) lub oddzielna lampa.

Wykorzystując proste przekształcenie, jak na przykład *trójkąt — gwiazda*, możemy układ typu 1 (rys. 11a) przekształcić na równoważny układ mostkowy, przedstawiony na rys. 13, gdzie:



Rys. 12. Układ generatora podstawy czasu z dodatkowym kluczem, rolę którego spełnia siatka ekranowa lampy.

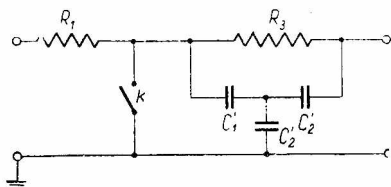
$$C'_1 = \frac{C_3 C_4 + C_2 C_4 + C_3 C_2}{C_4},$$

$$C'_2 = \frac{C_3 C_4 + C_2 C_4 + C_2 C_3}{C_3},$$

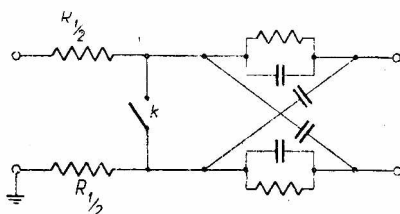
$$C'_3 = \frac{C_3 C_4 + C_2 C_4 + C_3 C_2}{C_2}. \quad (45)$$

Układ mostkowy (rys. 13) można z kolei, zakładając że $C'_1 = C'_3$, przekształcić na symetryczny układ mostkowy (rys. 14). Układ ten może być zastosowany w generatorach symetrycznej (względem ziemi) podstawy czasu.

Jako przykład wyprowadzimy wzory do obliczania elementów układu typu 6 przedstawionego na rys. 11a.



Rys. 13. Schemat czwórnika formującego z niesymetrycznym mostkiem.



Rys. 14. Schemat czwórnika formującego z symetrycznym mostkiem.

Jak już wspomniano, przewodność wejściowa układu ma te same bieguny a_k co i funkcja przekazywania, tj. wyrażenie

$$z(p) = R_1 + \frac{1}{pC_2 + \frac{1}{\frac{R_3}{pC_3} + \frac{1}{R_3 + \frac{1}{C_3 p} + \frac{1}{pC_4 + \frac{1}{R_4}}}}}, \quad (46)$$

powinno w punktach $-a$ i $-2a$ równać się zeru. Warunek ten możemy napisać w następującej postaci:

$$-aC_2 + \frac{1}{\frac{R_3}{1-aR_3C_3} + \frac{1}{aC_4 - \frac{1}{R_4}}} = -2aC_2 + \frac{1}{\frac{R_3}{1-2aR_3C_3} + \frac{1}{\frac{1}{R_4} - 2aC_4}},$$

skąd

$$C_2 = \frac{\frac{1}{a}}{\frac{R_3}{1-2aR_3C_3} + \frac{1}{1/R_4 - 2aC_4}} - \frac{\frac{1}{a}}{\frac{R_3}{1-aR_3C_4} + \frac{1}{1/R_4 - aC_4}}.$$

Uwzględniając wzór (26), z którego wynika, że zeru funkcji przekazywania $\beta_1 = -\left(2a + \frac{a}{a}\right)$ odpowiada zero przewodności $Y_3 = \frac{1}{R_3} - \beta_1 C_3$, otrzymujemy

$$R_3 = \frac{1}{C_3 \beta_1} \quad (47)$$

oraz

$$C_2 = \frac{\frac{1}{a}}{\frac{1}{(\beta - 2a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - 2aC_4}} - \frac{\frac{1}{a}}{\frac{1}{(\beta - a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - aC_4}}, \quad (48)$$

$$R_1 = - \frac{1}{-aC_2 + \frac{1}{\frac{1}{(\beta - a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - aC_4}}}. \quad (49)$$

Jak wynika z tych wzorów, pojemności C_3 , C_4 i oporność R_4 mogą mieć zadane standartowe wartości. Analogicznie mogą być wyprowadzone wzory do obliczania wartości elementów pozostałych układów, podanych na rys. 11a i 11b.

W celu zobrazowania opisanej metody rozpatrzmy następujący przykład: Obliczyć czwórnik kształtujący typu 6 (rys. 11a) do generatora telewizyjnej pionowej podstawy czasu ($T=0,02$ sec), dający impulsy o współczynniku nieliniowości $\xi=6\%$.

Posługując się wzorami (39) i (39a) otrzymujemy

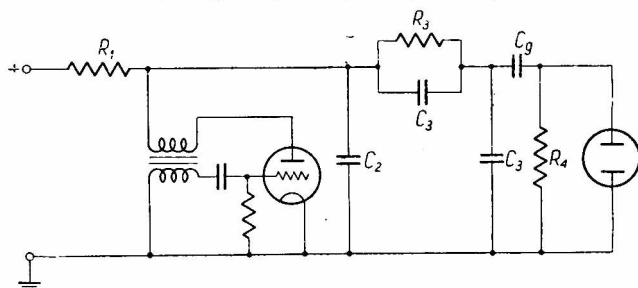
$$a=0,71; \quad \alpha=24,7; \quad \beta_1=2a + \frac{\alpha}{a}=89.$$

Przyjmując $R_4=5 \text{ M}\Omega$; $C_3=0,005 \text{ }\mu\text{F}$; $C_4=0,01 \text{ }\mu\text{F}$ na podstawie wzorów (47), (48), (49) otrzymujemy

$$R_3=2,25 \text{ M}\Omega, \quad C_2=0,0267 \text{ }\mu\text{F}, \quad R_1=1,40 \text{ M}\Omega.$$

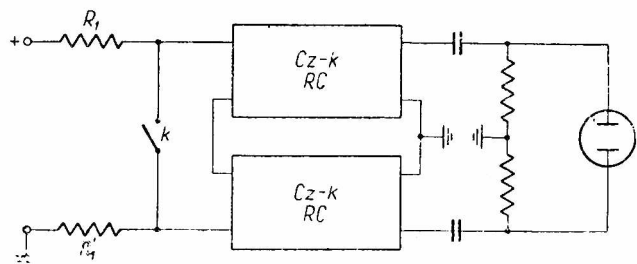
Całkowity schemat generatora przedstawiono na rys. 15. Kondensator C_g , o dostatecznie dużej pojemności, służy do odblokowywania składowej stałej napięcia podstawy czasu. Jako klucz zastosowano generator blokujący. Zauważymy, że współczynnik λ , który wyraża napięcie na wyjściu układu przy otwartym kluczu dla $t \rightarrow \infty$ i $C_g = \infty$, wynosi:

$$\lambda = \frac{R_4}{R_1 + R_3 + R_4} = \frac{5}{1,4 + 2,25 + 5} = 0,57. \quad (50)$$



Rys. 15. Pełny schemat generatora podstawy czasu z czwórnikiem formującym.

Jak wynika z wykresu $A=f(\xi)$ (rys. 9) amplituda podstawy czasu będzie $A=0,57 \cdot 0,28=0,16$. W celu uzyskania większej wartości współczynnika λ należy zwiększyć R_4 . Zmniejszenie R_1 i R_3 drogą wyboru dosta-



Rys. 16. Schemat generatora symetrycznej podstawy czasu.

tecnie dużych pojemności C_3 i C_4 nie jest wskazana ze względu na wzrost zużycia mocy pobieranej przez układ, która może być w przybliżeniu wyrażona wzorem

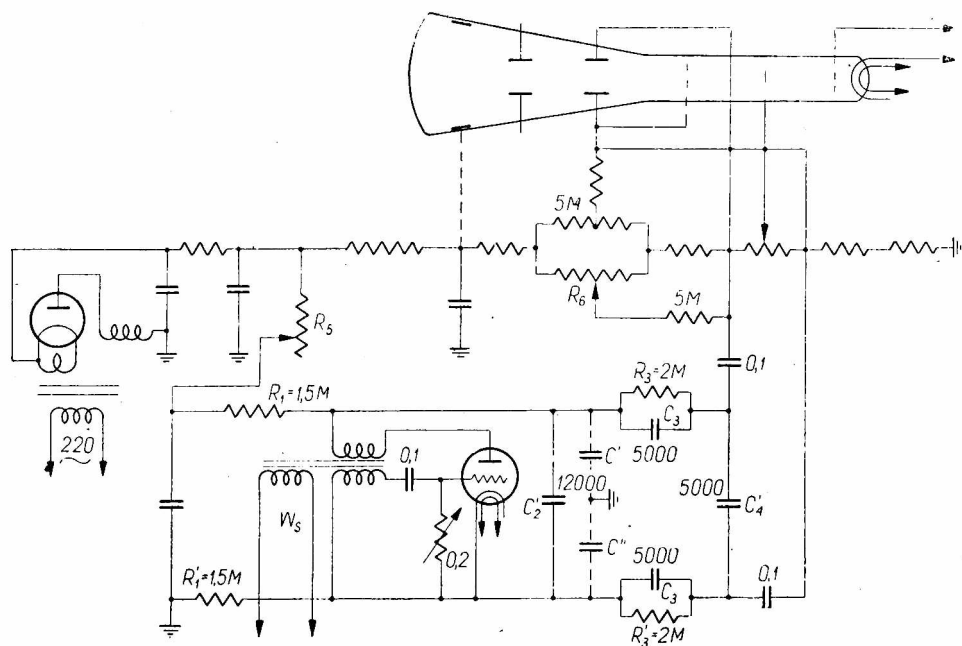
$$P \approx \frac{U^2}{R_1}, \quad (51)$$

gdzie U — napięcie źródła.

Dlatego w przypadku generatora rozpatrzonego typu lepiej stosować kineskopy, które mogą pracować z dużą opornością upływową R_4 układu odchylającego.

W celu otrzymania podstawy czasu symetrycznej względem ziemi należy stosować dwa czworniki kształtujące połączone tak, jak to pokazano na rys. 16.

Pełny układ generatora tego typu przedstawiono na rys. 17. Synchronizacja generatora urzeczywistnia się drogą indukcyjną za pomocą uzwojenia w_s . Kondensatory C_2 i C_4 czworników kształtujących zostały tu połączone, tj. $C'_2 = \frac{C_2}{2}$, $C'_4 = \frac{C_4}{2}$.³



Rys. 17. Całkowity układ bloku podstawy czasu odbiornika telewizyjnego.

Amplitudę i przesunięcie podstawy czasu na ekranie kineskopu reguluje się za pomocą potencjometrów R_5 , R_6 . Układ ten zbadano doświadczalnie. Wszystkie elementy dobrano z dokładnością $\pm 2\%$, a opory R_1 , R_3 zamieniono standartowymi wielkościami, tj. $R_1 = 1,5 \text{ M}\Omega$, $R_3 = 2 \text{ M}\Omega$. Współczynnik nieliniowości ξ mierzony na ekranie pięciocalowego kineskopu wynosił około 10% .

4. ZAKOŃCZENIE

W wyniku przeprowadzonej syntezy czworników kształtujących podstawę czasu otrzymano nie jeden określony układ, lecz szereg nowych układów o zadanej funkcji przekazywania. W przykładzie tym ograniczono się do funkcji przekazywania wyrażonej wielomianem drugiego stop-

³ W celu polepszenia symetrii względem ziemi można zastosować niewielkie pojemności C' i C'' .

Tablica ogniów elementarnych

Tablica 1

L. p.	Układ	Funkcja przekazywania	β_1	a_1	K	Uwagi
1		$\frac{K}{p+a_1}$	—	$\frac{1}{R_1 C_2}$	$\frac{1}{R_1 C_2}$	
2		$\frac{K}{p+a_1}$	—	$\frac{R_1+R_2}{R_1 R_2 C_2}$	$\frac{1}{R_1 C_1}$	
3		$\frac{Kp}{p+a_1}$	0	$\frac{1}{R_2 C_1}$	1	
4		$\frac{Kp}{p+a_1}$	0	$\frac{1}{R_2 (C_1 + C_2)}$	$\frac{C_1}{C_1 + C_2}$	
5		$K \frac{p+\beta_1}{p+a_1}$	$\frac{1}{R_1 C_1}$	$\frac{R_1+R_2}{R_1 R_2 C_1}$	1	$a_1 > \beta_1$
6		$K \frac{p+\beta_1}{p+a_1}$	$\frac{1}{R_2 C_2}$	$\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) \frac{1}{R_2}$	1	$a_1 > \beta_1$
7		$K \frac{p+\beta_1}{p+a_1}$	$\frac{1}{R_1 C_1}$	$\frac{1}{R_1 (C_1 + C_2)}$	$\frac{C_1}{C_1 + C_2}$	$a_1 < \beta_1$
8		$K \frac{p+\beta_1}{p+a_1}$	$\frac{1}{R_1 C_2}$	$\frac{1}{(R_1 + R_2) C_2}$	$\frac{R_1}{R_1 + R_2}$	$a_1 < \beta_1$
9		$K \frac{p+\beta_1}{p+a_1}$	$\frac{1}{R_1 C_1}$	$\frac{R_1+R_2}{R_1 R_2 (C_1 + C_2)}$	$\frac{C_1}{C_1 + C_2}$	$a_1 < \beta_1$

nia. W specjalnych przypadkach, gdy na przykład trzeba uzyskać impuls o dużej amplitudzie (A) jako funkcję przekazywania należy wziąć wielomian trzeciego stopnia. Oczywiście, że w tym przypadku wzrośnie odpowiednio ilość czwórników kształtujących otrzymanych w wyniku syntezy. Jednakże zalet metody syntezy czwórników kształtujących nie należy sprowadzać do możliwości otrzymywania układów równoważnych elektrycznie. Otrzymany zbiór układów powinien być podstawą do przeprowadzenia analizy ekonomicznej i doświadczalnej, której celem jest znalezienie układów najbardziej prostych i wygodnych w eksploatacji. Na przykład ze zbioru schematów przedstawionych na rys. 11a, b, układy 1, 3, 4, 6 (rys. 11a) są prostsze, gdyż wymagają tylko jednego klucza. Porównując układy 1 (rys. 11a) i układ z rys. 12 przekonamy się, że układ przedstawiony na rys. 12 posługuje się znacznie mniejszymi pojemnościami niż układ na rys. 11a, itd. W wyniku analizy takiego typu okazuje się, że układ 1 (rys. 11a) jest najbardziej prosty i wygodny i dlatego powinien być przede wszystkim wykorzystywany w eksploatacji.

Jak widać, metoda syntezy jest najbardziej ogólną i skuteczną metodą badania i obliczania układów impulsowych.

WYKAZ LITERATURY

1. Bower J., Ordung P. — The synthesis of RC networks — P. I. R. E., nr 3, 1950.
2. Cauer W. — Die Verwirklichung von Wechselstromwiderständen vorgeschriebener Frequenzabhängigkeit — Archiv für Elektrotechnik vol. 17, 1926.
3. Fialkow A., Gerst J. — The transfer ratio of an RC ladder networks — Journ. Math. and Phys., July 1951.
4. Fleck J., Ordung P. — The realization of the transfer ratio by means of RC ladder networks — P. I. R. E., nr 9, 1951.
5. Катаjew С. И. — Генераторы импульсов телевизионной развёртки — Москва 1951.
6. Kulikowski R. — Obliczanie liniowych układów impulsowych, Archiwum Elektrotechniki t. 3, nr 2, 1954.
7. Kulikowski R. — Raszot formirujuszczycch cepiej — Radiotekhnika nr 4, 1952.
8. Zeljach E. W. Osnovy obszchej tieorii liniejnych elektriczeskich schem — Izd. A. N., Moskwa 1951.

Р. КУЛИКОВСКИ

СИНТЕЗ ЛИНЕЙНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ УСТРОЙСТВ

Резюме

Вместо многоламповых схем генерирования импульсов в импульсной технике всё чаще применяются линейные формирующие системы. В настоящей работе излагается метод проектирования схем, представленных на рис. 1-б, где $cz-k$ RC — формирующий четырёхполюсник содержащий сопротивления и ёмкости,

k — коммутирующее устройство, роль которого исполняет обычно лампа (напр. блокинг генератор).

Работа схемы состоит в периодическом заряде ёмкостей формирующего четырёхполюсника через высокоомное сопротивление и разряде их через ключ k . Генерируемое напряжение снимается с выходных зажимов четырёхполюсника.

Генераторы такого типа нашли применение для генерирования развёртки и других видов импульсов.

Метод основывается на синтезе формирующего четырёхполюсника по заданной функции передачи:

$$h(p) = \frac{K(p + \beta_1)(p + \beta_2) \dots (p + \beta_m)}{(p + a_1)(p + a_2) \dots (p + a_n)}, \quad (1)$$

где $m \leq n$,

β_k — действительные или комплексно-сопряженные величины с действительной частью, которая больше нуля,

a_k — действительные и больше нуля.

В качестве первого примера рассматривается синтез простой Г-цепи, указанной на рис. 2. Двухполюсники z_1 и z_2 могут быть осуществлены в виде цепей, представленных на рис. 3-а (или 3-б, с), где $A_{(1)}, A_{(2)} \dots A_{(k)}$ вычеты импедансов:

$$z_2 = \frac{K_2(p + \beta_1)(p + \beta_2) \dots (p + \beta_m)}{(p + \gamma_1)(p + \gamma_2) \dots (p + \gamma_n)}, \quad (5)$$

$$z_1 + z_2 = \frac{(p + a_1)(p + a_2) \dots (p + a_n)}{(p + \gamma_1)(p + \gamma_2) \dots (p + \gamma_n)}, \quad (6)$$

в полюсах γ_k , которые должны быть так подобраны, чтобы удовлетворялись условия осуществимости двухполюсника, т. е.

$$0 < \gamma_1 < \beta_1 < \gamma_2 < \dots < \gamma_n, \quad (7)$$

$$0 < \gamma_1 < a_1 < \gamma_2 < a_2 < \dots < \gamma_n. \quad (8)$$

Если эти соотношения не могут быть удовлетворены, четырёхполюсник нельзя осуществить в виде Г-цепи. Так, например, функцию передачи:

$$h(p) = \frac{K(p + \beta_1)}{(p + a_1)(p + a_2)},$$

где $a_1 < a_2 < \beta_1$, нельзя осуществить в виде Г-цепи. Однако, функция, такого типа может быть осуществлена в виде лестничной цепи, отдельные звена которой можно найти пользуясь таблицей 1.

В качестве примера рассматривается синтез формирующего четырёхполюсника генератора развёртки, функция передачи которого может быть выражена:

$$h(p) = \sum_{k=1}^n \frac{A_k}{p + a_k}. \quad (33)$$

Напряжение на выходе этого генератора

$$U(t) = \sum_{k=1}^n \frac{A_k}{a_k} (1 - e^{-a_k t}), \quad (34)$$

должно в промежутке $[0, T]$ аппроксимировать идеальную прямолинейную развертку с определенной точностью, которую обычно выражается при помощи коэффициента нелинейности:

$$\xi = 2 \frac{\dot{U}_{\max} - \dot{U}_{\min}}{\dot{U}_{\max} + \dot{U}_{\min}} = \frac{2L}{A_0}.$$

Для наиболее простого случая $n=2$, $a_2=2a_1=2a$ это будет тогда, когда

$$\dot{U}(t) = A_2[(a+1)e^{-at} - e^{-2at}], \quad (38)$$

где

$$a = \frac{1 + \sqrt[3]{2}\xi}{1 - \xi/2} - \sqrt{\left(\frac{1 + \sqrt[3]{2}\xi}{1 - \xi/2}\right)^2 - 1}, \quad (39)$$

$$a = -\frac{\ln a}{T}, \quad A_2 = \frac{2a}{2a+1} \lambda, \quad \lambda \leq 1.$$

Зависимость амплитуды генерируемых импульсов A от коэффициента ξ , представляется для $n=1, 2, 3$ на рис. 9.

Как следует из этих графиков применение простых схем, переходная функция которых выражается многочленом второго порядка, позволяет увеличить амплитуду развертки почти в три раза (по сравнению с обычным генератором, указанным на рис. 10). Если в качестве питающего напряжения такого генератора использовать источник анодного напряжения кинескопа, то амплитуда развертки является вполне достаточной для полного отклонения луча на экране этого кинескопа.

Как следует из теоремы функция передачи формирующей схемы

$$h(p) = \frac{2a \cdot \lambda}{2(a+1)a} \cdot \frac{\left(p + 2a + \frac{a}{a}\right)}{(p+a)(p+2a)}, \quad (44)$$

не может быть осуществлена в виде Г-цепи. Поэтому формирующую схему осуществляем в виде каскадного соединения Г-цепочек. Пользуясь таблицей 1 получаем ряд схем представленных на рис. 11 а, б.

В качестве примера находятся расчётные формулы для цепочки б (рис. 11-а)

$$R_3 = \frac{1}{C_3 \beta_1},$$

$$C_2 = \frac{\frac{1}{a}}{\frac{1}{(\beta-2a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - 2aC_4}} - \frac{\frac{1}{a}}{\frac{1}{(\beta-a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - aC_4}}, \quad (48)$$

$$R_1 = -\frac{1}{-aC_2 + \frac{1}{\frac{1}{(\beta-a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - aC_4}}}. \quad (49)$$

Полная схема генератора такого типа приведена на рис. 17. В работе рассматривается численный пример.

Для получения симметричной, относительно земли, развертки применяется схема, представленная на рис. 16.

R. KULIKOWSKI

SYNTHESIS OF LINEAR PULSE SYSTEMS

Summary

In the field of pulse technics we encounter more and more frequently linear pulse forming systems instead of multistage valve systems for pulse generation.

A method is here described of designing circuits as shown in Fig. 1, in which $cz-k$ RC is the forming quadripole, which contains resistances and capacitances, and

K — a commutating device, the action of which is usually performed by an electron tube, e. g. by a blocking oscillator.

The action of this circuit consists in a periodical charging of the forming quadripole capacitances through a high resistance and in discharging them by means of the key K .

The generating voltage is taken from the output terminals of the quadripole.

Oscillators of such a type are used to generate the time base and pulses of other kinds.

The method is based on the synthesis of the forming quadripole according to the given transfer function

$$h(p) = \frac{K(p+\beta_1)(p+\beta_2)\dots(p+\beta_m)}{(p+a_1)(p+a_2)\dots(p+a_n)}, \quad (1)$$

where

$$m \leq n,$$

β_k — are real or complex and conjugate with the real part, which is > 0 ,

α_k — are real and > 0 .

As a first example the synthesis of a simple oscillating circuit is shown in Fig. 2. The bipolar elements z_1 and z_2 may be realised in the form of circuits shown in Fig. 3a (or 3b, c), where — $A^{(1)}, A^{(2)} \dots A^{(k)}$ are the residuum of

$$z_2 = \frac{K_2(p+\beta_1)(p+\beta_2)\dots(p+\beta_m)}{(p+\gamma_1)(p+\gamma_2)\dots(p+\gamma_n)}, \quad (5)$$

$$z_1 + z_2 = \frac{(p+a_1)(p+a_2)\dots(p+a_n)}{(p+\gamma_1)(p+\gamma_2)\dots(p+\gamma_n)}, \quad (6)$$

of the poles γ_k which ought to be chosen so as to satisfy the possibility of realising the bipolar element, i. e.

$$0 < \gamma_1 < \beta_1 < \gamma_2 < \dots < \gamma_n, \quad (7)$$

$$0 < \gamma_1 < \alpha_1 < \gamma_2 < \alpha_2 < \dots < \gamma_n. \quad (8)$$

If these dependences are not satisfied, the quadripole cannot be realised in the form of a L-circuit. E. g. the transfer function

$$h(p) = \frac{K(p+\beta_1)}{(p+a_1)(p+a_2)},$$

where $\alpha_1 < \alpha_2 < \beta_1$, cannot be realised in the form of an oscillating circuit.

A function of this type may, however, be realised in the form of a ladder circuit, the sections of which may be found from table 1.

Let us examine an example of synthesis of a forming quadripole of time base oscillator, the transfer function of which may be expressed as follows:

$$h(p) = \sum_{k=1}^n \frac{A_k}{p+\alpha_k}. \quad (33)$$

The output voltage of this oscillator

$$U(t) = \sum_{k=1}^n \frac{A_k}{a_k} (1 - e^{-a_k t}), \quad (34)$$

should approximate in the interval $(0, T)$ the ideal linear time base with a definite accuracy which is usually expressed by means of the coefficient of non-linearity

$$\xi = 2 \frac{\dot{U}_{\max} - \dot{U}_{\min}}{\dot{U}_{\max} + \dot{U}_{\min}} = \frac{2L}{A_0}.$$

For the simplest case: $n = 2$, $a_2 = 2a_1 = 2a$ this will happen if [6]

$$\dot{U}(t) = A_2 [(a+1)e^{-at} - e^{-2at}], \quad (38)$$

where

$$a = \frac{1 + \frac{3}{2}\xi}{1 - \xi/2} - \sqrt{\left(\frac{1 + \frac{3}{2}\xi}{1 - \xi/2}\right)^2 - 1}, \quad (39)$$

$$\alpha = -\frac{\ln a}{T}, \quad A_2 = \frac{2a}{2a+1} \lambda, \quad \lambda \leq 1.$$

The dependence of the amplitude of generated pulses A from the coefficient ξ is shown in Fig. 9 for $n = 1, 2, 3$.

These graphs show that the application of simple schemes, the transient function of which is expressed by a polynomial of the second degree allows an increase of the time base amplitude up to nearly three times as compared with the amplitude of an usual oscillator shown in Fig. 10.

If a source of anode voltage of a kinescope is used as the input voltage of such an oscillator the time base amplitude proves to be quite sufficient for complete deflection of the beam on the screen of the kinescope.

As follows from (33) the transfer function of the forming circuit

$$h(p) = \frac{2a \cdot \lambda}{(2a+1)a} \cdot \frac{\left(p + 2a + \frac{a}{a}\right)}{(p+a)(p+2a)} \quad (44)$$

cannot be realised in the form of a L-circuit. We therefore realise this forming circuit as a cascade coupling of the L-circuits.

On the base of table 1 we obtain a series of schemes shown in Fig. 11a, b.

As an example we give the computation formulae for a circuit 6 (Fig. 11a)

$$R_3 = \frac{1}{C_3 \beta_1},$$

$$C_2 = \frac{\frac{1}{a}}{\frac{1}{(\beta-2a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - 2aC_4}} - \frac{\frac{1}{a}}{\frac{1}{(\beta-a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - aC_4}}, \quad (48)$$

$$R_1 = -\frac{1}{-aC_2 + \frac{1}{\frac{1}{(\beta-a)C_3} + \frac{1}{1/R_4 - aC_4}}}. \quad (49)$$

The full scheme of the described oscillator is shown in Fig. 17.

A numerical example has been calculated. In order to obtain a balanced time base, the schemes shown in Fig. 16 are applied.

ERRATA

Zeszyt 2 — Tom III — 1954

L. p.	str.	wiersz		jest	powinno być
		od dołu	od góry		
1	145	—	19	импульс	импульс
2	166	5	—	U_c	$\dot{U}_c$
3	179	1	—	Tchebysoev's	Tchebyshev's
4	179	1	—	$P_2(t)$	$P_n(t)$
5	179	—	4	$ U(t) - U_0(t) _1$	$ U(t) - U_0(t) \cdot ^1$
6	211	15	—	stereowany	sterowany
7	215	8	—	w Cz. I	w cz. 2
8	225	—	18	направле	направления
9	226	12	—	примененаа	применена
10	227	1	—	увеличенныц	увеличенный
11	228	7	—	stereoscopis	stereoscopic
12	229	—	3	(1mv	(1 m
13	229	1	—	repiratory movenements	respiratory movements
14	234	9	—	uzupełniania	uzupełniane
15	251	wzór (5,53)		$\mathbf{SH^2QH^2S} = \begin{bmatrix} \\ h_2 \end{bmatrix}$	$\mathbf{SH^2QH^2S} = \begin{bmatrix} \\ h^2 \end{bmatrix}$
16	298	6	—	składowymi symetrycznymi	symetrycznymi
17	300	3	—	$\hat{J}_1$, oraz $\hat{J}_2$,	$\hat{J}_1$ oraz $\hat{J}_2$
18	307	—	5	гофа	гофа
19	307	—	7	именно	а именно
20	308	2	—	$y_1 = \begin{bmatrix} \\ \frac{y_1 y_2}{Y_n + 3y_0} \end{bmatrix}$	$y_1 = \begin{bmatrix} \\ \frac{3y_1 y_2}{Y_n + 3y_0} \end{bmatrix}$

PRENUMERATA CZASOPISM NAUKOWYCH NA ROK 1955

Jak najwcześniejsze zamówienie prenumeraty na rok 1955 zapewni nieprzerwaną, regularną dostawę czasopism i pomoże w prawidłowym ustalaniu ich nakładów

Tytuł	Ilość nume- rów	Rocz- nie zł	Tytuł	Ilość nume- rów	Rocz- nie zł
ACTA BIOCHIMICA PO- LONICA	4	60,—	KOSMOS	6	48,—
ACTA GEOLOGICA POLO- NICA	4	80,—	KWARTALNIK HISTORY- CZNY	4	60,—
ACTA GEOPHYSICA PO- LONICA	4	48,—	KWARTALNIK HISTORII KULTURY MATERIAL- NEJ	4	60,—
ACTA MICROBIOLOGICA POLONICA	4	40,—	KWARTALNIK IPR + SO- VIETICA	4	40,—
ACTA PHYSICA POLO- NICA	4	48,—	KWARTALNIK NEOFILO- LOGICZNY	4	60,—
ARCHIWUM BUDOWY MASZYN	4	60,—	MEANDER	10	50,—
ARCHIWUM HYDROTECH- NIKI	4	60,—	MYŚL FILOZOFICZNA	4	60,—
ARCHIWUM GÓRNICHTWA I HUTNICTWA	4	60,—	NAUKA POLSKA	4	80,—
ARCHIWUM ELEKTRO- TECHNIKI	4	60,—	POSTĘPY ASTRONOMII	4	20,—
ARCHIWUM MECHANIKI STOSOWANEJ	4	60,—	POSTĘPY FIZYKI	4	40,—
BIUL. PAN WYDZ. II } " " " III } jęz. zach. " " " IV } europ.	4 10 4	20,— 50,— 20,—	POSTĘPY HIGIENY I ME- DYCYNY DOSWIAD- CZALNEJ	4	48,—
BIUL. PAN WYDZ. II } " " " III } jęz. ros. " " " IV } europ.	4 10 4	20,— 50,— 20,—	PRZEGLĄD GEOGRAFI- CZNY	4	40,—
CHRONMY PRZYRODĘ OJCZYSTĄ	6	24,—	PRZEGLĄD HISTORYCZ- NY	4	48,—
CZASOPISMO GEOGRA- FICZNE	4	28,—	PRZEGLĄD STATYSTYCZ- NY	4	48,—
EKOLOGIA POLSKA	4	28,—	PRZEGLĄD ORIENTALI- STYCZNY	4	48,—
EKONOMISTA	4	60,—	ROZNIKI CHEMII	4	80,—
FOLIA BIOLOGICA	4	48,—	SPRAWOZDANIA Z CZYN- NOŚCI I PRAC PAN	4	40,—
GEODEZJA I KARTO- GRAFIA	4	40,—	WIADOMOŚCI ARCHEO- LOGICZNE	4	48,—
			WIADOMOŚCI CHEMICZNE	12	48,—
			WSZECHŚWIAT	10	40,—
			ZYCIE SZKOŁY WYŻSZEJ	12	96,—

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

Czasopismo ukazuje się 4 razy w roku. Prenumerata roczna wynosi 60,— zł

ZAMÓWIENIA I WPŁATY

Wpłaty na prenumeratę należy przekazywać na konto PKO nr 1-110-14000, Centralna Ekspedycja PPK „Ruch” w Warszawie, ul. Srebrna 12, z podaniem tytułu zamawianego czasopisma.

Instytucje i biblioteki zamawiające różne czasopisma naukowe winny równocześnie z przekazaniem należności podać pod powyższym adresem wykaz poszczególnych czasopism, ilość egzemplarzy oraz okres prenumeraty.

W Warszawie i miastach wojewódzkich „Ruch” przyjmuje zamówienia zbiorowe na czasopisma z dostawą bezpośrednią. Instytucje i biblioteki mogą kierować zamówienia: w Warszawie — do Delegatury „Ruchu”, ul. Rutkowskiego 25, tel. 696-96, w miastach wojewódzkich — do miejscowych oddziałów wojewódzkich „Ruchu”.

POLSKA AKADEMIA NAUK
ZAKŁAD MECHANIKI OŚRODKÓW CIĄGŁYCH

Rozprawy Inżynierskie

W serii wydawnictw pod tym tytułem ukazały się dotychczas nakładem Państwowego Wydawnictwa Naukowego następujące pozycje:

ZESZYT I. Franciszek Szelański: *Rozwiązanie zagadnienia płaskiego w teorii sprężystości w układzie współrzędnych prostokątnych*. 11 str. Zł 3,—

ZESZYT II. Jarosław Naleszkiewicz i A. Szaniawski: *Drgania i stateczność masztów oraz iglic*. 55 str. Zł 8,—

ZESZYT III. Zenobiusz Klebowski: *Podstawy uwzględnienia wzmocnień obwodowych w wytrzymałościowym obliczaniu rury, poddanej działaniu wewnętrznego ciśnienia*. 43 str. Zł 10,—

ZESZYT IV. Michał Życzkowski: *Ugięcie pręta ściskanego mimośrodowo pod działaniem siły krytycznej*. 14 str. Zł 4,—

ZESZYT V. Edmund Szczepaniak: *Nowa metoda rozwiązywania statycznie niewyznaczalnych ustrojów prętowych na modelach*

bez wykonywania przegięć. 12 str. Zł 4,—

ZESZYT VI. Wacław Olszak: *Z zagadnień podstawowych teorii stanów granicznych w ortotropowych ustrojach płytowych (Plastyczne wyczerpanie nośności)*. 21 str. Zł 5,—

ZESZYT VII. Aleksander Lisowski: *Płyty na sprężystym podłożu*. 17 str. Zł 5,—

ZESZYT VIII. Jerzy Nowiński: *Wyznaczenie przybliżonej wielkości ugięcia płyt na podstawie metody Ritza*. 40 str. Zł 8,—

ZESZYT IX. Władysław Fiszdón: *O pewnej metodzie obliczania amplitud drgań wymuszonych*. 10 str. Zł 4,—

ZESZYT X. Zbigniew Wasilutyński: *O kształtach pęknięć powierzchniowych*. 14 str. Zł 3,—

Zeszyty *Rozpraw Inżynierskich* są do nabycia w Księgarniach naukowych „Domu Książki”. Zamówienia na wysyłkę za zaliczeniem przyjmuje Księgarnia Naukowa DK, Warszawa, Krak. Przedmieście 7

WYTYCZNE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny prosi autorów o ułatwienie prac redakcyjnych związanych z przygotowaniem do druku nadesłanych artykułów przez przestrzeganie podanych wytycznych przy przygotowaniu maszynopisu:

1. Prace powinny być napisane pismem maszynowym, na pojedynczych arkuszach formatu A4, jednostronnie, z interlinią (co drugi wiersz), z marginesem 3 cm z lewej strony. Stronice numerowane. Artykuły należy nadsyłać w dwóch egzemplarzach.
2. Wzory i oznaczenia należy wpisywać ręcznie, czytelnie, używając jedynie liter łacińskich i greckich. Wskaźniki niżej liter i wykładniki potęg pisać należy szczególnie dokładnie i wyraźnie.
3. Każda praca powinna być zaopatrzona w krótkie streszczenie (analizę) w języku polskim do 25 wierszy maszynopisu oraz obszerniejsze streszczenia (do 20% objętości artykułu) w języku rosyjskim oraz angielskim, francuskim lub niemieckim. W razie niemożności nadesłania streszczenia w języku obcym autor dostarcza odpowiednie streszczenie w języku polskim w trzech egz. z jednoczesnym wpisaniem, o ile możliwości, terminologii w języku rosyjskim oraz w języku obcym.
4. Rysunki, wykresy i fotografie należy wykonywać na oddzielnych arkuszach z podaniem kolejnych numerów rysunków. W tekście i na marginesie, obok właściwego tekstu, należy podać jedynie odnośny numer rysunku. Ostateczne wykonanie rysunków obowiązuje Redakcję.
5. Wszystkie rysunki, wykresy i fotografie należy nazywać w tekście rysunkami (skrót: rys.) i nie używać określeń jak figura, szkic, fotografia. U samego dołu rysunku (a przy fotografiach — na odwrocie) należy wpisać czytelnie numer rysunku, napis pod rysunkiem, tytuł pracy i nazwisko autora.
6. Wszystkie tablice (unikać zbyt dużych) podobnie jak rysunki należy wykonywać na oddzielnych arkuszach i numerować kolejno liczbami arabskimi. U góry każdej tablicy podać tytuł (napis) objaśniający.
7. Po zakończeniu artykułu należy podać wykaz literatury, wymieniając w następującej kolejności: nazwisko autora i pierwsze litery imion, pełny tytuł dzieła lub artykułu, tytuł czasopisma, tom, numer zeszytu, rok i miejsce wydania oraz ewentualnie numer strony. Pozycje powinny być ponumerowane w kolejności alfabetycznej autorów; w tekście — powołań na numer pozycji w nawiasie kwadratowym, np. [3].
8. Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egzemplarzy odbitek pracy. Dodatkowe egzemplarze autor może zamówić w redakcji na własny koszt przy przesyłaniu korekty swej pracy.

U w a g a: Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu 3 dni pod adresem: Redakcja „Archiwum Elektrotechniki”, Warszawa, Koszykowa 75, Politechnika, Gmach Elektrotechniki, Zakład Elektroniki PAN. tel. 8.32.04.

Cena zł 15,—