

19247
80
ZAKŁAD BADANIA DRGAŃ I ZAKŁAD ELEKTRONIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

T O M II
ZESZYT 3-4
ROK 1953

W A R S Z A W A

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

ZAKŁAD BADANIA DRGAŃ I ZAKŁAD ELEKTRONIKI POLSKIEJ AKADEMII NAUK

Tom II

Rok 1953

Zeszyt 3-4

SPIS TREŚCI

	str.
J. Kuryłowicz: Metoda kompensacyjno-różnicowa pomiaru oporności	191
A. Smoliński: Uzyskiwanie rdzeni transformatorowych o specjalnych własnościach ze stali krzemowej	205
L. Szklarski i H. Górecki: Przebiegi nieustalone w napędzie Leonarda maszyny wyciągowej	227
S. Szpor: Napięcia wywołujące iskry wtórne i porażenia w urządzeniach piorunochronowych	275
J. Groszkowski: Indukcyjność i oporność ujemna elementu pobudzającego o zaskoku napięcia	305
Komunikaty z prac Zakładu Elektroniki I. P. P. T. P. A. N.	323

СОДЕРЖАНИЕ

Я. Курьлович: Компенсационно-дифференциальный метод измерения сопротивлений	191
А. Смолински: Продукция трансформаторных сердечников со специальными свойствами из кремнистой стали	205
Л. Шклярски и Х. Гурецки: Переходные процессы привода рудничной подъёмной машины по системе Генератор-Двигатель.	227
С. Шпор: Напряжения вызывающие вторичные искры и поражения в грозозащитных устройствах	275
Я. Грошковски: Индуктивность и отрицательное сопротивление элемента с петлей гистерезиса	305
Сообщения	323

CONTENTS

J. Kuryłowicz: A compensated-difference method for measuring resistance	191
A. Smoliński: The method of obtaining silicon steel transformer cores with special properties	205
L. Szklarski and Górecki: Transients in a Ward-Leonard electric mine-winder	227
S. Szpor: Tensions accounting for secondary sparks and shocks in buildings protected against lightning	275
J. Groszkowski: The inductance and negative resistance of a device with hysteresis loop characteristic	305
Communiqués	323

ZAKŁAD BADANIA DRGAŃ I ZAKŁAD ELEKTRONIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

T O M II
ZESZYT 3-4
ROK 1953

W A R S Z A W A

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI
ZAKŁAD BADANIA DRGAŃ I ZAKŁAD ELEKTRONIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Profesorowie: J. Groszkowski (W-wa) — przewodniczący, J. L. Jakubowski (W-wa), B. Konorski (Łódź), I. Malecki (W-wa), P. Nowacki (W-wa), P. Szulkin (W-wa), St. Szpor (Gdańsk)

ALL RIGHTS RESERVED by P. A. N.

Redaktor techniczny W. Zwołakowski

Sekretariat redakcji i korekta L. Skorupka

Adres redakcji:

Warszawa, Politechnika, Gmach Elektrotechniki, Zakład Elektroniki P. A. N.

Nr zam. 753/165 — Rękopis otrzymano 2. 11. 1953 — Ark. druk. 9 $\frac{1}{4}$ — Druk ukończono 12. 3. 1954
Nakład 1000 — Papier ilustr. kl. V. form. 70×100/16, waga 70 g. — K-5-10086

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA, UL. FREDRY 10

Cena zł 30,—

J. KURYŁOWICZ

Metoda kompensacyjno-różnicowa pomiaru oporności*Rękopis dostarczono 5. 9. 1952.*

Streszczenie. W pracy niniejszej podano opis nowej metody precyzyjnego porównywania dwu w przybliżeniu równych oporności. Autor przeprowadza tu porównanie czułości układu kompensacyjno-różnicowego z czułością mostka Wheatstone'a i omawia najkorzystniejszy dobór elementów pomiarowych. Podana metoda, która w zasadzie jest metodą kompensacyjną, zapewnia bardzo dużą czułość i dokładność nie wymagając żadnych specjalnych urządzeń.

1. WSTĘP

Metoda kompensacyjno-różnicowa służy do wyznaczania bardzo małych różnic oporności pomiędzy opornością wzorcową i badaną. Nadaje się więc do precyzyjnego porównania dwu oporności lub też pomiaru małych przyrostów oporności.

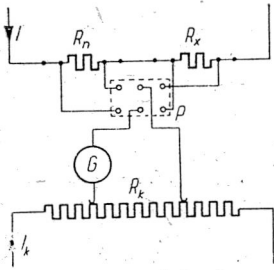
Dotychczas stosowane metody pomiarowe, jakkolwiek umożliwiają w licznych przypadkach wykonanie pomiaru porównawczego oporności z bardzo dużą dokładnością, są dość żmudne i wymagają specjalnej aparatury. Wymienić tu należy przede wszystkim mostki Wheatstone'a i Thomsona złożone z oporników wzorcowych, urządzenie do metody różnicowej Kohlrauscha z galwanometrem różnicowym oraz kosztowne urządzenie wraz z kompensatorem normalnym.

Opracowana względna metoda pomiaru oporności jest w zasadzie metodą kompensacyjną, odznacza się jednak prostotą przy bardzo dużej dokładności i czułości, przewyższającej w niektórych przypadkach czułość wyżej wymienionych metod, i nie wymaga żadnych specjalnej klasy przyrządów pomiarowych poza opornikiem wzorcowym i przeciętnym galwanometrem lusterkowym. Przy pomiarach małych przyrostów oporności nie zawsze jest nawet potrzebna znajomość oporności wzorcowej.

2. POMIAR OPORNOŚCI ZA POMOCĄ KOMPENSATORA

Oporność można wyznaczyć za pomocą kompensatora mierząc prąd I przepływający przez opornik R_x i bezpośrednio po tym spadek napięcia

na tym oporniku. Prąd I wyznacza się przez pomiar spadku napięcia na oporniku R_n o znanej oporności. W ten sposób pomiar sprowadza się do porównania spadków napięcia na dwu opornikach, przez które przepływa ten sam prąd I (rys. 1).



Rys. 1. Pomiar oporności za pomocą kompensatora.

Jednym z warunków dokładności pomiaru jest dostateczna stałość prądu I_k kompensatora oraz prądu I w obu opornikach. Celem umożliwienia wykonania pomiaru spadków napięcia szybko jednym po drugim stosuje się przełącznik P .

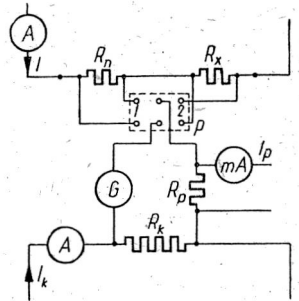
Przy porównywaniu dwu oporności dość znacznie różniących się od siebie dokładność pomiaru zależy od dokładności, z jaką znane są oporności kompensatora. Pomiary o najwyższej precyzji wykonuje się zawsze na opornikach o opornościach prawie równych osiągając dokładność rzędu 10^{-6} [4]. Różnicę oporności R_x i R_n wyznacza się wówczas przy nie zmienionym położeniu korbek z odchyłek galwanometru lub ze zmiany co najwyżej dwu ostatnich miejsc dziesiętnych nastawienia kompensatora. W ten sposób eliminuje się wpływ dokładności samego kompensatora na dokładność pomiaru.

3. POMIAR OPORNOŚCI ZA POMOCĄ UKŁADU KOMPENSACYJNO-RÓŻNICOWEGO

Pomiar polega na kompensacji za pomocą układu Lindecka różnicy ΔU spadków napięcia na oporniku wzorcowym R_n i badanym R_x , przez które przepływa ten sam prąd I (rys. 2). Do kompensacji spadku napięcia IR_n na oporności wzorcowej użyć można stałej, odpowiednio dobranej oporności R_k , przez którą przepływa regulowany prąd I_k . Niepotrzebny jest więc w tym przypadku kompensator normalny.

Po skompensowaniu spadku napięcia IR_n za pomocą $I_k R_k$ przestawia się przełącznik P w położenie 2. Odchylenie galwanometru spowodowane różnicą spadków napięcia $\Delta U = IR_n - I R_x$ sprowadza się do zera przez włączenie źródła prądu kompensatora pomocniczego i regulację prądu I_p w oporniku R_p . Pomiar powtarza się kilkakrotnie włączając równocześnie $I_k R_k = IR_n$ wraz z poprzednio dobranym lub odpowiednio zmienionym $I_p R_p$ — przeciw IR_x . Jeśli galwanometr nie odchyli się, to

$$IR_x = IR_n \pm I_p R_p,$$



Rys. 2. Pomiar oporności za pomocą układu kompensacyjno - różnicowego.

przy czym znak "—" występuje we wzorze przy niezgodności kierunków $I R_n$ i $I_p R_p$.

Wartość oporności zmierzonej wyniesie zatem

$$R_x = R_n \pm \frac{I_p R_p}{I}. \quad (1)$$

Wyraz $I_p R_p / I$ stanowi wobec małej różnicy ($R_x - R_n$) zaledwie ułamek procentu oporności mierzonej, nie musi być przeto bardzo dokładnie wyznaczony. Prąd I wystarczy zmierzyć za pomocą amperomierza precyzyjnego, a prąd I_p — za pomocą miliamperomierza precyzyjnego. Oporność R_p powinna być znana z dokładnością ok. 1%. Natomiast oporność R_k i prąd I_k mogą być określone tylko w przybliżeniu, ponieważ wielkości te nie wchodzą do wzoru (1).

Przy odpowiednim doborze elementów układu pomiarowego oraz zachowaniu środków ostrożności metoda ta pozwala osiągnąć bardzo dużą dokładność względną.

Wartość oporności R_x można wyznaczyć w podobnym układzie dwoma innymi jeszcze sposobami, które jednak są mniej korzystne niż podany wyżej.

Znając stałą napięciową k_u galwanometru można wyznaczyć różnicę spadków napięcia $\Delta U = I R_n - I R_x$ z odchylenia φ galwanometru. Wartość oporności mierzonej wyniesie wówczas:

$$R_x = R_n \pm \frac{\Delta U}{I} = R_n + \frac{k_u \varphi}{I}. \quad (2)$$

Wadą tego sposobu wykonania pomiaru jest to, że odchylenie φ galwanometru ustala się dopiero po kilku sekundach, a w tym czasie może nastąpić zmiana prądu I_k oraz prądu I , przeważnie większego od I_k . Poza tym przy małych odchyleniach galwanometru dokładność odczytu będzie mniejsza niż w metodzie zerowej, tj. przy zupełnej kompensacji.

Odchylenie galwanometru spowodowane różnicą ΔU spadków napięcia na oporności wzorcowej i badanej można sprowadzić do zera włączając równolegle do oporności R_x lub R_n , zależnie od tego, która z nich jest większa, odpowiednią oporność R_b . Wartość oporności R_x wyznacza się wówczas ze wzoru

$$R_x = \frac{R_n}{1 \pm \frac{R_n}{R_b}} \quad (3)$$

przy czym znak górny odnosi się do przypadku zbocznikowania oporności R_n , a znak dolny do przypadku zbocznikowania oporności R_x .

Gdy $R_b \gg R_n$:

$$R_x \approx R_n \left(1 \mp \frac{R_n}{R_b} \right).$$

Dla bardzo małych różnic pomiędzy opornością R_x i R_n , oporność R_b wypada znacznie większa od oporności R_n . Na przykład przy pomiarze oporności $R_x = 100 \Omega$ dla uzyskania zmiany o 0,1‰ trzeba włączyć równolegle do R_x opornik $R_b = 1 \text{ M}\Omega$. Ze względu na konieczność użycia bardzo dużych regulowanych oporności bocznikujących i ten sposób pomiaru jest mniej korzystny niż zastosowany w metodzie kompensacyjno-różnicowej.

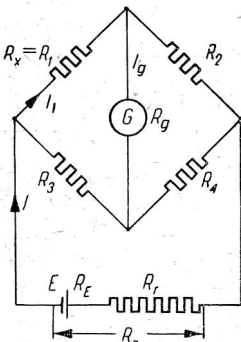
Czułość opisanej metody pomiarowej jest bardzo duża, a w niektórych przypadkach — jak już wspomniano na wstępie — przewyższa czułość mostka Wheatstone'a, co wykażą następujące rozważania.

4. PORÓWNANIE CZUŁOŚCI MOSTKA WHEATSTONE'A Z CZUŁOŚCIĄ UKŁADU KOMPENSACYJNO-ROŻNICOWEGO

4.1. Mostek Wheatstone'a

Czułość mostka Wheatstone'a można rozpatrywać przy rozmaitych założeniach:

1. przy stałym napięciu zasilającym U ,
2. przy stałym prądzie zasilającym I ,
3. przy stałej mocy zasilania mostka P ,
4. przy stałej obciążalności mierzonej oporności (dane I_x),
5. przy danej SEM-nej E i oporności R_E źródła prądu [1]¹.



Rys. 3. Mostek Wheatstone'a.

Nie wyczerpuje to jednak wszystkich zagadnień związanych z czułością mostka Wheatstone'a, gdyż możliwe są jeszcze inne założenia.

Przy pewnych ograniczających warunkach czułość mostka Wheatstone'a jest największa, gdy wszystkie jego oporności, łącznie z opornością źródła prądu i galwanometru, są sobie równe. Twierdzeniu temu przypisuje się jednak częstokroć ogólne znaczenie — co jest mylne [5].

Za podstawę do porównania dwu różnych metod pomiarowych musi być wzięty warunek równości w obu przypadkach prądu I_x , przepływającego przez oporność mierzoną R_x , ponieważ czułość układu pomiarowego zależy od obciążalności tej oporności [2].

¹) Szczegółową analizę czułości mostka Wheatstone'a przy powyższych założeniach przeprowadza J. Fischer [1].

Z równań ułożonych według praw Kirchhoffa dla mostka Wheatstone'a (rys. 3) obliczyć można prąd galwanometru

$$I_g = I \frac{Z}{N}$$

gdzie

$$Z = R_1 R_4 - R_2 R_3$$

oraz

$$N = R_g (R_1 + R_2 + R_3 + R_4) + (R_1 + R_3) (R_2 + R_4).$$

W stanie równowagi mostka $Z=0$, przeto

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}.$$

Przy zmianie R_1 o bardzo małą wartość ΔR_1 powstaje w gałęzi galwanometru prąd ΔI_g , który wynosi:

$$\Delta I_g = I \frac{\Delta Z}{N} = I_1 \frac{(R_1 + R_3)}{R_3} \frac{\Delta R_1 R_4}{N}.$$

Celem uproszczenia wzorów można odnieść oporności mostka do oporności R_1 , a mianowicie:

$$R_2 = \mu R_1; \quad R_3 = \nu R_1; \quad R_4 = \mu \nu R_1;$$

Wówczas

$$\Delta I_g = I_1 \frac{\Delta R_1}{R_1} \frac{1}{\frac{R_g}{R_1} \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) + (1 + \nu)}. \quad (4)$$

Wzór (4) nie uwzględnia jednak czułości galwanometru użytego do pomiaru, która jest zależna od jego oporności R_g . Odchylenie φ galwanometru jest proporcjonalne do prądu I_g przezeń płynącego oraz do oporności R_g :

$$\varphi = k I_g \sqrt{R_g}. \quad (5)$$

Stała k zależy od zwrotnego momentu zawieszenia, natężenia pola magnesu trwałego, powierzchni ceweczki oraz współczynnika wypełnienia uzwojenia, tj. stosunku objętości metalu cewki do całkowitej jej objętości [3]. Praktycznie jednak można przyjąć dla galwanometrów tego samego typu k jako stałą.

Na podstawie (5) i (4) uzyskuje się wzór na odchylenie galwanometru:

$$\Delta \varphi = k I_1 \frac{\Delta R_1}{R_1} \frac{\sqrt{R_g}}{\frac{R_g}{R_1} \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) + (1 + \nu)}. \quad (6)$$

Odchylenie $\Delta\varphi$ galwanometru osiąga największą wartość przy oporności galwanometru

$$R_{g_{opt}} = R_1 \frac{1 + \nu}{1 + \frac{1}{\mu}} \quad (7)$$

Przy bardzo małej oporności źródła prądu E w stosunku do oporności mierzonej R_1 oporność mostka od strony galwanometru R_m równa się oporności zastępczej dwu przyłączonych równolegle do galwanometru oporności, $(R_1 + R_3)$ i $(R_2 + R_4)$, czyli

$$R_m = \frac{(R_1 + R_3)(R_2 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = R_1 \frac{1 + \nu}{1 + \frac{1}{\mu}} \quad (8)$$

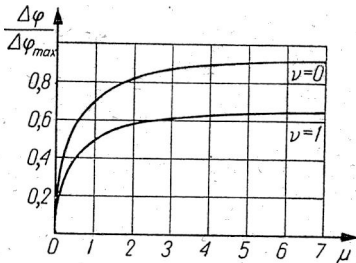
Ze wzorów (7) i (8) wynika, że najkorzystniejsza oporność galwanometru, ze względu na czułość układu, równa się oporności mostka od strony galwanometru¹, czyli:

$$R_{g_{opt}} = R_m \quad (9)$$

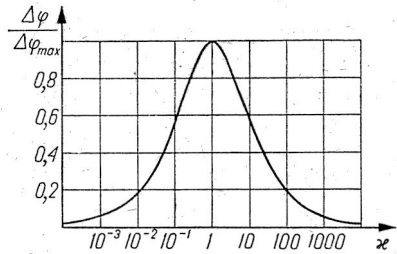
Podobnie najkorzystniejsze warunki tłumienia galwanometru uzyskuje się przy zewnętrznej oporności krytycznej galwanometru $R_0 = R_m$.

Jeśli oporność galwanometru R_g różni się od oporności mostka R_m , wówczas przy założeniu $R_g = \kappa R_m$ i uwzględnieniu wzoru (8), wzór (6) przyjmuje postać:

$$\Delta\varphi = k \frac{\Delta R_1}{R_1} \frac{I_1 \sqrt{R_1}}{\sqrt{\left(1 + \frac{1}{\mu}\right)(1 + \nu)}} \frac{\sqrt{\kappa}}{\kappa + 1} \quad (10)$$



Rys. 4. $\Delta\varphi$ w zależności od μ przy parametrze ν ($\kappa=1$).



Rys. 5. $\Delta\varphi$ w zależności od κ przy najkorzystniejszych innych parametrach.

¹) Należy podkreślić, że wzór ten jest ważny tak dla mostka zrównoważonego jak i niezrównoważonego, przy czym tylko w mostku niezrównoważonym $R_{g_{opt}}$ i R_m zależą od oporności $R_z = R_E + R_r$ gałęzi zasilania, a mianowicie:

$$R_{g_{opt}} = R_m = \frac{R_2(R_2 + R_4)(R_1 + R_3) + R_1 R_2 R_3 + R_2 R_3 R_4 + R_3 R_4 R_1 + R_4 R_1 R_2}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4) + R_2(R_1 + R_2 + R_3 + R_4)}$$

Zgodnie z założeniami współczynnik k , względną zmianę oporności $\Delta R_1/R_1$ oraz wyrażenie $I_1\sqrt{R_1}$, stanowiące pierwiastek z mocy straconej w oporniku R_1 , należy uważać za stałe.

Wpływ μ na czułość układu przy parametrze ν ilustruje rys. 4, a wpływ κ — rys. 5.

Przy $\kappa=1$, $\nu=0$ i $\mu=\infty$ odchylenie galwanometru osiąga największą wartość, która wynosi:

$$\Delta \varphi_{max} = k \frac{\Delta R_1}{R_1} \frac{I_1 \sqrt{R_1}}{2}. \quad (11)$$

W praktyce czułość mostka Wheatstone'a leży poniżej wartości wynikającej ze wzoru (11), gdyż warunki $\nu=0$ i $\mu=\infty$ są niemożliwe do zrealizowania. Poza tym przy $\mu > 1$ oraz $\nu < 1$ oporniki R_2 , R_3 i R_4 musiałyby mieć większą obciążalność niż opornik R_1 . Również ze względu na dokładność pomiaru, a chodzi właśnie o pomiary o największej precyzji, wskazane jest obranie $\mu=1$, gdyż wówczas istnieje możliwość łatwego wyeliminowania wpływu uchybów oporności R_3 i R_4 drogą interpolacji [2], tak iż nie opłaca się nikły zysk na czułości układu.

Przyjmując zatem $\mu=1$ oraz $\nu=1$ uzyskuje się wzory:

$$\Delta \varphi_{max} = k \frac{\Delta R_1}{R_1} \frac{I_1 \sqrt{R_1}}{4}. \quad (12)$$

oraz

$$R_{g_{opt}} = R_1 = R_0.$$

4.2. Układ kompensacyjno-różnicowy

Uproszczony układ przedstawiony jest na rys. 6, w którym R' , R'' i R''' oznaczają oporności zastępcze obwodów kompensacyjnych widzianych od strony galwanometru.

Przy skompensowanym spadku napięcia $I_1 R_1$ na oporniku mierzonym zmiana oporności R_1 o ΔR_1 powoduje odchylenie galwanometru pod wpływem prądu

$$\Delta I_g = \frac{I_1 \Delta R_1}{R_g + R' + R'' + R'''} = \frac{I_1 \Delta R_1}{R_g + R}, \quad (13)$$

gdzie $R = R' + R'' + R'''$ jest opornością, na którą galwanometr jest włączony.

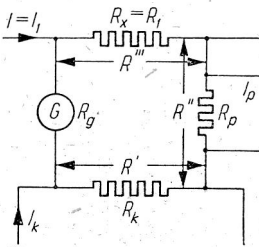
Przyjmując, jak przy mostku Wheatstone'a, że $\varphi = k I_g \sqrt{R_g}$, uzyskuje się wzór na odchylenie galwanometru:

$$\Delta \varphi = k I_1 \Delta R_1 \frac{\sqrt{R_g}}{R_g + R}. \quad (14)$$

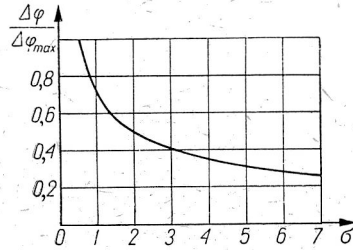
Odchylenie $\Delta \varphi$ galwanometru osiąga największą wartość dla

$$R_{gopt} = R. \quad (15)$$

Właściwe tłumienie galwanometru uzyskuje się przy $R_0 = R$.



Rys. 6. Uproszczony układ kompensacyjno-różnicowy.



($\kappa=1$).

Rys. 7. $\Delta \varphi$ w zależności od σ

Przez podstawienie we wzorze (14) $R_g = \kappa R$ oraz $R = \sigma R_1$ uzyskuje się zależność

$$\Delta \varphi = k \frac{\Delta R_1}{R_1} \frac{I_1 \sqrt{R_1}}{\sqrt{\sigma}} \frac{\sqrt{\kappa}}{\kappa + 1} \quad (16)$$

Wpływ κ na czułość układu jest taki sam, jak przy mostku Wheatstone'a (rys. 5). Zależność odchylenia $\Delta \varphi$ galwanometru od wartości σ przedstawia rys. 7. Galwanometr ma największe odchylenie dla $\kappa=1$ i $\sigma=0$. Ten przypadek graniczny nie jest wprawdzie możliwy do zrealizowania ze względu na szeregowe połączenie R_x i R_n , ale w niektórych przypadkach można uzyskać $\sigma \approx 0,5$ przez odpowiedni dobór elementów układu. Wówczas:

$$\Delta \varphi_{max} \approx k \frac{\Delta R_1}{R_1} \frac{I_1 \sqrt{R_1}}{\sqrt{2}} \quad (17)$$

oraz

$$R_{gopt} = 0.5 R_1 = R_0.$$

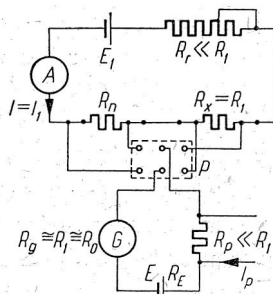
Jak widać zatem z porównania obu metod pomiarowych, czułość układu kompensacyjno-różnicowego w najkorzystniejszych warunkach pomiaru jest prawie 3-krotnie większa niż czułość mostka Wheatstone'a.

W świetle powyższych rozważań najkorzystniejszy układ kompensacyjno-różnicowy przedstawia się, jak podano na rys. 8. Najkorzystniejszy kompensator stanowią akumulatory ze względu na bardzo małą oporność $R_k = R' = R_E$ oraz dużą stałość SEM. Oporność $R'' = R_p$ nie przekracza na

ogół $0,01 \Omega$. Oporność regulacyjną R_r należy dobrać możliwie małą w stosunku do R_1 , by oporność zastępcza R''' była bliska $0,5 R_1$. Pomiar wykonuje się kompensując E za pomocą regulowanego spadku napięcia $I R_n$. W takim układzie pomiarowym $\sigma \approx 0,5$. Niech np. $R_1 = 10 \Omega$, $R_g = 5 \Omega$, $E = 4 \text{ V}$, $R' = R_E \approx 0,01 \Omega$, $R'' \approx 0,01 \Omega$, $R_r = 5 \Omega$; wówczas $R''' = 6 \Omega$, a $\sigma = 0,6$.

Pomijając znikomy wpływ niedostosowania galvanometru do układu ($\kappa = 0,83$) czułość układu będzie zaledwie o 10% mniejsza niż w najkorzystniejszym przypadku, gdy $\sigma = 0,5$. W podanym przykładzie moc stracona w oporniku R_1 wynosi $1,6 \text{ W}$, co przy zanurzeniu opornika wzorcowego w nafcie jest zupełnie dopuszczalne.

Nie zawsze jednak ten najkorzystniejszy układ można zrealizować, przede wszystkim ze względu na to, że napięcie kompensatora, jakie stanowi SEM akumulatorów, zmienia się skokami i nie zawsze można wykorzystać dopuszczalną obciążalność opornika R_1 , od której zależy czułość pomiaru.



Rys. 8. Najkorzystniejszy układ kompensacyjno-różnicowy.

5. DOKŁADNOŚĆ METODY KOMPENSACYJNO-RÓŻNICOWEJ

Rozważania w rozdz. 3 miały charakter raczej teoretyczny, gdyż w praktyce dokładność odczytu, uwarunkowana czułością układu, nawet przy nienajlepszym doborze elementów układu przewyższa znacznie dokładność pomiaru.

Dokładność pomiaru zależy zatem w pierwszym rzędzie od dokładności przyrządów użytych do pomiaru. Przy precyzyjnych pomiarach najważniejsza jest bardzo dokładna znajomość oporności wzorca R_n . Dla wykorzystania w pełni dokładności wzorca, różnica $(R_x - R_n)$ nie powinna przekraczać liczby 100 na końcowych miejscach dziesiętnych wartości gdyż $(R_x - R_n)$ wyznacza się z dokładnością ok. 1% . Jeśli oporności R_x i R_n bardziej różnią się od siebie, można je zbliżyć przez z bocznikowanie R_x lub R_n opornością stałą $R_b \gg R_n$.

Również bardzo ważną dla dokładności pomiaru jest stałość prądów I_k , I_p oraz I (rys. 2). W szczególności przy pomiarze małych oporności R_x uzyskanie dużej stałości znacznego natężenia prądu I natrafia na trudności. Tę ogólną wadę metod kompensacyjnych eliminuje się w znacznej mierze w układzie kompensacyjno-różnicowym przez możliwość bardzo prędkiego kolejnego zrównoważenia spadków napięcia $I R_n$ i $I R_x$.

Dokładność pomiaru mogą zmniejszyć uchyby spowodowane siłą termoelektryczną w obwodzie galvanometru lub prądami błądzącymi. Dla-

tego też układ należy starannie zmontować i zaekranować, a pomiary kontrolować przy zmienionych kierunkach prądów.

Baczną uwagę należy zwrócić również na utrzymanie stałej temperatury i dokładny jej pomiar w opornikach R_n i R_x , gdyż zmiana temperatury o $0,1^{\circ}\text{C}$ spowodować może zmianę oporności o parę milionowych jej wartości. Pamiętać też należy o tym, że charakterystyki $R=f(t)$ oporników wzorcowych mogą być zupełnie różne i że wszystkie pomiary porównawcze muszą być przeto wykonane w tej samej temperaturze.

6. ZASTOSOWANIE

Metoda kompensacyjno-różnicowa nadaje się specjalnie do bardzo precyzyjnych pomiarów oporności, przy czym dokładność tych pomiarów jest uwarunkowana przede wszystkim, jak już wspomniano, dokładnością opornika wzorcowego oraz wartością różnicy pomiędzy opornością wzorcową i badaną. Tak więc znajdzie ona z pewnością zastosowanie do pomiarów porównawczych między dwoma opornikami wzorcowymi o nominalnie równej oporności.

Takie pomiary porównawcze, wykonane na dwu opornikach wzorcowych 10-omowych, przy użyciu galwanometru o stałej napięciowej $k_u=3\cdot 10^{-6}$ V/mm i przy nienajkorzystniejszym doborze innych elementów układu pomiarowego, pozwoliły na odczyt z dokładnością 10^{-6} . Dokładność rzeczywista pomiaru była jednak dziesięciokrotnie mniejsza ze względu na znajomość oporności wzorcowej R_n z dokładnością 10^{-5} .

Opisana metoda nadaje się również dobrze do pomiarów bardzo małych zmian oporności materiału pod wpływem różnych czynników, jak np. temperatury, ciśnienia, zmian strukturalnych w czasie (starzenia) itp.

Tak więc metodą tą wykonano pomiary współczynnika cieplnego oporności na taśmach metalowych z materiału oporowego na oporniki precyzyjne. Oporność próbek wynosiła zaledwie $0,1\ \Omega$, a współczynnik cieplny nie przekraczał $2,5\cdot 10^{-5}$. Charakterystyki $R=f(t)$ badanego materiału zdjęto z dokładnością odczytu ok. 10^{-5} , uwarunkowaną przede wszystkim czułością galwanometru użytego do pomiaru, przy czym rozrzut punktów na krzywej nie przekraczał $\pm 2,5\cdot 10^{-5}$.

Przytoczone przykładowo pomiary zostały wykonane przez W. Hada i I. Zawadzką w Zakładzie Materiałoznawstwa Elektrycznego I. El. we Wrocławiu.

Już te nieliczne przykłady zastosowania świadczą o zaletach metody kompensacyjno-różnicowej.

*Praca niniejsza została przedstawiona
na posiedzeniu Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego
w dniu 22. 10. 1952.*

WYKAZ LITERATURY

1. Fischer J. — Zeitschrift für Instrumenten — Kunde, 1934, s. 137—155.
2. Jäger W. — Elektrische Messtechnik — Leipzig, 1928; s. 339.
3. Krönert. — Empfindlichkeit von Schaltungen — ATM, I 022—3.
4. Krukowski W. — Genauigkeit bei Gleichstrom-Kompensationsmessungen — ATM, I 021—2.
5. Metal A. — Uproszczone obliczanie czułości mostka Wheatstone'a — Przegl. Elektr., 1950, s. 357—359.

Я. КУРЫЛОВИЧ

КОМПЕНСАЦИОННО - ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД
ИЗМЕРЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЙ

РЕЗЮМЕ

При помощи этого метода мы определяем очень малые разности измеряемого и эталонного сопротивления, следовательно, он применим для точного сравнения двух сопротивлений или для измерений малых приращений сопротивления под влиянием разных факторов.

Преимущества этого метода следующие:

1. эластичность измерительной схемы, состоящей из простых, легко получаемых элементов,
2. простота измерений и расчётов,
3. очень большая чувствительность,
4. большая точность обусловленная прежде всего точностью эталона.

Компенсационно - дифференциальная схема состоит из двух примитивных компенсаторов по Линдеку (рис. 2). Первый из них состоит из постоянного, приблизительно известного компенсационного сопротивления R_k , регулирующего реостата источника тока и гальванометра G . Он предназначен для компенсации падения напряжения $I R_n$ на эталонном реостате соединённым последовательно с исследуемым реостатом R_x . Ток I проходящий по $R_n R_x$ измеряется точным амперметром A . Второй компенсатор состоит из сопротивления R_p (с известной точностью порядка $\sim 0,1\%$; регулирующего реостата источника тока, точного миллиамперметра mA и общего для двух компенсаторов гальванометра G . Этот второй компенсатор уравнивает (когда повернём переключатель в положение 2) разность падений напряжения $(I R_n - I R_x)$ согласно уравнению:

$$I R_n - I R_x = \pm I_p R_p \quad (1)$$

откуда

$$R_x = R_n \pm \frac{I_p R_p}{I} \quad (2)$$

При очень малой разности ($R_n - R_x$) достаточно определить выражение $I_p R_g / I$ с точностью $\sim 10^{-1}$.

Из общих рассуждений следует, что компенсационно-дифференциальная схема является наиболее чувствительной, когда сопротивление гальванометра R_g равно внешнему сопротивлению $R = R' + R'' + R'''$ т. е. сумме эквивалентных компенсационных цепей. При этом сопротивление R должно быть возможно мало. Для создания благоприятных условий глушения критическое сопротивление гальванометра R_0 должно также равняться внешнему сопротивлению R .

На рис. 8 показана практически наиболее чувствительная измерительная схема.

Первый компенсатор представляет собой аккумулятор, э.д.с. которого равна E_k , эта э.д.с. уравнивает падение напряжения IR_n регулированное при помощи реостата сопротивлением $R_r \ll R_x$; измерение производится согласно вышеуказанному способу. Таким образом осуществлено условие малого по величине сопротивления R , так как $R' \approx 0,5 R_x$, $R''' \approx 0,01 \Omega$, $R'' \approx 0,01 \Omega$. Чувствительность такой схемы при имеющейся возможности нагрузки R_x , почти в три раза больше чем чувствительность моста Уитстона.

Следует отметить, что точность показанной (даже при хуже подобранных измерительных элементах) обусловленная чувствительностью схемы вообще более точна чем точность эталонного реостата R_n . Так например при сравнении двух эталонных реостатов в 10Ω каждый точность показаний 10^{-6} не могла быть вполне использована, так как сопротивление R_n было известно только с точностью 10^{-5} .

Точность измерения уменьшают также погрешности вызванные непостоянством токов I , I_k , I_p . Поэтому измерение следует производить быстро компенсируя IR_x путём одновременного включения $I_k R_k = IR_n$ вместе с соответственно подобранным $I_p R_p$ в отношении IR_x . При точных измерениях вышеуказанную схему следует тщательно смонтировать и экранировать для предотвращения влияния термоэлектрических сил и блуждающих токов, температуру же реостатов R_n и R_x , тщательно контролировать.

J. KURYŁOWICZ

A COMPENSATED-DIFFERENCE METHOD FOR MEASURING RESISTANCE

Summary

This method serves to determine small differences between measuring and standard resistances, and is suitable for exact comparison of two resi-

stances or for measurement of small increments of resistance under the influence of various factors. Its advantages are:

1. elasticity of measuring equipment which consists of simple and easily obtained elements,
2. simplicity of measurement and calculation,
3. very high sensitivity, and
4. high accuracy, depending only on the accuracy of the standard resistor.

The measuring arrangement is formed by two primitive Lindeck potentiometers (Fig. 2). First of them consists of a constant resistance R_k of an approximately known value, an adjustable resistor, a battery, and a galvanometer G . This potentiometer serves for balancing the voltage drop IR_n on the standard resistor R_n , placed in series with the resistor R_x . The current flowing through R_n and R_x is measured by a precision ammeter A . The second potentiometer consists of a resistance R_p , which is known with an accuracy ca 0.1 per cent, an adjustable resistor, a battery a precision milliammeter mA , and the galvanometer G , common for both potentiometers. After setting the switch P in position 2, the second potentiometer is used to balance the difference of voltage drops ($IR_n - IR_x$) so that

$$IR_n - IR_x = \pm I_p R_p \quad (1)$$

Hence

$$R_x = R_n \mp \frac{I_p R_p}{I} \quad (2)$$

When the difference ($R_n - R_x$) is very small, it is sufficient if the value of $I_p R_p / I$ is determined with the accuracy appr. 1 per cent.

From the general considerations it follows, that the measuring arrangement is most sensitive when the galvanometer resistance R_g is equal to the external resistance $R = R' + R'' + R'''$, that is to the sum of resistances of representing compensating circuits. The resistance R should be as small as possible. In order to obtain convenient damping conditions the critical resistance R_0 of the galvanometer G should be equal to the external resistance R .

The practically most sensitive measuring arrangement is shown in Fig. 8. The first potentiometer is a battery whose E. M. F. is E_k balancing the voltage drop IR_n , adjusted by a resistance $R_r \ll R_x$; otherwise the measuring procedure remains as described above. In this way the condition of small resistance R , is realized because $R' \approx 0,5 R_x$, $R'' \approx 0.01$ ohms, $R''' \approx 0.01$ ohms. At a given load capacity R_x the sensitivity of this arrangement is nearly 3 times greater than that of the Wheatstone bridge.

It will be noted that even if the measuring elements are not so carefully chosen the reading accuracy which depends on sensitivity of the

arrangement is generally higher than the accuracy of the resistance R_n . So, for instance, when comparing two 10-ohms standard resistors the reading accuracy of 10^{-6} could not be fully utilized, the resistance R_n being known with the accuracy of 10^{-5} .

The accuracy of measurement may also decrease owing to the errors caused by unstability of the currents I , I_k and I_p . Therefore the measurement should be made quickly, balancing IR_x by simultaneous switching $I_k R_k = IR_n$ with proved $I_p R_p$ on IR_x .

For precision measurements the described arrangement should be carefully mounted and screened to eliminate the thermoelectric forces and parasitic currents, and the temperature of R_n and R_x should be strictly controlled.

621.318.323.2 : 669.14.018.583

A. SMOLIŃSKI

Uzyskiwanie rdzeni transformatorowych o specjalnych własnościach ze stali krzemowej

Rękopis dostarczono 28. 5. 1953.

Streszczenie. Szereg konstrukcji transformatorów wymaga stosowania blachy transformatorowej o dużej przenikalności początkowej, niewiele zależnej od natężenia pola i zawartej w odpowiednich tolerancjach według norm DIN 41301 lub ČSN EŠĆ 290. Opisana metoda otrzymywania rdzeni klasy A2 polega na segregacji blachy transformatorowej o stratności 1,3 W/kg za pomocą przyrządu do tego celu wykonanego i na odprężającej obróbce cieplnej w piecach muflowych bez atmosfery ochronnej. Rdzenie klasy A1 od grubości 0,15 mm w dół uzyskuje się drogą przewalcowania na zimno blachy klasy A3 otrzymanej za pomocą metody segregacyjnej i odprężającej obróbki cieplnej w piecach muflowych bez atmosfery ochronnej lub w atmosferze wodoru.

1. WSTĘP

Szereg konstrukcji transformatorów telekomunikacyjnych oraz elektrycznych pomiarowych wymaga stosowania blachy transformatorowej o dużej i zawartej w odpowiednich tolerancjach przenikalności początkowej. Rdzenie wykonane z tego rodzaju blachy powinny odznaczać się niewielką zależnością przenikalności od wzbudzenia.

Ważniejsze własności magnetyczne stosowanych w kraju rdzeni ujęte są w normach DIN 41301 oraz ČSN EŠĆ 290, z których wyciąg odnoszący się do rdzeni z blachy ze stali krzemowej podany jest w tablicy 1.

Podana w tej tablicy przenikalność μ_{20} odnosi się do natężenia pola $H=20$ mOe jako wielkości łatwo mierzalnej metodami technicznymi. Przenikalność tę zdefiniowano według normy DIN 40130 jako moduł przenikalności zespolonej [1]

$$|\hat{\mu}| = \sqrt{\mu_L^2 + \mu_R^2}. \quad (1)$$

Dla rdzeni klasy A jest ona mniej więcej do około 10% większa od przenikalności rzeczywistej μ_L , którą przyjęto w Związku Radzieckim [2] i u nas w kraju [3] do określania przenikalności.

Należy dodać, że przenikalności przy słabych polach podane w tablicy 1 mierzy się na normalnych rdzeniach płaszczowych (M42-DIN 41302) ze

Tablica 1

**Normalne własności rdzeni ze stali krzemowej
używane w obwodach transmisyjnych**

Klasa	Grubość d mm	Przenikalność μ_{20} Gs/Oe	Dopuszczalny przyrost		Minimalny opór właściwy ρ $\Omega \text{ mm}^2/\text{m}$	Barwa oznaczeniowa ČSN EŠČ 186
			δ_5 1/Oe	przenikaln. δ_{100} 1/Oe		
A 1	$\left\{ \begin{array}{l} 0,35 \\ 0,15 \\ 0,05 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 850 \pm 150 \\ 850 \pm 150 \\ 800 \pm 150 \end{array} \right.$	20	5	0,4	jasno szara
A 2	0,35	900 ± 200	—	10	0,4	ciemno szara
A 3	0,35	≥ 700	—	—	0,4	czarna
C 2	$\left\{ \begin{array}{l} 0,35 \\ 0,15 \end{array} \right.$	≥ 1200	30	15	0,4	pomarańczowa
C 3	$\left\{ \begin{array}{l} 0,35 \\ 0,15 \end{array} \right.$	≥ 1500	—	—	0,4	czerwona

szczeliną 0,5 mm, złożonych transformatorowo, w rezultacie czego przenikalność rdzenia tego typu wypada mniejsza mniej więcej kilkanaście procent wobec przenikalności rdzenia całkowicie bez szczeliny. Wypadkowa szczelina (rzędu 0,01 mm) wywiera poważniejszy wpływ na wyniki pomiarów przyrostów przenikalności, zdefiniowanych jako

$$\delta_H = \frac{\Delta\mu}{\mu_{20}} \left(\frac{1}{\text{Oe}} \right). \quad (2)$$

Przyrosty mierzone na rdzeniu całkowicie bez szczeliny są do 50% większe. Przedostatnia rubryka tablicy 1 podaje minimalną wartość oporu właściwego, która odpowiada minimalnej zawartości krzemu około 2,5%, to jest granicy, powyżej której nie występuje żelazo γ , co pozwala na szybkie studzenie materiału z wysokich temperatur [4].

Z tablicy 1 wynika, że rdzenie z blachy krzemowej dzielą się na dwie klasy A i C, z których pierwsza charakteryzuje się nominalną przenikalnością μ_{20} mniejszą od 1000 Gs/Oe a druga o zwiększonej przenikalności — posiada nominalną przenikalność μ_{20} większą od 1200 Gs/Oe.

Praca niniejsza opisuje metodę uzyskiwania rdzeni klasy A, stanowiących obecnie 100% zapotrzebowania przemysłu telekomunikacyjnego

w dziedzinie rdzeni o specjalnych własnościach ze stali krzemowej. Metoda uzyskiwania rdzeni klasy C stanowi przedmiot oddzielnej pracy.

2. METODY WYTWARZANIA RDZENI KLASY A

Rdzenie transformatorowe o własnościach odpowiadających klasie A wytwarza się drogą wycinania wykrojów ze specjalnych gatunków blachy krzemowej i poddania ich odpowiedniej obróbce cieplnej zwykle w atmosferze wodoru.

Normalna metoda wytwarzania blach ze stali krzemowej na skalę przemysłową polega na przetopieniu odpowiednio czystych surowców w piecach próżniowych, przewalcowaniu wlewków początkowo na gorąco, a w ostatniej fazie na zimno. Uzyskany w postaci blach lub taśm materiał jest końcowym wyrobem hutniczym. Wytwarzanie rdzeni — połączone z odpowiednią obróbką cieplną — odbywa się u producenta materiału bądź w fabrykach przemysłu telekomunikacyjnego i elektrycznych przyrządów pomiarowych.

Opisana metoda daje jednorodny produkt wyjściowy, lecz wymaga odpowiednich inwestycji w hucie (piece próżniowe) i w fabryce rdzeni (piece wodorowe) [5].

Ponieważ na obecnym etapie naszej gospodarki zastosowanie pieców próżniowych do wytwarzania specjalnych stali krzemowych nie jest możliwe, więc opracowano ostatnio w kraju metodę zbliżoną do opisanej, w której zastosowano łukowe piece elektryczne do wytapiania stali i końcową obróbkę cieplną rdzeni rafinującą materiał [6]. Za pomocą tej metody udało się uzyskać w obrębie klasy A rdzenie klas A3 (0,35 mm) i A1 (0,1 mm).

Metoda ta wymaga jednak specjalnego wytapiania stali, co pozwala na dobranie odpowiedniej zawartości krzemu i uzyskanie łatwego do obróbki mechanicznej materiału, oraz obróbki rafinacyjnej (powyżej 1200°C) w atmosferze wodoru, a więc zainstalowania odpowiednich pieców wodorowych w fabrykach przemysłu telekomunikacyjnego i elektrycznych przyrządów pomiarowych, względnie wytwarzania gotowych wykrojów w hucie.

Ze względu na konieczność wprowadzenia pewnych inwestycji w hutnictwie i w fabrykach przemysłu telekomunikacyjnego, metoda ta da rezultaty dopiero przy końcu planu sześcioletniego.

Pilne zapotrzebowanie przemysłu telekomunikacyjnego na pewne gatunki rdzeni klasy A zmusiło telekomunikację do opracowania własnej metody otrzymywania odpowiedniego materiału [7] i przetwarzania go w pełnowartościowy produkt wyjściowy [8]. Metoda ta pozwoliła na za-

spokojenie potrzeb przemysłu telekomunikacyjnego w rdzenie klas A3, A2 i A1 (0,1 mm) przy pomocy inwestycji pochodzenia krajowego.

3. SEGREGACYJNA METODA UZYSKIWANIA BLACH TRANSFORMATOROWYCH KLASY A3

Omawiana metoda polega na segregacji blachy transformatorowej o zawartości 4% Si wyrabianej w kraju w stosunkowo wielkiej ilości dla przemysłu elektrycznego [7]. Jeden z gatunków tej blachy o stratności 1,3 W/kg przy indukcji $\bar{B}=10$ kGs i o grubości 0,35 mm jest wytwarzany w kraju w ilościach co najmniej sto razy większych od zapotrzebowania przemysłu telekomunikacyjnego na blachy o własnościach specjalnych. Blacha transformatorowa produkowana dla przemysłu elektrycznego ze względu na swój proces wytwarzania jest materiałem wielce niejednorodnym. W jednej partii blach, pochodzących z tego samego wytopu i tej samej obróbki cieplnej, występują dość znaczne różnice własności magnetycznych a zwłaszcza przenikalności początkowej. Różnice własności magnetycznych występujące wzdłuż i w poprzek kierunku walcowania arkusza blachy nie przekraczają na ogół kilkanaście procent; występują one również w różnych miejscach tego samego arkusza¹ oraz między arkuszami tej samej dostawy.

Jak już wspomniano, największe różnice występują przy pomiarze przenikalności przy słabych polach. Średnia przenikalność mierzona w środku arkusza blachy transformatorowej o stratności nominalnej 1,3 W/kg pomierzonej za pomocą 10 kg aparatu Epsteina może się zmieniać przeszło dwukrotnie przy blachach z różnych dostaw (np. $\mu_{20}=320\div 760$ Gs/Oe [4]).

Z danych powyższych wynika, że jeśli omawiane blachy transformatorowe o stratności nominalnej 1,3 W/kg zawierają tylko 1% blach klasy A3 (tj. o $\mu_{20}\geq 700$ Gs/Oe)², to można będzie wybrać z nich dostateczną liczbę blach specjalnych dla przemysłu telekomunikacyjnego. Pozostałe blachy

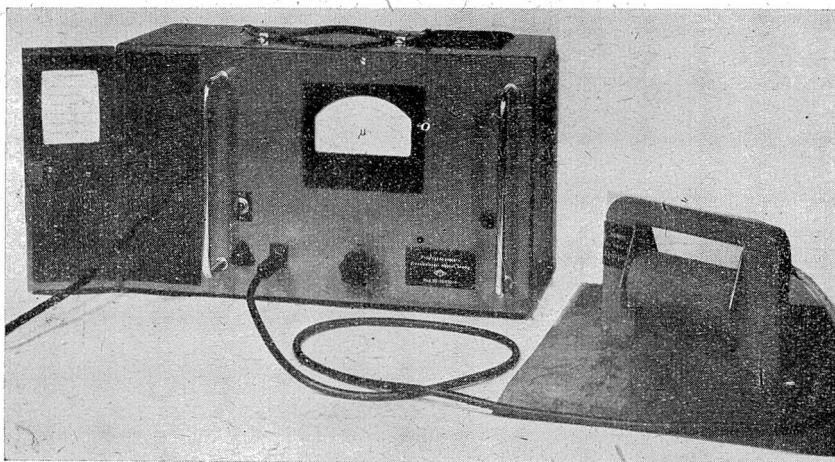
¹) Aczkolwiek w poszczególnych arkuszach tak otrzymanej blachy klasy A3 występują miejsca o różnych wartościach przenikalności różniące się zwykle kilkanaście procent a w niektórych przypadkach nawet kilkadziesiąt procent od wartości średniej, to jednak przeciętne wartości przenikalności rdzeni wykonanych z jednego arkusza statystycznie wypadają mniej więcej jednakowe.

²) Przyjmujemy te same wartości przenikalności dla blachy, jakie podane są w tablicy 1 dla rdzeni M42 o szczelinie 0,5 mm złożonych transformatorowo. W rzeczywistości blacha, z której uzyskuje się rdzeń omawiany, będzie miała przenikalność o kilkanaście procent większą, o ile nie uwzględni się wpływu naprężeń powstałych przy wycinaniu.

stanowią pełnowartościowy surowiec zużywany do transformatorów sieciowych.

Do segregacji blachy transformatorowej o grubości $0,35 \text{ mm} \pm 10\%$ wykonano specjalny przyrząd pomiarowy (rys. 1) [9], [10]. Przyrząd ten składa się z jarzma magnetycznego, które ustawia się na badanym arkuszu blachy, oraz ze wskaźnika przenikalności występującej przy nateżeniu pola $\bar{H} = 20 \text{ mOe}$. Wskaźnik zasilany jest z sieci prądu zmiennego.

Przyrząd ten mierzy w zasadzie przewodność magnetyczną drogi strumienia w arkuszu blachy, czyli iloczyn przenikalności przez grubość bla-



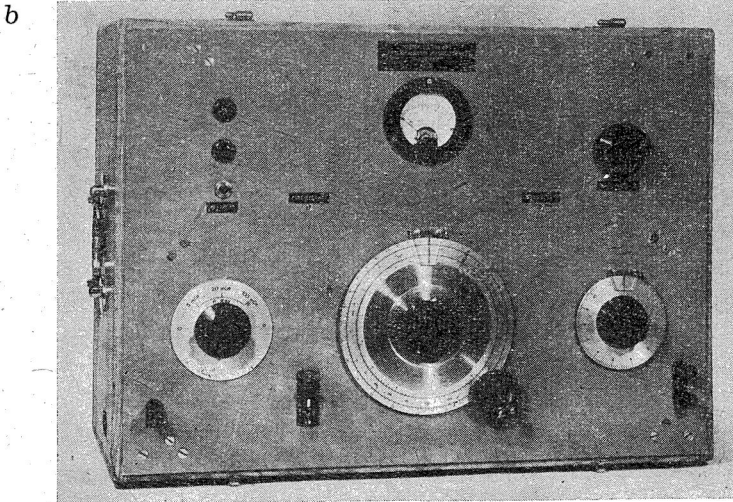
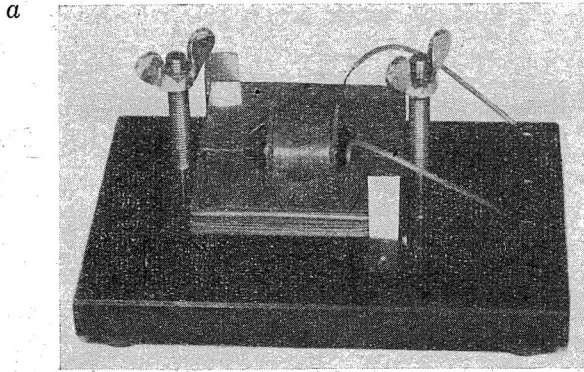
Rys. 1. Przyrząd do segregowania blachy transformatorowej.

chy. Zakładając w pierwszym przybliżeniu stałą grubość blachy (np. $0,35 \text{ mm} \pm 10\%$) można wyskalować wskaźnik wprost w przenikalności z dokładnością $\pm 10\%$ wynikającą z tolerancji grubości blachy. Dodatkowy pomiar grubości blachy mikromierzem pozwala na dokładniejsze określenia przenikalności arkusza.

Omawiany przyrząd został wyskalowany za pomocą urządzenia do pomiaru przenikalności na małych próbkach (rys. 2) [11], wyciętych z arkusza blachy w sposób wprowadzający możliwie małe naprężenia. Oznacza to, że przyrząd mierzy w zasadzie nie przenikalność arkusza blachy, lecz przenikalność małej próbki wyciętej ze środka arkusza.

Pomiar przenikalności za pomocą omawianego przyrządu wymaga postawienia jarzma na arkuszu blachy o znanej grubości (leżącym na niemagnetycznym stole) i odczytu μ_{20} dla kierunków wzdłuż i w poprzek walcowania. Segregacja arkuszy blachy polega więc na sprawdzeniu czy średnia wartość przenikalności $\mu_{20} \geq 700 \text{ Gs/Oe}$.

Próbné segregacje blachy transformatorowej o nominalnej stratności 1,3 W/kg przy $\bar{B}=10$ kGs i grubości $0,35 \text{ mm} \pm 10\%$ wykazały słusność założeń. Z segregacji około 900 arkuszy uzyskano około 20% arkuszy



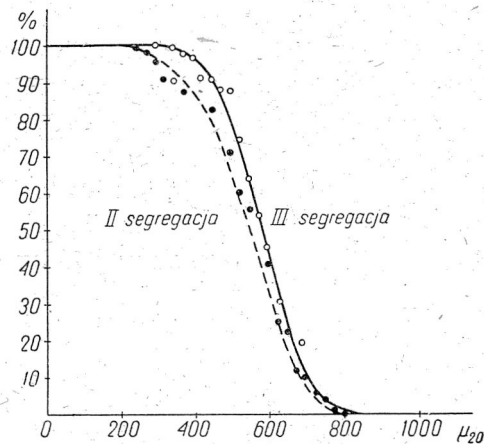
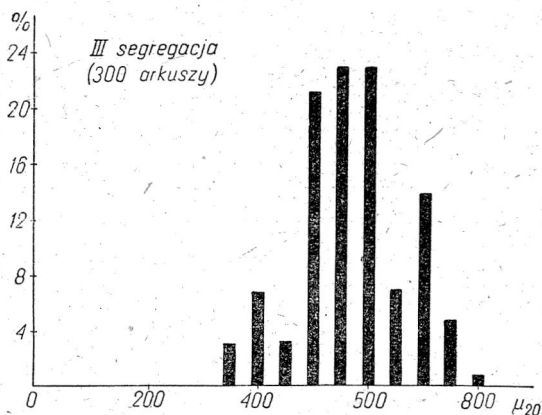
Rys. 2. Przyrząd do pomiaru przenikalności przy słabych polach na małych próbkach

- a) permeametr rozłożony
b) mostek z selektywnym wskaźnikiem zera.

o przenikalności $\mu_{20} \geq 700 \text{ Gs/Oe}$. Uwzględnienie grubości blachy zmniejszyło wynik do około 5% arkuszy blachy klasy A3, czyli liczby zapewniającej pięciokrotnie większe możliwości otrzymywania tejże blachy niż istniejące zapotrzebowanie.

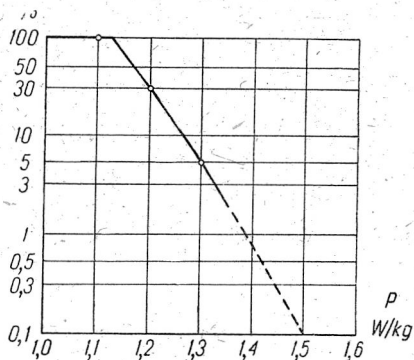
Przykłady rozrzutu przenikalności bez uwzględnienia grubości blachy podane są na rys. 3 i 4.

Należy dodać, że dalsze próby segregacji wykazały, że z blachy o stratności 1,1 W/kg prawdopodobnie otrzyma się prawie 100% bla-



Rys. 3. Procent blach o przenikalności μ_{20} otrzymany w III segregacji (bez uwzględnienia grubości blachy zawartej w tolerancji $\pm 10\%$).

Rys. 4. Procent blach o przenikalności μ_{20} większej od przenikalności wyrażonej daną odcięcą (bez uwzględnienia grubości blachy zawartej w tolerancji $\pm 10\%$).



Rys. 5. Procent blach klasy A3 z uwzględnieniem grubości w zależności od normalnej stratności blachy.

chy klasy A3. Segregacja blachy o stratności 1,5 W/kg praktycznie nie daje pozytywnych wyników. Wyniki powyższych prób zestawione są na rys. 5.

Opisana powyżej metoda segregacyjnego uzyskania blach klasy A3 została przed dwoma laty wprowadzona do przemysłu telekomunikacyjnego i do jednej z fabryk przemysłu elektrycznego.

4. PROPOZYCJA UTWORZENIA KLAS A4 i A5

Z blachy klasy A3, uzyskiwanej za pomocą wyżej opisanej metody segregacyjnej, wycina się wykroje za pomocą wykrojników blokowych. Przy tej operacji wprowadza się poważne naprężenia, które obniżają dość znacznie (przeciętnie do $500 \div 600$ Gs/Oe) przenikalność przy słabych polach (μ_{20}). Naprężenia te niweczą w znacznym stopniu dużą przenikalność uzyskaną przez zastosowanie arkuszy blachy klasy A3.

Okazuje się jednak w praktyce, że opłaca się stosować rdzenie wykrojone z blachy klasy A3, gdyż odznaczają się one równomiernością przenikalności mimo jej niewielkiej wartości odpowiadającej klasie A5. Z tego powodu wydaje się celowe zaproponowanie utworzenia dodatkowych klas

Tablica 2

Klasa	Grubość d mm	Przenikalność μ_{20} Gs/Oe	Dopuszczalny przyrost przenikalności		Minimalny opor właściwy ρ Ω mm ² /m
			δ_5 1/Oe	δ_{100} 1/Oe	
A 4	0,35	600 ± 100	—	10	0,4
A 5	0,35	600 ± 100	—	—	0,4

A4 i A5 o własnościach zestawionych w tablicy 2. Rdzenie wycięte z blachy klasy A3 spełniają z reguły wymagany warunek przenikalności ($700 \text{ Gs/Oe} > \mu_{20} \geq 500 \text{ Gs/Oe}$), natomiast przeważający procent spełnia również warunek dopuszczalnego przyrostu przenikalności ($\delta_{100} \leq 10 \text{ 1/Oe}$). Rdzenie spełniające ten drugi warunek zaliczamy do klasy A4, natomiast klasę A5 przeznaczają się dla rdzeni o zbyt dużej wartości przyrostu przenikalności δ_{100} .

Na tym miejscu należy jeszcze raz podkreślić, że własności podane w tablicy 2 odnoszą się do płaszczowych rdzeni pomiarowych (M42 — ze szczeliną 0,5 mm, złożonych transformatorowo) i że rdzenie całkowicie bez szczeliny mają odpowiednio większe własności wartości μ_{20} i δ_{100} .

Istnieje jeszcze jedna przyczyna przemawiająca za utworzeniem klas A4 i A5. Metoda segregacji dostarcza blachy klasy A3 w przypadku, gdy zakład segregujący dysponuje odpowiednią ilością blachy transformatorowej o stratności nie większej od 1,3 W/kg. Przemijające trudności zaopatrzenia w ten surowiec, jak również zbyt mała ilość blachy o strat-

ności 1,3 W/kg w danym zakładzie powodują, że często należy zadowolić się blachą o gorszych własnościach w zakresie słabych pól, tym bardziej, że z blachy o stratności 1,3 W/kg wysegregowuje się około 20% blachy klasy A5. Prawie dwuletnie doświadczenie jednej z fabryk wykazało przydatność wysegregowywania blachy o własnościach odpowiadających klasie A5. Wprawdzie wykroje wycięte z blachy klasy A5 posiadają przenikalność μ_{20} rzędu $400 \div 500$ Gs/Oe, to jednak po obróbce cieplnej opisanej poniżej uzyskują na ogół własności klasy A4.

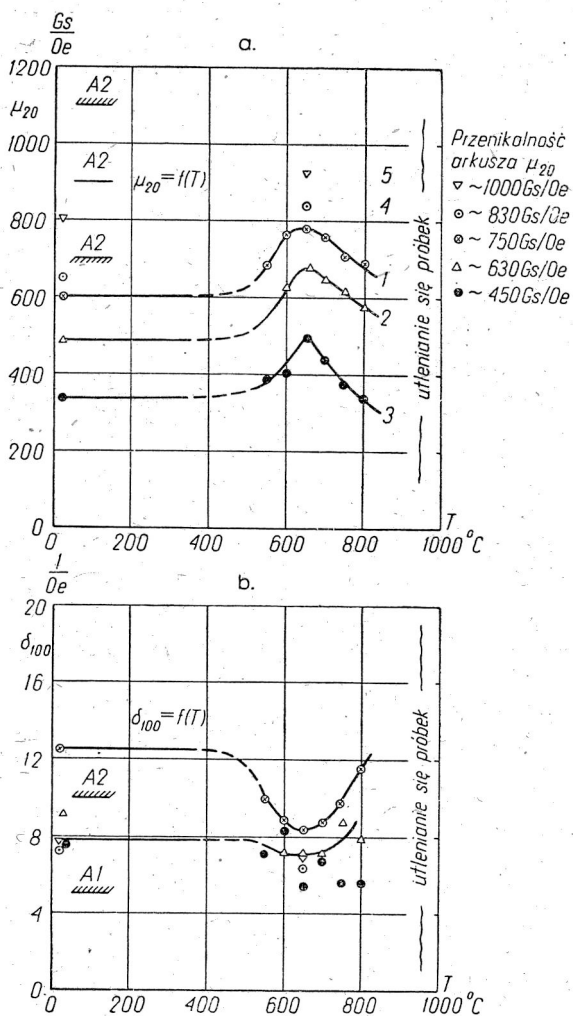
Należy dodać, że spodziewaną wartość przenikalności wykroju wyciętego z blachy o danej przenikalności określonej za pomocą przyrządu z rys. 1 podano w lewej części rys. 7.

5. UZYSKIWANIE RDZENI KLASY A2 I A3

Naprężenie wprowadzane przy wycinaniu wykrojów, pogarszające w znacznej mierze ich własności magnetyczne, usuwa się za pomocą odpowiedniej obróbki cieplnej. Obróbka ta usuwa nie tylko wpływ naprężeń powstałych przy wycinaniu wykrojów, lecz również zmniejsza w pewnym stopniu zanieczyszczenia stali krzemowej, polepszając wskutek tego własności magnetyczne wykrojów. Opierając się na badaniach Drożdżyny, Łużyńskiej i Szura [12] stwierdzających, że materiał odzyskuje wyjściowe własności magnetyczne dopiero w warunkach rekrytalizacji, należy przeprowadzić obróbkę cieplną w ten sposób, aby podczas obróbki cieplnej materiał przeszedł przez rekrytalizację. Z badań nad rekrytalizacją wynika, że wysokość temperatury obróbki cieplnej jest tym niższa, im większe naprężenia i odkształcenia wprowadzono do wykroju [13]. Należy również dodać, że przedłużanie czasu obróbki cieplnej obniża w pewnej mierze temperaturę rekrytalizacji. Zatem należy się spodziewać, że dla usunięcia poważnych naprężeń powstałych przy wytłaczaniu wykrojów o małej szerokości pasków materiału wystarczy stosunkowo niska temperatura przy względnie niedługim czasie wyżarzania.

Celem wszechstronnego zbadania obróbki cieplnej przeprowadzono ją początkowo w piecu wodorowym umieszczając wykroje bezpośrednio w piecu, jak również w pudełku z blachy do głębokiego tłoczenia, a potem w piecu muflowym bez atmosfery ochronnej [8]. Badano nie tylko wpływ temperatury i czasu wyżarzania, lecz również szybkości nagrzewania i chłodzenia wykrojów. W toku tych badań stwierdzono, że poważny wpływ na przenikalność μ_{20} oraz jej przyrosty δ_{100} i δ_5 wywierają temperatura i czas wyżarzania. Po ustaleniu, że jako optymalny czas wyżarzania należy uznać 4 godziny, zbadano wpływ temperatury wyżarzania. Typowe krzywe przenikalności μ_{20} i jej przyrostu δ_{100} w zależności od tem-

peratury wyżarzania przy czterogodzinnym czasie wyżarzania w piecu muflowym podane są na rys. 6. Jako pewne zabezpieczenie przed utlenianiem stosowano umieszczenie wykrojów w pudełku ze stali o małej zawartości węgla i mocno ubity proszek tlenku glinu, który służył również jako zabezpieczenie przed sklejeniem się wykrojów. Celem uszczelnienia pudełka miejsca styków pokrywy z pudełkiem zaklejano kaolinem ze szkłem wodnym.



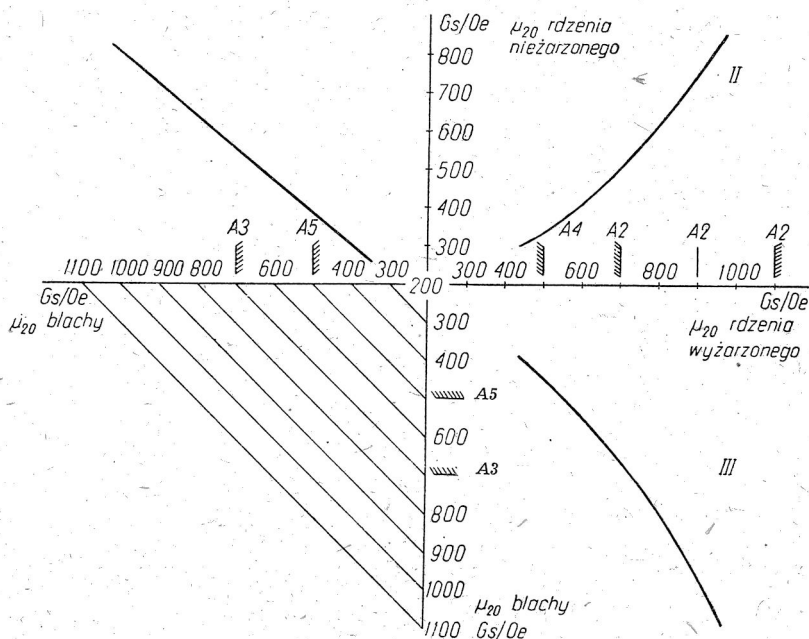
Rys. 6. Wpływ temperatury wyżarzania z blachy klasy A3 na przenikalności μ_{20} i jej przyrost δ_{100} .

Wyżarzanie przeprowadzono nie tylko na wykrojach pomiarowych (M42 ze szczeliną 0,5 mm złożonych transformatorowo) z blachy klasy A3 o różnych wartościach przenikalności ($\mu_{20} \approx 750, 830$ i $1000 Gs/Oe$), lecz również na wykrojach z blachy klasy A5 ($\mu_{20} \approx 630 Gs/Oe$ i gorszych $\mu_{20} \approx 450 Gs/Oe$). Jako wynik wyżarzania należy stwierdzić, że przy temperaturze około $650^{\circ}C$ występuje powiększenie przenikalności μ_{20} i zmniejszenie się jej przyrostu δ_{100} , w rezultacie czego wykroje z blachy klasy A3 uzyskują własności klasy A2, a wykroje z blachy klasy A5 uzyskują własności klasy A4.

Ponieważ szybkość nagrzewania wykrojów nie gra roli, a wielka szybkość ostygnięcia ($25 \div 50^{\circ}C/min$), odpowiadająca wsadowi wyjętemu z pieca i studzonemu w powietrzu, jest raczej korzystna [6], [16], więc wykorzystanie pieców może być bardzo duże. Istnieje jednak obawa, że tego typu studzenie może prowadzić do podatności materiału na

starzenie magnetyczne, czemu można zapobiec stosując powolniejsze studzenie wsadu wraz z piecem.

Otrzymaną przy opisanej obróbce cieplnej poprawę własności wykrojów należy tłumaczyć z jednej strony rekrytalizacją materiału usuwającą naprężenia wprowadzone przy obróbce mechanicznej, a z drugiej strony zmniejszeniem się zanieczyszczeń stali krzemowej przez wypalanie ich tlenem przedostającym się przez nieszczelność pu-



Rys. 7. Wykres do oceniania przenikalności μ_{20} wykrojów pomiarowych (M42 — ze szczeliną 0,5 mm, złożonych transformatorowo) wyciętych z blachy o danej przenikalności μ_{20} pomierzonej przyrządem z rys. 1.

I — wykroje nieżarzone, II i III — wykroje wyżarzone.

dełka [16]. Przeciętna zawartość węgla wynosząca w blasze klasy A3 $0,035 \div 0,040\%$ maleje przy opisanej obróbce cieplnej do $0,025 \div 0,030\%$. Natomiast stosunkowo niska temperatura obróbki cieplnej nie wywołuje rozrostu ziarna ponad wielkości ziarna charakteryzujące blachę w arkuszach (nieobrabianą mechanicznie po wyżarzeniu w hucie).

Należy dodać, że tlen przedostający się przez nieszczelności pudełka równoważy szkodliwy wpływ zanieczyszczeń pudełka wydostających się z jego ścian podczas obróbki cieplnej, jak to stwierdzono w szeregu porównawczych prób przeprowadzonych w piecach wodorowych i mufłowych. Należy również stwierdzić, że obróbka cieplna przeprowadzona

w piecu wodorowym w zakresie stosunkowo niskich temperatur ($600 \div 900^{\circ}\text{C}$) w zasadzie nie daje lepszych rezultatów od odpowiednio przeprowadzonej obróbki w piecu muflowym jedynie poza gładką i wolną od tlenków powierzchnią wykrojów [8]. Korzyści ze stosowania blach segregowanych i obróbki cieplnej można zestawić w postaci wykresu podanego na rys. 7, z którego wynika, że obróbka cieplna w zasadzie kompensuje spadek przenikalności μ_{20} wywołany przez naprężenia wprowadzone przez obróbkę mechaniczną. Mimo że wykres III wskazuje, że obróbka cieplna wykrojów wyciętych z blach gorszych prowadzi do przenikalności μ_{20} większej od przenikalności arkusza, a dla blach lepszych daje przenikalność mniejszą niż przenikalność arkusza, to jednak należy pamiętać, że na wykresach tych podana jest przenikalność z uwzględnieniem wpływu wypadkowej szczeliny. Przenikalność rzeczywiście występująca w rdzeniu jest, jak wyżej wspomniano, większa o kilkanaście procent od przenikalności pomierzonej i podanej na rys. 6 i 7, wobec czego można by wyciągnąć wniosek, że obróbka cieplna wykrojów prowadzi do przenikalności większych od przenikalności arkusza blachy, gdyby nie brać pod uwagę naprężeń wprowadzonych przy wycinaniu małych próbek potrzebnych do skalowania przyrządu z rys. 1 i nieuwzględnionych przy skalowaniu tego przyrządu.

6. UZYSKIWANIE RDZENI KLASY A1

Z rozważań podanych powyżej wynika, że obróbka cieplna wykrojów wyciętych z blachy klasy A3 gorąco walcowanej prowadzi do przyrostów przenikalności spełniających warunki klasy A2 i z reguły nie pozwala na uzyskanie mniejszych ich wartości. Zatem rdzeni o własnościach klasy A1 należy poszukiwać na innej drodze.

Nieliczne wzmianki w literaturze [4] wskazują, że otrzymywanie małych przyrostów przenikalności związane jest z walcowaniem na zimno stali krzemowej w postaci taśmy z wycinaniem wykrojów z tej taśmy i z końcową obróbką cieplną odprężającą.

Z powyższego wynika, że warunkiem koniecznym do uzyskania realnego wyniku jest posiadanie blachy o własnościach odpowiadających klasie A3 o grubości kilkakrotnie większej od żądanej grubości wykrojów. Z blachy tego typu można będzie uzyskać drogą walcowania na zimno odpowiedni materiał dla wykrojów.

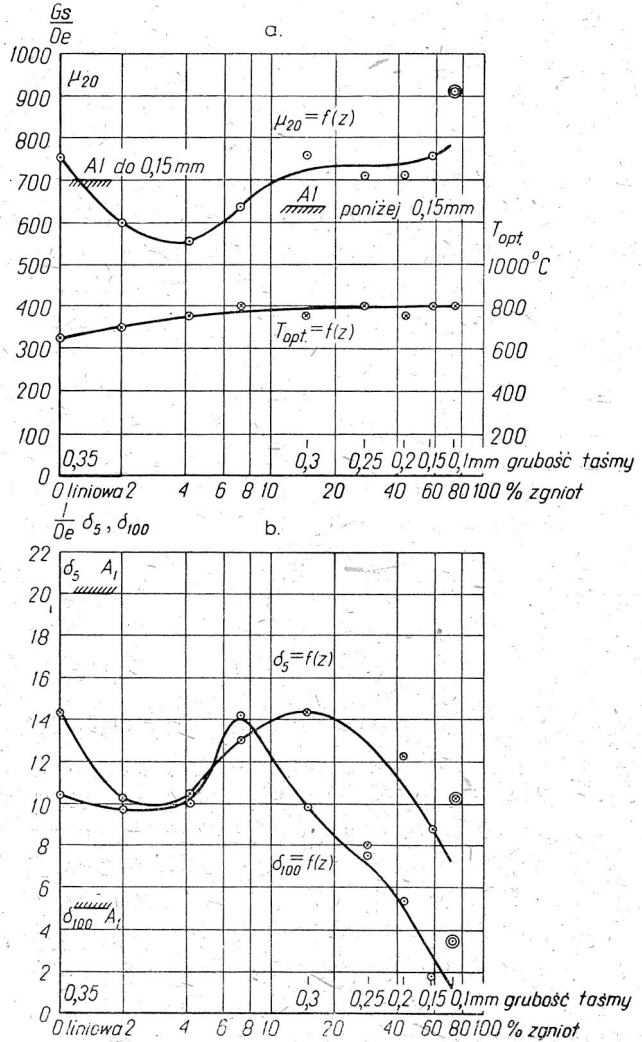
Ponieważ blachę klasy A3 segreguje się z blachy transformatorowej o grubości 0,35 mm, więc drogą walcowania na zimno nie będzie można uzyskać taśmy o grubości 0,35 mm, lecz jedynie taśmy cieńsze wymienione w tablicy 1 (o grubości 0,15 i 0,05 mm).

Celem sprawdzenia możliwości uzyskiwania odpowiednich własności magnetycznych za pomocą opisanej metody przewalcowano na zimno taśmy z blachy klasy

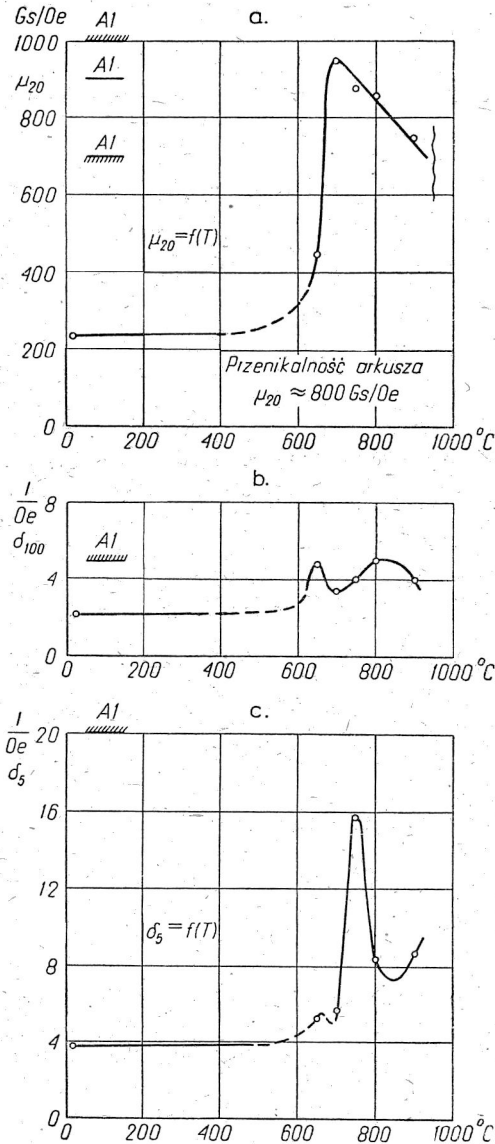
A3 o grubości 0,35 mm wprowadzając kolejno coraz większy zgniot. Z tych taśm wycięto szereg małych próbek prostokątnych [3] i przeprowadzono na nich obróbkę cieplną odpuszczającą zarówno w piecu mufowym jak i wodorowym. Wyniki tych badań przy obróbce cieplnej w piecu mufowym są zestawione na rys. 8, na którym podano w górnej części

optymalną temperaturę czterogodzinnego żarzenia, przenikalność μ_{20} i jej przyrosty δ_5 i δ_{100} o wartościach spełniających warunki klasy A1 przy zgniotach większych od 50%. Należy dodać, że obróbka cieplna w piecu wodorowym daje podobne rezultaty, zabezpiecza jednak znacznie lepiej powierzchnię blachy i z tego powodu jest zalecana przy grubościach 0,1 mm i mniejszych zwłaszcza, że optymalna temperatura wyżarzania zbliża się do 800°C.

Wyniki powyższych badań zostały potwierdzone pomiarami na rdzeniach pomiarowych. Rys. 9 podaje typowe wyniki pomiarów na rdzeniach M42 wyciętych z taśmy o grubości 0,15 mm i poddanych obróbce cieplnej w piecu mufowym bez atmosfery ochronnej.



Rys. 8. Wpływ zgniotu przy walcowaniu na zimno blachy klasy A3 na przenikalność μ_{20} i jej przyrosty δ_5 i δ_{100} małych próbek wyżarzonych optymalnie.



Rys. 9. Wpływ temperatury wyżarzania wykrojów wyciętych, z przewalcowanej na zimno blachy klasy A3 do grubości 0,15 mm, na przenikalność μ_{20} i jej przyrosty przy stałym czasie wyżarzania 4 godziny. Piec muflowy bez atmosfery ochronnej.

Największą wartość przenikalności μ_{20} przy odpowiednio małych jej przyrostach uzyskuje się przy temperaturze 700°C, a więc niższej od optymalnej temperatury dla małych próbek prostokątnych. Wynik ten jest w zasadzie zgodny z badaniami nad rekryształizacją, gdyż naprężenia wprowadzane przy wycinaniu wykrojów płaszczowych M42 są znacznie większe niż przy wycinaniu małych próbek.

Walcowanie na zimno taśmy o zawartości 4% Si jest zabiegiem żmudnym ze względu na znaczną twardość i kruchość tego materiału. Mimo to taśmę o grubości 0,15 mm uzyskuje się bez większych trudności. Poważniejsze trudności występują natomiast przy walcowaniu do mniejszych grubości, np. 0,1 mm. Aby ułatwić proces walcowania stosuje się przy grubości ok. 0,2 mm bardzo krótkie międzyoperacyjne wyżarzanie przeprowadzone z szybkim nagrzewaniem taśmy do temperatury około 900°C. Silnie zgnieciony materiał łatwo się rekryształizuje i wskutek szybkiego wyjęcia z pieca zachowuje drobnoziarnistą strukturę przy zmniejszonej twardości i zwiększonej plastyczności ułatwiając w ten sposób dalszy proces walcowania [18].

Wydaje się jednak, że opisane międzyoperacyjne wyżarzanie prowadzi do pewnego zwiększenia przyrostów przenikalności nie wykraczającego zresztą poza ramy klasy A1 (punkty podwójne okolone na rys. 8). Z tego powodu

przedłużenie czasu tego wyżarzania względnie powiększenie liczby wyżarzeń względnie powiększenie liczby wyżarzeń na łątwość dalszego walcowania może doprowadzić do wykroczeń poza granice klasy A1.

Rdzenie pomiarowe wykonane z blach klasy A3 przewalcowanej na zimno do grubości 0,1 mm z jednym międzyoperacyjnym wyżarzaniem po czterogodzinnej obróbce cieplnej w piecu muflowym w temperaturze 700°C wykazują własności klasy A1.

Należy dodać na zakończenie, że opisany powyżej sposób otrzymywania rdzeni klasy A1 jest wprowadzony obecnie do produkcji w jednej z fabryk przemysłu telekomunikacyjnego.

7. WNIOSKI

Wnioski, jakie można wysnuć z powyższej pracy, dają się sformułować w sposób następujący.

Z produkowanego w dostatecznej ilości surowca, jakim jest blacha transformatorowa o stratności 1,3 W/kg, można wysegregować za pomocą specjalnie do tego celu wykonanych w kraju przyrządów blachę transformatorową klasy A3. Naprężenia wprowadzane przy wycinaniu wykrojów obniżają własności magnetyczne do wartości odpowiadających klasie A4, lecz prosta obróbka cieplna w piecach muflowych bez atmosfery ochronnej pozwala na uzyskanie własności odpowiadających klasie A2. Podobne rezultaty otrzymuje się przy stosowaniu wysegregowanej blachy klasy A5 z tą tylko różnicą, że obróbka cieplna pozwala na uzyskiwanie własności odpowiadających klasie A4.

Ze względu na brak produkcji materiału klasy A3 o grubości rzędu kilku milimetrów nie można uzyskać rdzeni klasy A1 o grubości 0,35 mm. Natomiast walcowanie na zimno taśm wyciętych z blachy A3 do grubości 0,15 mm bez międzyoperacyjnego wyżarzania i do grubości 0,10 mm z jednym bardzo krótkim międzyoperacyjnym wyżarzaniem dostarcza odpowiedniego surowca, z którego wycięte wykroje poddane obróbce cieplnej w piecach muflowych (bez atmosfery ochronnej przy bardzo starannym zabezpieczeniu przed utlenieniem lub w atmosferze wodoru uzyskanej w sposób nader prosty [19]) pozwala na uzyskanie rdzeni o własnościach klasy A1.

Należy dodać, że wszystkie urządzenia do opisanej powyżej technologii rdzeni o specjalnych własnościach są produkowane w kraju i że w większości z nich jest zaopatrzonego przemysł telekomunikacyjny. Z tego powodu wprowadzanie tej technologii nie napotyka na poważniejsze trudności.

Niektóre etapy opisanej technologii zostały wprowadzone do przemysłu przed dwoma laty, natomiast końcowy jej etap jest w trakcie wdrażania.

nia do produkcji, w rezultacie czego przemysł nasz uniezależnił się od importu z państw kapitalistycznych w zakresie rdzeni transformatorowych o specjalnych własnościach ze stali krzemowej.

*Praca wykonana
w Przemysłowym Instytucie Telekomunikacji
przedstawiona na zebraniu naukowym
Wydziału IV PAN w dniu 16. 3. 1953*

WYKAZ LITERATURY

1. Smoliński A. — Wielkości charakteryzujące materiały magnetyczne — Zeszyty Naukowe Politechniki Warszawskiej, Elektryka 1952, nr 2, s. 3.
2. Cykin G. — Transformatory niskiej częstoty — Moskwa, 1950, s. 180.
3. Smoliński A. — Urządzenie do pomiaru przenikalności magnetycznej na małych próbkach — Prace Badawcze PIT, 1950, nr 2, s. 77.
4. Smoliński A. — Stal krzemowa w telekomunikacji — Prace Badawcze PIT, 1950, nr 3, s. 21.
5. Brykczyński R. — Materiały magnetyczne — Przegląd Radiotechniczny, 1937, nr 9—10, s. 49.
6. Markuszewicz M. — Opracowanie metody wytwarzania blach krzemowych grubości 0,35 i 0,1 mm o dużej przenikalności początkowej — Instytut Metalurgii, Sprawozdanie nr 403.
7. Smoliński A. — Uzyskiwanie blachy transformatorowej klasy A3 — Prace Badawcze PIT, 1951, nr 5, s. 15.
8. Smoliński A. — Usuwanie naprężeń w wykrojach transformatorowych z blachy klasy A3 — Prace Badawcze PIT, 1953, nr 10.
9. Błocki F. — Metody pomiaru przenikalności magnetycznej blach transformatorowych bez wycinania próbek — Przegląd Elektrotechniczny, 1952, nr 4, s. 161.
10. Konopiński T. — Przyrządy do pomiaru przenikalności magnetycznej blach PIT — Przegląd Telekomunikacyjny, 1953, nr 3, s. 105.

А. СМОЛИНСКИ

ПРОДУКЦИЯ ТРАНСФОРМАТОРНЫХ СЕРДЕЧНИКОВ СО СПЕЦИАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ ИЗ КРЕМНИСТОЙ СТАЛИ

Резюме

Ряд трансформаторных конструкций для связи и электротехнических измерений требует применения трансформаторной жести со значительной и лежащей в границах известных допустимых отклонений начальной проницаемостью. Сердечники из подобного рода жести должны отличаться небольшим влиянием возбуждения на проницаемость.

Более важные магнитные свойства применяемых сердечников собраны в нормах DIN 41301 и ČSN EŠC 290, где подан модуль комплексной проницаемости при интенсивности поля $\bar{H}=20$ мэ и относи-

тельные приращения проницаемости от 5 до 20 мэ и от 20 до 100 мэ. Проницаемость измеряется на нормальных броневых сердечниках (М 42 — DIN 41302) со щелью в 0,5 мм, уложенных как в трансформаторе.

Из норм следует, что сердечники из кремнистой стали разделяются на 2 класса — А и С. В настоящем труде описан метод получения сердечников класса А.

Промышленный метод продукции сердечников класса А состоит в плавке кремнистой стали в вакуумной печи, прокатке болванок на требуемую толщину, вырезке соответственных штампов и в их отжиге в водородной печи (при темп. ок. 650°C) для устранения напряжений. Недостаток вакуумных печей соответственного объёма побудил польскую металлургию к разработке замещающего метода, состоящего в плавке кремнистой стали в дуговой печи и в конечной рафинирующей обработке в водородной печи (при температуре свыше 1200°C). Ввиду необходимости введения некоторых инвестиций в литейной промышленности этот метод может дать серьёзные результаты только в конце шестилетнего плана.

Срочный запрос промышленности связи на некоторые сорта сердечников класса А заставил промышленность разработать собственный метод получения соответствующего сырья и переработки его на полноценный исходный продукт.

Метод этот состоит в сортировке трансформаторной жести с содержанием ок. 4% Si, которая изготавливается в сравнительно значительных количествах для электротехнической промышленности. Жесть эта является материалом очень неоднородным вследствие процесса её продукции. Особенно значительные различия оказываются при измерении проницаемости при слабых полях. Из ряда измерений исполненных специально построенным прибором (рис 1), калиброванным при помощи малых образцов, следует, что проницаемость μ_{20} листа жести с потерями 1,3 в/кг при $B=10$ кгс и толщиной 0,35 мм колеблется в диапазоне от 200 до 1000 гс/э. Измерения также указали, что жесть этого сорта содержит в среднем 5% листов класса АЗ ($\mu_{20} \geq 700$ гс/э). Так как полная продукция жести этого сорта превышает запрос промышленности связи приблизительно в 100 раз, то является возможным отсортировать количество жести АЗ значительно больше запроса. Следует заметить, что жесть с меньшими потерями содержит большее количество листов класса АЗ.

Трансформаторные штампы вырезанные из жести класса АЗ и собранные в сердечник обнаруживают проницаемость μ_{20} разряда 550 гс/э (рис. 2). Напряжение вызываемое во время вырезки штампов — обыкновенно при помощи системы комбинированных штампов,

в значительной степени уничтожают высокую проникаемость полученную при сортировке. Эти напряжения устраняются при помощи термической обработки шаблонов в муфельной печи обыкновенно при температуре $650 \pm 20^\circ\text{C}$ в продолжение четырех часов, после чего жесть выстуживается вместе с печью. Влияние температуры на проникаемость μ_{20} и её приращаения показано на рис. 3. Штампы помещаются в стальных коробках, применяя крепко уплотненную окись алюминия для предохранения от окисления и заклеивая стыки крышки с коробкой каолином с растворимым стеклом.

Подобное предохранение не является вполне совершенным, но незначительные количества кислорода проникающие внутрь коробки имеют полезное влияние, с одной стороны нейтрализуя примеси выделяемые стенками коробки и выжигая в некоторой степени примеси (главным образом уголь) содержимые в штампах.

Как результат простой термической обработки получают трансформаторные штампы со свойствами класса А2 ($1100 \text{ гс/э} \geq \mu_{20} \geq 700 \text{ гс/э}$ и $\delta_{100} \leq 10 \text{ 1/э}$), т. к. термическая обработка не только увеличивает проникаемость, но также снижает ее приращения.

Запрос промышленности связи заключает в себе кроме жести толщиной в 0,35 мм также и более тонкую жесть толщиной в 0,10 мм. Сердечники из такой тонкой жести должны обладать свойствами класса А1, т. е. $700 \text{ гс/э} \leq \mu_{20} \leq 1000 \text{ гс/э}$, $\delta_{100} \leq 5 \text{ 1/э}$ и $\delta_5 \leq 20 \text{ 1/э}$.

Этот род жести получается при помощи холодной прокатки полос вырезанных из жести класса А3 с одним отжигом при температуре $850\text{—}900^\circ\text{C}$ в продолжение нескольких секунд (рис. 4), между отдельными процессами обработки.

Ряд опытов доказал, что после холодной прокатки жести класса А3 (без упомянутого отжига) на толщину не менее 0,15 мм, после вырезки штампов и отжига в муфельной печи при температуре ок. 700°C в продолжение 4 часов — получаются также требуемые свойства класса А1.

Влияние температуры на проникаемость μ_{20} и на её приращения дает рис. 5. Следует заметить, что термическая обработка в водородной печи (вместо муфельной) дает возможность получить более гладкую поверхность. Такая обработка вероятно окажется необходимой при продукции сердечников из жести толщиной в 0,05 мм, которые ввиду трудности прокатки — не были до сих пор получены. Заметим еще, что описанный метод не позволяет получать сердечника класса А1 из жести толщиной в 0,35 мм, т. к. нет жести класса А3 толщиной в несколько мм, из которой путем холодной прокатки можно бы получить полоски толщиной в 0,35 мм. До сих пор однако не было запроса на такие сердечники.

Недостатком описанного метода является большая твердость и хрупкость кремневой стали, что затрудняет процесс холодной прокатки и поэтому предусмотрены дальнейшие исследования, имеющие ввиду расширить описанный метод на желье с меньшим содержанием Si.

Наконец следует заметить, что этот труд был исполнен в Промышленном Институте Связи в тесном содействии с заводами промышленности связи и специальной электротехнической промышленности. Некоторые стадии описанного метода были применены в продукции два года тому назад, концевой-же этап внедряется в продукцию.

A. SMOLINSKI

THE METHOD OF OBTAINING SILICON STEEL TRANSFORMER CORES WITH SPECIAL PROPERTIES

Summary

A number of telecommunication and instrument transformer constructions require transformer steel sheet of high and specified within defined limits initial permeability. The permeability of cores made of this kind of steel sheet should be as little as possible dependent upon the excitation. The more important magnetic properties of the cores in use are given by the standard specifications DIN 41301 and ČSN EŠC 290¹ which quote the values of permeability moduli for the field intensity $H = 20$ mOe and its increments from 5 to 20 and from 20 to 100 mOe. The permeability is measured on the standard shell cores (M42 — DIN 41302) interleaved in a transformerlike fashion, with 0,5 mm air gap.

The specifications divide the silicon steel cores into two classes A and C. This paper describes the method of production of class A cores.

The industrial method of producing class A cores consist in melting silicon steel in a vacuum furnace, rolling the ingots to the required thickness, making proper stampings and annealing them in a hydrogen atmosphere furnace (in the temperature of 650° C approx. ²) in order to remove internal stresses. The shortage of vacuum furnaces of the required capacity prompted the metallurgists of our country to work out a substitute method which consists in melting silicon steel in an arc-furnace and final refining treatment in a hydrogen atmosphere furnace (in the temperature above 1200° C ³. Because of the necessity of making certain investments in the

¹ DIN = German specifications, ČSN EŠC Czechoslovakian spec.

² 650° C = 1202° F.

³ 1200° C = 2192° F.

steel industry, this method will bring results on an industrial scale only by the end of the Six-Year Plan.

The urgent need of the telecommunication industry for certain types of class A cores forced it to work out its own method of obtaining a suitable raw-material and converting it into a valuable final product.

This method is to sort out 4%₀-silicon transformer steel sheets made in fairly large quantities for the electrotechnical industry. Because of the technological process this steel sheet is a highly heterogeneous material. Particularly large differences are found during the measurements of weak field permeability. A number of measurements made with specially designed instrument (Fig. 1), calibrated by means of small specimens shows that the permeability μ_{20} of a steel sheet, having the losses of 1.3 W/kg for $\bar{B} = 10$ kGs and of the thickness of 0.35 mm varies from 200 to 1000 Gs/Oe. It was also found that the steel sheets of this kind contain on the average 5%₀ of class A3 sheets ($\mu_{20} \geq 700$ Gs/Oe). As the total production of this kind of steel sheets in more than a hundred times the amount required by the telecommunication industry, it is possible to select class A3 steel sheets in quantities considerably exceeding the requirement. It should be mentioned that among the steel sheets of lower losses there is a higher percentage of A3 class sheets.

The transformer stampings made of class A3 steel sheet and interleaved into a core have a permeability μ_{20} of the order of 550 Gs/Oe (Fig. 2). The high value of permeability obtained with the help of selection is to a great extent destroyed by the stresses caused by the punching-die during the process of stamping. These stresses are removed by means of four hour long thermal treatment of the stampings in the muffle-furnaces usually in the temperature of $650 \pm 20^\circ \text{C}$ ¹ and final cooling of the charge together with the furnace. The influence of the temperature on the permeability μ_{20} and its increments is shown in Fig. 3. The stampings are placed in steel boxes and protected against oxidization by well compressed aluminium oxide and then glueing together the cover and the box by means of kaoline mixed with water-glass. This kind of protection is not perfect, but the oxygen penetrating into the box in small amounts has a positive effect, because on the one hand it neutralizes the impurities emerging out of the walls of the box and on the other hand it burns out to a certain extent the impurities occluded in the stampings.

As a result of a simple thermal treatment one gets transformer stampings with the properties corresponding to the A2 class

$$(1100 \text{ Gs/Oe} \geq \mu_{20} \geq 700 \text{ Gs/Oe and } \delta_{100} \leq 10 \text{ 1/Oe})$$

¹ $650 \pm 20^\circ \text{C} = 1202 \pm 60^\circ \text{F}$.

because the thermal treatment not only increases the permeability but also reduces its increments.

Apart from the steel sheets of the thickness 0.35 mm, the telecommunication industry also requires thinner sheets e. g. 0.10 mm. The cores made of this kind of sheets should have properties corresponding to A1 class ($700 \text{ Gs/Oe} \leq \mu_{20} \leq 1000 \text{ Gs/Oe}$, $\delta_{100} \leq 5 \text{ 1/Oe}$ and $\delta_5 \leq 20 \text{ 1/Oe}$). This kind of steel sheet is obtained by cold rolling of A3 class steel sheet strips including one interstage annealing treatment at a temperature 850 to 900° C¹ lasting a few seconds (Fig. 4). It follows from a number of tests that the required properties of A1 class can be also obtained after cold rolling A3 class steel sheet without interstage annealing to a thickness of at least 0.15 mm, punching the stampings and annealing for four hours in a muffle furnace in the temperature of about 700° C². The influence of temperature upon the permeability μ_{20} and its increments is shown in Fig. 5. It should be added that the thermal treatment in a hydrogen atmosphere furnace gives a better surface finish than in a muffle furnace. It seems that better finish will be necessary for 0,05 mm thick steel sheet cores, which have not yet been produced because of the rolling difficulties. One should also mention that the A1 class cores 0.35 mm thick cannot be obtained by this method because of the shortage of A3 class steel sheets several millimeters thick, which could be reduced by cold rolling to a 0.35 mm thick strip. But, so far, there has been no demand for such cores.

The disadvantage of the method described above is the great hardness and brittleness of steel, which makes the cold rolling process more difficult. For this reason further investigations are planned with the view of applying the above method to the steel sheets of smaller silicon content.

Finally one has to add that this study has been undertaken in the Industrial Institute of Telecommunication in close cooperation with the factories of the special electrotechnical and teletechnical industries. Some stages of the described method were introduced into production two years ago; the final stage is now in the course of realization.

¹ 850 ÷ 900° C = 1562 ÷ 1652° F.

² 700° C = 1292° F.

621.34.072.8:625.314.12:622.002.5

L. SZKLARSKI i H. GÓRECKI

Przebiegi nieustalone w napędzie Leonarda maszyny wyciągowej

Rękopis dostarczono 15. 5. 1953.

Streszczenie. W artykule niniejszym przeprowadzono porównanie przebiegów nieustalonych przy sterowaniu napędu Leonarda maszyny wyciągowej dla dwóch przypadków:

1. sterowanie napędu bez wzmacniacza maszynowego,
2. sterowanie tegoż napędu za pomocą wzmacniacza maszynowego typu amplidyny.

Rozwiązano przypadki idealizowane z założeniem, że napięcie sterujące w czasie rozruchu jest zadane jako funkcja czasu a nie drogi. Na podstawie wyprowadzonych wzorów zostały wykreślone przebiegi szybkości i momentu dla przykładu liczbowego w obu przypadkach sterowania. Oprócz tego przedstawiono wykreślnie zależności błędu sterowania jako funkcji współczynników sprzężeń zwrotnych.

Z wykresów wynika, że przy sterowaniu układu Leonarda wzmacniaczem maszynowym (amplidyną) uzyskuje się bardzo dużą dokładność.

1. WSTĘP

W artykule niniejszym przeprowadzone zostało porównanie przebiegów nieustalonych przy sterowaniu napędu Leonarda maszyny wyciągowej dla dwóch przypadków:

1. sterowanie napędu Leonarda bez wzmacniacza maszynowego, za pomocą dzielnika napięć zasilającego uzwojenie wzbudzenia prądnicy sterującej,
2. sterowanie napędu Leonarda ze wzmacniaczem maszynowym (amplidyną).

Napędy Leonarda stosowane do maszyn wyciągowych mają sterowanie zmechanizowane przez sprzężenie ruchu dźwigni sterowniczej z ruchem naczynia wydobywczego. Oznacza to, że szybkość maszyny wyciągowej zadana jest w funkcji drogi naczynia wydobywczego. Gdyby napęd maszyny wyciągowej nie był obciążony bezwładnością mechaniczną i elektryczną, szybkość podnoszenia w funkcji czasu odpowiadałaby dokładnie

żądaniem tachogramowi. Na przykład gdybyśmy chcieli uzyskać stałe przyspieszenie w funkcji czasu w okresie rozruchu, to krzywka rozruchowa powinna by zadawać paraboliczny przebieg szybkości w funkcji drogi.

Ze względu jednak na bezwładność układu rzeczywiste przebiegi szybkości, momentu oraz mocy znacznie różnią się od przebiegów zadanych. Wprowadzenie szybkości zadanej jako funkcji drogi do równań różniczkowych opisujących przebiegi nieustalone powoduje znaczne komplikacje w ich rozwiązaniu.

Wobec tego tolerując pewną nieściśłość wprowadzamy do równań szybkość jako funkcję czasu. W klasycznym układzie Leonarda regulacja szybkości odbywa się przez regulację wzbudzenia prądnicy sterującej za pomocą zmiany oporu obwodu wzbudzenia.

Rozważmy najpierw przypadek idealizowany, w którym dla uproszczenia równań zakładamy, że regulacja szybkości silnika wydobywczego odbywa się przez zmianę napięcia na zaciskach uzwojenia wzbudzenia prądnicy sterującej, przy stałym oporze obwodu wzbudzenia. W praktyce warunki takie mogą zaistnieć przy zastosowaniu układu Leonarda II stopnia. Wprowadzenie tych uproszczeń spowoduje pewne błędy, jednak ogólny charakter przebiegów będzie zbliżony do rzeczywistych.

Przy rozważaniu wszystkich przypadków zakładamy, że przyspieszenie zadane przy rozruchu jest stałe, czyli że w okresie rozruchu zadany mamy ruch jednostajnie przyspieszony.

2. STEROWANIE NAPIĘDU LEONARDA BEZ WZMACNIACZA MASZYNOWEGO

Układ bez wzmacniacza maszynowego, sterowanie przez zmianę napięcia wzbudzenia prądnicy sterującej.

Na rys. 1, przedstawiającym omawiany układ, mamy następujące oznaczenia:

$U_3(t)$ — napięcie na zaciskach prądnicy sterującej, regulowane za pomocą dźwigni sterowniczej,

$i_3(t)$ — prąd w obwodzie wzbudzenia prądnicy sterującej,

R_3 — opór czynny uzwojenia wzbudzenia prądnicy sterującej,

L_3 — indukcyjność uzwojenia wzbudzenia prądnicy sterującej,

G_s — wirnik silnika wyciągowego,

M — wirnik silnika wyciągowego,

e_{gs} — siła elektromotoryczna prądnicy sterującej,

i_m — prąd w obwodzie głównym Leonarda,

R_m — całkowity czynny opór obwodu głównego, na który składają się: opór obwodu wirnika prądnicy sterującej oraz opór obwodu wirnika silnika wyciągowego; pomijamy opory przewodów łączących prądnicę z silnikiem,

Φ_m — strumień wzbudzenia silnika wyciągowego (= const).

Ponieważ maszyny prądu stałego w układzie Leonarda zaopatrzone są w uzwojenie kompensacyjne, pomijamy zatem oddziaływanie wirników. Zakładamy, że sterowanie prądnicy G_s odbywa się na prostoliniowej części charakterystyki magnesowania, czyli SEM prądnicy sterującej e_{gs} będzie wprost proporcjonalna do prądu wzbudzenia $i_3(t)$. Przy przesuwaniu dźwigni sterowniczej ze stałą szybkością (w okresie rozruchu) napięcie na zaciskach uzwojenia wzbudzenia będzie liniową funkcją czasu.

Czas rozruchu silnika wyciągowego możemy podzielić na 3 okresy:

Okres I. Od początku ruchu dźwigni do chwili, gdy moment silnika osiągnie wartość momentu oporów statycznych (silnik jeszcze nie ruszył).

Okres II. Przy dalszym wychyleniu dźwigni sterowniczej (napięcie przyłożone $U_3(t)$ osiąga swą wartość maksymalną, lecz obroty silnika nie osiągnęły jeszcze obrotów znamionowych).

Okres III. Wolny wybieg silnika trwa do chwili, gdy silnik osiągnie praktycznie znamionowe obroty.

Wprowadzamy następujące oznaczenia:

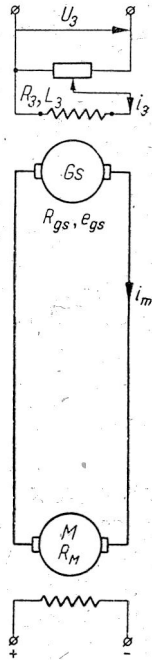
t_1 — żądany okres rozruchu, w ciągu którego dźwignia sterownicza osiąga swoje drugie skrajne położenie,

$k_3, k_m, C_M = c \Phi_m$ — współczynnik proporcjonalności (por. równ. 2, 4, i 16),

$M_{(t)}$ — moment silnika wyciągowego,

M_{st} — moment oporów statycznych całego układu (włączając w to moment spowodowany podnoszoną nadwagą) = const.,

$\frac{L_3}{R_3} = T_3$ — stała czasowa obwodu wzbudzenia prądnicy sterującej,



Rys. 1. Układ Leonarda bez wzmacniacza maszynowego.

$$\frac{JR_m}{C_M k_m} = T_{em} \quad \text{— stała czasowa elektromechaniczna,}$$

$$J \quad \text{— moment bezwładności całego układu,}$$

$$\omega \quad \text{— szybkość kątowna silnika maszyny wyciągowej.}$$

2. 1. Okres I. (Silnik w stanie spoczynku, napięcie sterujące wzrasta liniowo).

Warunki początkowe dla I okresu są następujące:

$$e_{gs(0)} = 0 ,$$

$$i_{3(0)} = 0 ,$$

$$\omega_{(0)} = 0 ,$$

$$i_{m(0)} = 0 ,$$

$$M_{m(0)} = 0 ,$$

Obecnie znajdziemy zależność prędkości kątownej ω oraz momentu silnika M od czasu t .

Dla przedziału czasu $0 \leq t \leq t_{Mst}$ ¹ mamy poniższe równania obwodów zakładamy liniowy wzrost przyłożonego napięcia sterującego od 0 do U_{3k} w czasie.

Obwód wzbudzenia:

$$\frac{U_{3k}}{t_1} t = i_{3(t)} R_3 + L_3 \frac{di_{3(t)}}{dt} , \quad (1)$$

gdzie U_{3k} oznacza końcową wartość napięcia sterującego.

Obwód główny:

$$e_{gs(t)} = k_3 i_{3(t)} , \quad (2)$$

$$e_{gs(t)} = i_{m(t)} R_m . \quad (3)$$

Równania momentów:

$$M_{(t)} = k_m i_{m(t)} , \quad (4)$$

$$M_0 = M_{st} , \quad (5)$$

Na podstawie równań (1), (2), (3), (4) otrzymujemy:

$$\frac{U_{3k}}{t_1} t = \frac{M_{(t)} R_3 R_m}{k_3 k_m} + \frac{L_3 R_m}{k_3 k_m} \cdot \frac{dM_{(t)}}{dt} . \quad (6)$$

¹ t_{Mst} oznacza okres czasu, w ciągu którego moment silnika osiąga wartość M_{st} .

Po przetransformowaniu tego równania na zmienną p otrzymujemy

$$\frac{U_{3k}}{t_1} \cdot \frac{1}{p^2} = \frac{M_{(p)} R_3 R_m}{k_3 k_m} + T_3 \frac{R_3 R_m}{k_3 k_m} \cdot p M_{(p)} \quad (7)$$

z tego

$$M_{(p)} = \frac{U_{3k} k_3 k_m}{t_1 R_3 R_m} \cdot \frac{1}{p^2(1+pT_3)} \quad (8)$$

Stosując do równania (8) odwrotną transformację Laplace'a znajdujemy równanie momentów w funkcji czasu

$$M_{(t)} = \frac{U_{3k} k_3 k_m}{t_1 R_3 R_m} \left[t - T_3 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_3}} \right) \right] \quad (9)$$

lub

$$M_{(t)} = \frac{M_k}{t_1} \left[t - T_3 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_3}} \right) \right] \quad (9a)$$

gdzie

$$M_k = \frac{U_{3k} k_3 k_m}{R_3 R_m} \quad \text{— moment zwarcia silnika przy pełnym wystero-$$

waniu generatora sterującego.

Kładąc w tym równaniu za M_t wartość M_{st} znajdujemy $t_{M_{st}}$ — tj. czas trwania silnika w spoczynku.

2. 2. Okres II. (Silnik rusza, przyłożone napięcie sterujące nadal wzrasta liniowo).

Warunki początkowe dla tego okresu znajdujemy na podstawie warunków końcowych dla okresu I.

$$\text{Dla} \quad t = t_{M_{st}}; \quad t = 0; \quad M_{(t)} = M_{st};$$

$$\text{czyli} \quad e_{gs(t_{M_{st}})} = k_3 i_{3(t_{M_{st}})}, \quad (10)$$

$$e_{gs(t_{M_{st}})} = i_{m(t_{M_{st}})} R_m, \quad (11)$$

$$M_{st} = k_m i_{m(t_{M_{st}})}. \quad (12)$$

Z równań (10), (11), (12) znajdziemy, że

$$i_{3(t_{M_{st}})} = \frac{M_{st} R_m}{k_3 k_m}. \quad (13)$$

Dla przedziału czasu $t_{M_{st}} \leq t \leq t_1$ mamy poniższe równania obwodów.

Obwód wzbudzenia:

$$\frac{U_{3k}}{t_1} t = i_{3(t)} R_3 + L_3 \frac{di_{3(t)}}{dt}. \quad (14)$$

Obwód główny:

$$e_{gs(t)} = k_3 i_{3(t)}, \quad (15)$$

$$e_{gs(t)} = i_{m(t)} R_m + C_M \omega(t). \quad (16)$$

Równania momentów:

$$M_{(t)} = k_m i_{m(t)}, \quad (17)$$

$$M_{(t)} = M_{st} + J \frac{d\omega(t)}{dt}. \quad (18)$$

przy czym zakładamy, że $M_{st} = \text{const}$.

Po przetransformowaniu równań (14), (15), (16), (17), (18) otrzymujemy następujące zależności.

Obwód wzbudzenia:

$$\frac{U_{3k}}{t_1} \cdot \frac{1}{p^2} = i_{3(p)} (R_3 + pL_3) - i_3(t_{M_{st}}) L_3. \quad (14')$$

Obwód główny:

$$e_{gs(p)} = k_3 i_{3(p)}, \quad (15')$$

$$e_{gs(p)} = i_{m(p)} R_m + C_M \omega(p), \quad (16')$$

Równanie momentów:

$$M_{(p)} = k_m i_{m(p)}, \quad (17')$$

$$M_{(p)} = J p \omega(p) + \frac{M_{st}}{p}. \quad (18')$$

Na podstawie równań (14'), (15'), (16'), (17'), (18'), (14) otrzymujemy:

$$\omega(p) = \frac{\frac{U_{3k}}{t_1} k_3 - M_{st} \frac{R_m}{k_m} R_3 p}{p^2 C_M R_3 (1 + pT_3) (1 + pT_{em})}. \quad (19)$$

Stosując do tego równania odwrotne przekształcenie Laplace'a otrzymujemy równanie szybkości w funkcji czasu

$$\omega_{(t)} = \frac{\omega_0}{t_1} \left(t - T_3 - T_{em} + \frac{1}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} - \frac{1}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) - \Delta \omega_{st} \left(1 - \frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} + \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right), \quad (20)$$

gdzie

$$\omega_0 = \frac{U_{3k} k_3}{C_M R_3} \quad \text{— szybkość idealnego biegu jałowego,}$$

$$\Delta \omega_{st} = \frac{M_{st} T_{em}}{J} = \frac{M_{st} R_m}{C_M k_m} \quad \text{— spadek szybkości, odpowiadający momentowi statycznemu.}$$

Równanie momentów na podstawie wzoru (18) oraz (20):

$$M_{(t)} = M_{st} + \frac{J \omega_0}{t_1} \left(1 - \frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} + \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) - M_{st} \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} \left(e^{-\frac{t}{T_3}} - e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right). \quad (21)$$

2. 3. Okres III. (Obroty silnika wzrastają, przyłożone napięcie sterujące pozostaje stałe).

Warunki początkowe dla tego okresu znajdujemy na podstawie warunków końcowych okresu II.

$$\text{Dla} \quad t = t_1; \quad \omega_{(t_1)} = \omega_1; \quad M_{(t_1)} = M_1.$$

Obwód wzbudzenia:

$$U_{3k} = i_{3k} R_3 + L_3 \frac{di_{3k}}{dt}. \quad (22)$$

Obwód główny:

$$e_{gsk} = k_3 i_{3k} \quad (23)$$

$$e_{gsk} = i_{m1} R_m + c_M \omega_1. \quad (24)$$

Równania momentów:

$$M_1 = k_m i_{m1}, \quad (25)$$

$$M_1 = M_{st} + J \frac{d\omega_1}{dt}. \quad (26)$$

Z równań powyższych dostajemy

$$i_{3k} = \frac{R_m M_{st}}{k_m k_3} + \frac{R_m J}{k_m k_3} \frac{d\omega_1}{dt} + \frac{C_M \omega_1}{k_3}. \quad (27)$$

Dla przedziału czasu $t_1 \leq t \leq t_k$ (gdzie t_k — okres ustalania się szybkości) — mamy następujące równania obwodów.

Obwód wzbudzenia:

$$U_{3k} = i_{3(t)} R_3 + L_3 \frac{di_{3(t)}}{dt}. \quad (28)$$

Obwód główny:

$$e_{gs(t)} = k_3 i_{3(t)}, \quad (29)$$

$$e_{gs(t)} = i_{m(t)} R_m + C_M \omega(t) \quad (30)$$

Równania momentów:

$$M_{(t)} = k_m i_{m(t)}, \quad (31)$$

$$M_{(t)} = M_{st} + J \frac{d\omega(t)}{dt}. \quad (32)$$

Po przetransformowaniu równań (28), (29), (30), (31), (32) otrzymujemy:

$$\frac{U_{3k}}{p} = i_{3(p)} R_3 + p L_3 i_{3(p)} - i_{3k} L_3. \quad (28')$$

Obwód główny:

$$e_{gs(p)} = k_3 i_{3(p)}, \quad (29')$$

$$e_{gs(p)} = i_{m(p)} R_m + C_M \omega(p). \quad (30')$$

Równania momentów:

$$M_{(p)} = k_m i_{m(p)}, \quad (31')$$

$$M_{(p)} = M_{st} \frac{1}{p} + J p \omega(p) - J \omega_1. \quad (32')$$

Na podstawie równań (28'), (29'), (30'), (31'), (32) i po wprowadzeniu stałych czasowych otrzymujemy:

$$\omega(p) = \frac{k_3 \left(\frac{U_{3k}}{R_3} + p T_3 i_{3k} \right) - (1 + p T_3) \left(\frac{M_{st}}{J} T_{em} - p T_{em} \omega_1 \right)}{p(1 + p T_3)(1 + p T_{em})}. \quad (33)$$

Stosując do tego równania odwrotne przekształcenie Laplace'a otrzymamy równanie szybkości w funkcji czasu

$$\omega(t) = \omega_0 - \Delta\omega_{st} \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) - (\omega_0 - \omega_1) \left(\frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} - \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right), \quad (34)$$

gdzie:

$$\omega_0 = \frac{U_{3k} k_3}{C_M R_3}; \quad \Delta\omega_{st} = \frac{M_{st}}{J} T_{em}; \quad \omega_1 = \frac{i_3 k_3}{C_M}.$$

2. 4. Przykład liczbowy

Wyznaczyć przebiegi szybkości i momentu dla instalacji wyciągowej w układzie Leonarda bez wzmacniacza maszynowego.

Przyjęto następujące dane wyjściowe:

Instalacja wyciągowa:

Moment oporów statycznych na obwodzie bębna:

$$M'_{st} = 14.400 \text{ kgm}$$

Moment zamachowy instalacji włączając w to GD^2 wirnika silnika:

$$GD^2 = 880.000 \text{ kgm}^2$$

Założony okres rozruchu:

$$t_1 = 10 \text{ sek}$$

Szybkość maksymalna na obwodzie bębna:

$$V_n = 14 \text{ m/sek}$$

Średnica bębna:

$$D_b = 4 \text{ m}$$

Przekładnia zębata pomiędzy bębniem a silnikiem:

$$i = 5,22$$

Sprawność przekładni zębatej:

$$\eta_z = 0,97$$

Po zredukowaniu powyższych danych na wał silnika wyciągowego otrzymamy:

$$M_{st} = 2850 \text{ kgm},$$

$$J = 820 \text{ kgm sek}^2,$$

$$n_n = 350 \text{ obr/min},$$

$$\omega_n = \frac{2\pi n}{60} = 36,6 \frac{1}{\text{sek}}.$$

Dane silnika:

Moc znamionowa: $P_n = 1280 \text{ kW}$,

$$M_n = 975 \frac{P_n}{n_n} = 3560 \text{ kgm},$$

$$U_n = 750 \text{ V},$$

$$I_n = 1800 \text{ A},$$

$$k_m = \frac{M_n}{I_n} = 2 \frac{\text{kgm}}{\text{A}},$$

$$R_M = 0,008 \Omega,$$

$$C_M = c\Phi_m = \frac{U_n - I_n R_n}{\omega_n} = 20,1 \text{ Vsek},$$

$$\omega_0 = \frac{e_{gs}}{C_M} = 38 \frac{1}{\text{sek}} \quad (\text{na podstawie danych zamieszczonych niżej}).$$

Założone przyspieszenie kątowe: $\frac{d\omega}{dt} = 3,66 \frac{1}{\text{sek}^2}$.

Silnik posiada uzwojenie kompensacyjne.

Dane generatora sterującego: $U_n = 750 \text{ V}$.

$$I_n = 1800 \text{ A},$$

$$R_{gs} = 0,01 \Omega,$$

$$e_{gs} = U_n + I_n R_{gs} = 768 \text{ V},$$

$$i_3 = 22,5 \text{ A},$$

$$U_3 = 250 \text{ V},$$

$$R_3 = 10,9 \Omega,$$

$$k_3 = \frac{e_{gs}}{i_3} = 34 \Omega,$$

$$T_3 = 2 \text{ sek}.$$

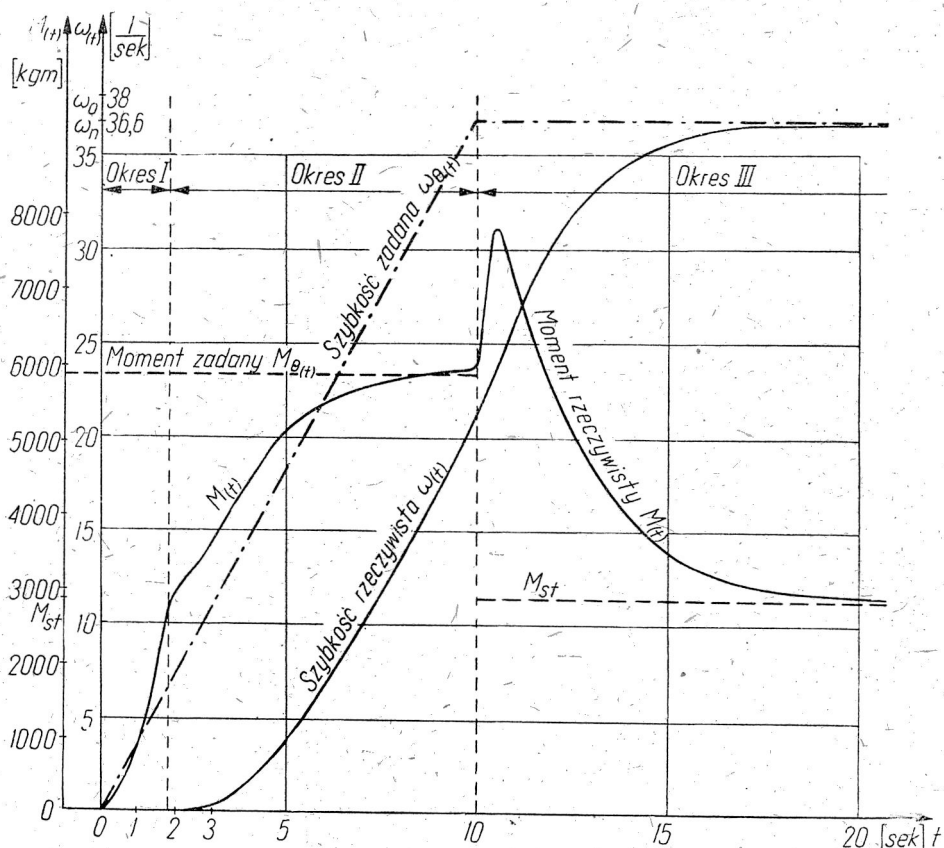
Prądnicza posiada uzwojenie kompensacyjne.

Dane głównego obwodu Leonarda:

$$R_m = R_{gs} + R_M = 0,018 \Omega,$$

$$T_{em} = \frac{JR_m}{C_M k_m} = 0,367 \text{ sek.}$$

Z powyższych wzorów na podstawie wartości liczbowych otrzymano przebiegi szybkości i momentów przedstawione na rys. 2.



Rys. 2. Przebiegi szybkości i momentu w układzie Leonarda, przy sterowaniu bez wzmacniacza maszynowego.

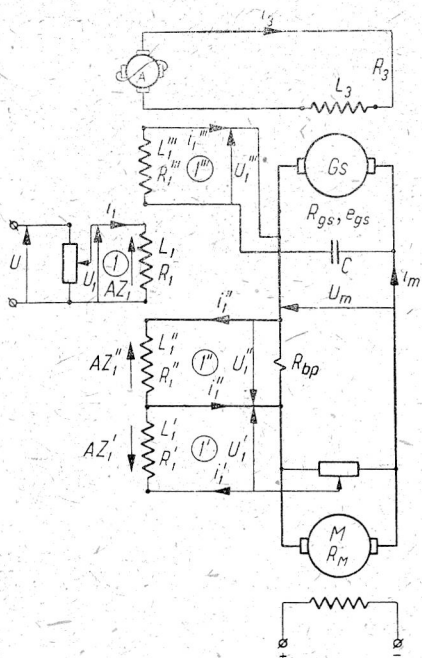
3. STEROWANIE UKŁADU LEONARDA ZA POMOCĄ WZMACNIACZA MASZYNOWEGO (AMPLIDYNY)

Układ Leonarda z amplidyną przedstawia rys. 3. Uzwojenie sterujące amplidyny jest włączone do zacisków aparatu sterującego, który w danym przypadku jest wykonany w postaci dzielnika napięć. Zakładamy, że

opór obwodu sterującego jest znaczny w porównaniu z oporem dzielnika napięć, dzięki czemu opór obwodu sterującego może być uważany za stały.

Rozważanie przebiegów niestabilnych w układach Leonarda ze wzmacniaczami maszynowymi napotyka na znaczne trudności ze względu na otrzymywane wtedy bardzo wysokie rzędy (np. 7, 8, 9 i wyższe) równań różniczkowych. Wobec tego zawsze wypada wprowadzać szereg uproszczeń, dzięki którym można otrzymać przynajmniej przybliżone pojęcie o stanach niestabilnych układu.

Rozważmy konkretny przypadek sterowania układu Leonarda maszyny wyciągowej przy założonym stałym przyspieszeniu w okresie rozruchu. Celem naszym będzie ustalenie warunków stabilności układu oraz dokładności sterowania przez porównanie wykresu szybkości założonego z wykresem rzeczywistym.



Rys. 3. Układ Leonarda z amplidyndą.

Przy rozwiązywaniu równań przyjmujemy następujące uproszczenia. Pomijamy indukcyjności obwodów wirników generatora sterującego G_s i silnika wyciągowego M , co jest usprawiedliwione małą wartością indukcyjności wirników maszyn wyposażonych w uzwojenia kompensacyjne, a tego typu maszyny są prawie wyłącznie stosowane do maszyn wyciągowych. Ponadto pomijamy oddziaływanie wirników, co jest znowu usprawiedliwione obecnością uzwojeń kompensacyjnych.

Pomijamy również stałe czasowe obydwu obwodów wirnika amplidyndy w porównaniu do stałej czasowej uzwojenia wzbudzenia generatora sterującego.

Obwód szczotek zwartych amplidyndy nieważni stałe czasowe rzędu $0,1 \div 0,15$ sek, natomiast obwód szczotek roboczych wykazuje znacznie mniejszą stałą czasową dzięki obecności uzwojenia kompensacyjnego. Obwody sterujące amplidyndy wraz z obwodem szczotek roboczych możemy

rozważać jako filtr trójczkowy z oczkami połączonymi w szereg, przy czym cały ten filtr jest włączony w obwód wzbudzenia generatora sterującego o znacznej stałej czasowej, dochodzącej do 3 sekund. Wobec czego tolerując stosunkowo nieznaczną niedokładność możemy pominąć stałe czasowe amplidyndy.

Wreszcie wprowadzamy jeszcze jedno uproszczenie zakładając, że szybkość założona (wzorcowa) będzie zadana jako funkcja czasu nie zaś drogi klatki, jak to ma miejsce w rzeczywistości. O ile założymy a priori, że wykonanie wykresu szybkości będzie bardzo dokładne, to uproszczenie podobne nie spowoduje większych nieścisłości.

Równanie układu będziemy ustalali z uwzględnieniem stałych czasowych poszczególnych obwodów amplidyny, po czym uprościmy je.

Rozróżniamy tu obwody następujące: obwód sterujący amplidyny, obwód przeciwsprężenia napięciowego, obwód prądowego sprzężenia zwrotnego, obwód stabilizujący, obwód wyjściowy amplidyny i obwód główny.

W związku z tym wprowadzamy następujące oznaczenia dla poszczególnych obwodów.

Obwód sterujący amplidyny. (na rys. 3 oznaczony liczbą 1)

Napięcie sterujące amplidyny (zadane jako liniowa funkcja czasu) U_1 zmienia się od zera do wartości maksymalnej U_{1m} w ciągu okresu rozruchu t_1 .

Pozostałe parametry tego obwodu zaopatrzone są indeksem (1) u dołu (L_1, R_1, i_1)

Obwód przeciwsprężenia napięciowego. (na rys. 3 oznaczony liczbą 1')

Wszystkie parametry tego obwodu są zaopatrzone w indeksy (1) u dołu i (') u góry (L_1', R_1', i_1', U_1').

Obwód prądowego sprzężenia zwrotnego. (na rys. 3 oznaczony liczbą 1'')

Wszystkie parametry tego obwodu są zaopatrzone w indeksy (1) u dołu i (") u góry (L_1'', R_1'', i_1'').

Obwód stabilizujący. (na rys. 3 oznaczony liczbą 1''')

Wszystkie parametry tego obwodu są zaopatrzone w indeksy (1) u dołu i ("" u góry (L_1''', R_1''', i_1''').

C — kondensator stabilizujący.

Obwód wyjściowy amplidyny.

Wszystkie parametry tego obwodu są zaopatrzone w indeks (3) u dołu (R_3, L_3, i_3).

Na podstawie poprzednich rozważań możemy przyjąć, że na indukcyjność obwodu wyjściowego składają się: indukcyjność obwodu szczotek zwartych L_2 , indukcyjność obwodu szczotek roboczych L_{III} oraz indukcyjność uzwojenia wzbudzenia prądnicy sterującej $L_{F_{gs}}$. Pomijamy indukcyjność obwodu szczotek roboczych oraz szczotek zawartych. Wtedy indukcyjność obwodu wyjściowego w przybliżeniu będzie równa $L_3 \approx L_{F_{gs}}$.

Obwód główny

Parametry obwodu wirnika prądnicy sterującej mają indeks (gs) u dołu.

Parametry obwodu wirnika silnika wyciągowego mają indeks (M) u dołu.

- i_m — prąd obwodu głównego,
 U_m — napięcie na szczotkach silnika,
 R_{bp} — opór biegunów pomocniczych wykorzystanych jako upust do załączenia obwodu sprzężenia prądowego 1,
 $R_m = R_{gs} + R_M$ — opór obwodu głównego (włączając w to opór biegunów pomocniczych R_{bp}).

Czas rozruchu składa się z 3 okresów:

Okres I. Od chwili włączenia prądu sterującego amplidyny do chwili osiągnięcia przez silnik momentu równego momentowi statycznemu, (tj. do chwili ruszenia silnika).

Okres II. Od chwili ruszenia silnika do chwili, gdy napięcie sterujące osiągnie swą wartość maksymalną.

Okres III. Wybieg silnika wyciągowego przy stałym napięciu sterującym amplidyny.

3. 1. Okres I. ($\omega(t)=0$)

Równania wyjściowe dla danego układu mają niżej podaną postać:

Obwody: sterujący i sprzężeń zwrotnych

$$U_{1(p)} = i_{1(p)} R_1 (1 + pT_1), \quad (35)$$

gdzie

$$T_1 = \frac{L_1}{R_1} \quad \text{— stała czasowa obwodu sterującego.}$$

$$k_i i_{m(p)} = i''_{1(p)} = (1 + pT''_1), \quad (36)$$

gdzie

$$k_i = \frac{R_{bp}}{R_1''},$$

$$T''_1 = \frac{L_1''}{R_1''} \quad \text{— stała czasowa obwodu sprzężenia prądowego.}$$

$$k_u (e_{gs(p)} - i_{m(p)} R_{gs}) = i'_{1(p)} R'_1 (1 + pT'_1), \quad (37)$$

gdzie

$$k_u = \frac{U'_1}{U_m} = \frac{R_x}{R_d}.$$

gdzie

 R_d — całkowity opór dzielnika napięć, R_x — opór odpowiadający aktualnemu ustawieniu suwaka. $T_1' = \frac{L_1'}{R_1}$ — stała czasowa obwodu przeciwsprężenia napięciowego.

$$e_{gs(p)} - i_{m(p)} R_{gs} = i_1'''(p) R_1''' \left(1 + p T_1''' + \frac{1}{p T_c'''} \right) \quad (38)$$

gdzie

 $T_1''' = \frac{L_1'''}{R_1'''} — stała czasowa spowodowana indukcyjnością obwodu stabilizacyjnego,$ $T_1'''' = R_1'''' C — stała czasowa spowodowana pojemnością obwodu stabilizacyjnego.$ *Obwód wyjściowy amplitudy.*

$$e_{3(p)} = i_{3(p)} R_3 (1 + p T_3), \quad (39)$$

gdzie

 $e_{3(p)}$ — wypadkowa SEM obwodu wyjściowego amplitudyny, $T_3 = \frac{L_3}{R_3}$ — stała czasowa obwodu wyjściowego amplitudyny.

$$e_{3(p)} = e_{1(p)} + e_1''(p) \pm e_1'''(p) - e_1'(p) \quad (40)$$

Znak przed $e_1'''(p)$ zależy od kierunku włączenia uzwojenia stabilizującego.

$$\left. \begin{aligned} e_{1(p)} &= k_1 i_{1(p)} \\ e_1'(p) &= k_1' i_1'(p) \\ e_1''(p) &= k_1'' i_1''(p) \\ e_1'''(p) &= k_1''' i_1'''(p) \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

gdzie

 k_1, k_1', \dots — współczynniki proporcjonalności pomiędzy SEM amplitudyny a prądami poszczególnych obwodów sterujących.*Obwód główny.*

$$e_{gs(p)} = i_{m(p)} R_m (1 + p T_m), \quad (42)$$

gdzie

 $T_m = \frac{L_{gs} + L_M}{R_{gs} + R_M}$ — stała czasowa obwodu głównego.

$$e_{gs(p)} = k_3 i_3(p), \quad (43)$$

gdzie

k_3 — współczynnik proporcjonalności między prądem wzbudzenia prądnicy sterującej a jej SEM.

Równania momentów.

$$M_{(p)} = k_m i_{m(p)}, \quad (44)$$

gdzie

k_m — współczynnik proporcjonalności pomiędzy momentem silnika a prądem wirnika.

Po przekształceniach i pominięciu stałych czasowych T_1, T_1', T_1'', T_1''' oraz T_m otrzymamy

$$M_{(p)} = \frac{U_{1(p)} B_1}{(B_2 + B_3) + p(B_2 T_3 + B_4 T_c''')}, \quad (45)$$

gdzie:

$$B_1 = k_1 k_m k_3 R_1' R_1''',$$

$$B_2 = R_m R_1' R_1'' R_1 R_3,$$

$$B_3 = k_3 k_u k_1' R_M R_1'' R_1 - k_i k_1'' k_3 R_1' R_1'' R_1,$$

$$B_4 = k_1''' k_3 R_M R_1' R_1.$$

Przy liniowej zmianie w czasie napięcia sterującego

$$U_{1(t)} = \frac{U_{1m}}{t_1} t$$

wzór (45) przyjmie postać

$$M_{(p)} = \frac{\frac{U_{1m}}{t_1} B_1}{p^2 [(B_2 + B_3) + p(B_2 T_3 + B_4 T_c''')]} \quad (45a)$$

Pierwiastki mianownika wynoszą:

$$\left. \begin{aligned} p_1 = p_2 = 0 \\ p_3 = - \frac{B_2 + B_3}{B_2 T_3 + B_4 T_c'''} \\ (B_2 T_3 + B_4 T_c''') \neq 0. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Jak to wynika z przykładu liczbowego, licznik jest zawsze dodatni, ponieważ zaś pierwiastek p_3 musi być ujemny ażeby przebieg mógł się ustalić, zatem mianownik musi być zawsze dodatni, czyli:

dla znaku "+" przed B_1 mamy

$$T_c''' > - \frac{B_2}{B_4} T_3,$$

dla znaku "-" przed B_1 mamy

$$T_c''' < \frac{B_2}{B_4} T_3. \quad (47)$$

Przypadek drugi wskazuje, że przy danym kierunku włączenia uzwojenia stabilizującego, któremu odpowiada górny znak przed e_1''' w równaniu (40), obwód stabilizujący pogarsza warunki stateczności pracy. Po przełączeniu końcówek tego uzwojenia (1''') warunki stabilizacji poprawiają się. Ponieważ B_2 i B_4 są dodatnie, zatem wystarczy, aby T_c''' było większe od zera ¹.

Stosując transformację odwrotną do wzoru (45a) znajdziemy moment jako funkcję czasu

$$M(t) = A_{11} t + A_{12} + A_3 e^{p_3 t}.$$

Współczynniki są tu następujące:

$$A_{11} = \frac{U_{1m} B_1}{t_1 (B_2 + B_3)},$$

$$A_{12} = \frac{U_{1m} B_1}{t_1 (B_2 + B_3)} \cdot \frac{B_2 T_3 + B_4 T_c'''}{B_2 + B_3} = + A_{11} \frac{1}{p_3} \quad (48)$$

$$A_3 = \frac{U_{1m} B_1}{t_1 (B_2 + B_3)} \cdot \frac{B_2 T_3 + B_4 T_c'''}{B_2 + B_3} = - A_{12} = - A_{11} \frac{1}{p_3}.$$

Zatem

$$M(t) = A_{11} \left[t + \frac{1}{p_3} (1 - e^{p_3 t}) \right] \quad (49)$$

lub też

$$M(t) = \frac{M_1 M_1' M_1''}{t_1 [M_1 (M_1'' - M_1') + M_1' M_1'']} \left[t + \frac{1}{p_3} (1 - e^{p_3 t}) \right], \quad (49a)$$

¹) Przypadkowo dany układ będzie stabilny nawet bez obwodu stabilizacyjnego, lecz obwód ten powiększa stabilność i przyspiesza zanikanie członów wykładniczych.

gdzie

M_1, M'_1, M''_1 — momenty składowe ustalone (przy nieruchomym wirniku) wywołane przez poszczególne obwody sterujące amplitudyny dla pełnego wysterowania amplitudyny,

przy tym

$$M_1 = \frac{U_{1m} k_1 k_m k_3}{R_m R_1 R_3},$$

$$M'_1 = \frac{U_{1m} k_1 k_m R'_1}{k_u k'_1 R_M R_1},$$

$$M''_1 = - \frac{U_{1m} k_1 k_u}{k_i k''_1 R_1}.$$

Wzór ten jest słuszny dla

$$0 \leq t \leq t_{M_{st}},$$

gdzie $t_{M_{st}}$ — okres czasu, w ciągu którego moment silnika osiąga wartość momentu statycznego.

Z analizy wzoru (49) widać, że okres czasu $t_{M_{st}}$ będzie tym krótszy, im:

1. mniejszy będzie moment oporów statycznych maszyny wyciągowej M_{st} .
2. większe będą momenty składowe wytwarzane przez poszczególne obwody sterujące amplitudyny (czyli im większy będzie współczynnik wzmocnienia amplitudyny),
3. większe p_3 .

3. 2. Wzór ogólny na okresy II i III

Najbardziej celowe będzie wyprowadzenie ogólnego wzoru przebiegu szybkości i momentów okresu II i III, po czym przez dobór odpowiednich warunków początkowych uzyskamy osobne wzory dla poszczególnych okresów.

Obwód sterujący i obwód sprzężeń zwrotnych:

$$U_{1(p)} = i_{1(p)} R_1 (1 + p T_1) - i_{10} T_1 R_1, \quad (50)$$

$$i_{m(p)} k_i = i''_{1(p)} (1 + p T''_1) - i''_{10} T''_1 R''_1, \quad (51)$$

$$k_u (e_{gs(p)} - i_{m(p)} R_{gs}) = i'_{1(p)} R'_1 (1 + p T'_1) - i'_{10} T'_1 R'_1, \quad (52)$$

$$e_{gs(p)} - i_{m(p)} R_{gs} = i'''_{1(p)} R'''_1 \left(1 + p T'''_1 + \frac{1}{p T_c'''} \right) - i_{10} T_1 R_1 \frac{i_{10} R_1}{T_c'''}, \quad (53)$$

gdzie

$i_{10} i'_{10} \dots$ oznacza wartości początkowe prądów w poszczególnych obwodach.

Obwód wyjściowy amplidyndy:

$$e_{3(p)} = i_{3(p)} R_3 (1 + p T_3) - i_{30} T_3 R_3, \quad (54)$$

$$e_{3(p)} = e_{1(p)} + e''_{1(p)} - e'''_{1(p)} - e'_{1(p)}, \quad (55)$$

$$\left. \begin{aligned} e_{1(p)} &= k_1 i_{1(p)} \\ e'_{1(p)} &= k'_1 i'_{1(p)} \\ e''_{1(p)} &= k''_1 i''_{1(p)} \\ e'''_{1(p)} &= k'''_1 i'''_{1(p)} \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Obwód główny:

$$e_{gs(p)} = i_{m(p)} R_m (1 + p T_m) + C_M \omega - i_{m0} T_m R_m, \quad (57)$$

gdzie

$C_M = C_1 \Phi_M$ (C_1 — stała silnika, Φ_M — strumień główny silnika),
 ω — szybkość kątowna wirnika silnika.

$$e_{gs(p)} = k_3 i_{3(p)}. \quad (58)$$

Równania momentów:

$$M_{(p)} = M_{st(p)} + J p \omega - J \omega_k, \quad (59)$$

gdzie

M_{st} — moment oporów statycznych maszyny wyciągowej (wraz z momentem podnoszonej nadwagi) = const,

J — moment bezwładności całego układu maszyny wyciągowej,

ω_k — szybkość początkowa

$$M_{(p)} = k_m i_{m(p)}. \quad (60)$$

Na podstawie powyższych równań, po pominięciu stałych czasowych analogicznie jak dla I okresu, otrzymamy:

$$\omega_{(p)} = \frac{P_1}{Q_1}, \quad (61)$$

gdzie

$$\begin{aligned} P_1 &= U_{1(p)} B_1 (1 + p T'_c) - \\ &- \left(M_{st(p)} - \omega_k T_{em} \frac{C_M k_m}{R_m} \right) \{ [B_3 + B_2 (1 + p T_3)] (1 + p T'_c) + p B_4 T'_c \} + \\ &+ i_{30} B_7 T_3 (1 + p T'_c) - i'''_{10} B_8 T'_c \end{aligned}$$

$$Q_1 = C_M k_m \left\{ (1 + p T_c''') \left[\frac{B_2}{R_m} (1 + p T_{em}) (1 + p T_3) + \right. \right. \\ \left. \left. + B_5 \left(1 + p \frac{R_M}{R_m} T_{em} \right) - B_6 p T_{em} \right] + \frac{B_4}{R_M} p T_c'''' \left(1 + p \frac{R_M}{R_m} T_{em} \right) \right\}$$

gdzie:

$$B_5 = k_1' k_u k_3 R_1 R_1''',$$

$$B_6 = k_i k_1'' \frac{1}{R_m} k_3 R_1 R_1' R_1''',$$

$$B_7 = k_m k_3 R_3 R_1 R_1' R_1''',$$

$$B_8 = k_1 k_m k_3 R_1 R_1' R_1''',$$

$$T_{em} = \frac{J R_m}{C_M k_m} - \text{stała czasowa elektromechaniczna instalacji wyciągowej.}$$

Charakterystyki statyczne układu znajdziemy ze wzoru (61) kładąc $p=0$ oraz zerując warunki początkowe i przyjmując dowolny moment obciążenia silnika M zamiast M_{st} .

Zatem:

$$\omega = \frac{U_1}{C_M} \frac{k_1 k_3 R_1'}{R_1' R_1 R_3 + k_1 k_u k_3 R_1} - \frac{i_m}{C_M} \frac{k_3 k_u k_1' R_M - k_i k_1'' k_3 R_1' + R_m R_1' R_3}{R_1' R_3 + k_1 k_u k_3} \quad (62)$$

lub

$$\omega = \omega_0 - i_m K, \quad (63)$$

gdzie

$$\omega_0 = \frac{U_1}{C_M} \frac{k_1 k_3 R_1'}{R_1' R_1 R_3 + k_1 k_u k_3 R_1} - \text{szybkość idealnego biegu jałowego silnika,}$$

$$K = \frac{k_3 k_u k_1' R_M - k_i k_1'' k_3 R_1' + R_m R_1' R_3}{C_M (R_1' R_3 + k_1 k_m k_3)}. \quad (64)$$

Jak widzimy z relacji (63), charakterystyki statyczne układu Leonarda z amplitudą są liniami prostymi równoległymi do siebie, przy czym współczynnik kątowy tych charakterystyk K może być regulowany przez dobór współczynników k_u i k_i .

Zwykle pracuje się na charakterystykach słabo ustępliwych, czemu odpowiada $K > 0$. Wtedy na podstawie relacji (64) otrzymamy, że dla uzyskania $K > 0$ powinno być

$$\alpha = \frac{k_3 (k_i k_1'' R_1' - k_u k_1' R_M)}{R_1' R_3 R_m} < 1. \quad (65)$$

Przy $\kappa = 1$ układ będzie idealnie skompensowany, przy $\kappa > 1$ układ będzie przekompensowany i charakterystyki będą wznoszące się.

Dobór współczynników k_u i k_i .

Współczynniki te obliczamy z relacji (62) przez założenie żadanego nachylenia charakterystyki statycznej.

Najprościej możemy je obliczyć ze stanu zwarcia silnika na pierwszej charakterystyce rozruchowej. Niech prąd zwarcia na pierwszej charakterystyce = i_{mk} . Najczęściej jest to prąd odpowiadający założonemu momentowi rozruchowemu.

Moment rozruchowy zwykle waha się w granicach od 1,5 do 2 wartości momentu znamionowego.

Niech tej pierwszej charakterystyce odpowiada szybkość idealnego biegu jałowego — ω_{ok} , odpowiadająca napięciu sterującemu U_{1k} . Zwykle ta szybkość wynosi ok. $2 \div 5\%$ szybkości znamionowej (por. rys. 4). Wtedy:

$$k_u = \frac{U_{1k} k_1 k_3 R_1' - C_M \omega_{ok} R_1' R_1 R_3}{C_M \omega_{ok} k_1 k_2 R_1} \quad (66)$$

oraz

$$k_i = \frac{i_{mk} (k_3 k_u k_1 R_M + R_m R_1' R_3) - C_M \omega_{ok} (R_1' R_3 + k_1 k_u k_3)}{i_{mk} k_1' k_3 R_1'} \quad (67)$$

3. 3. Okres II

Szybkość początkowa $\omega_k = 0$, wartości prądów w końcu pierwszego okresu: $i_{10}''' = i_{11}'''$, $i_{30} = i_{31}$.

Dla naszego przypadku w okresie rozruchu $U_{1(t)}$ będzie liniową funkcją czasu.

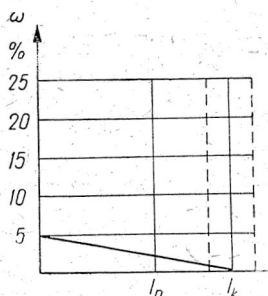
$$\text{Wtedy transformata } U_{1(p)} = \frac{U_{1m}}{t_1} \frac{1}{p^2}.$$

Przyjmując, że moment statyczny M_{st} będzie stały, otrzymamy jego transformate

$$M_{st(p)} = \frac{M_{st}}{p}.$$

Po podstawieniu tych wartości do wzoru (61) otrzymamy:

$$\omega_{(p)} = \frac{P_2}{Q_2}, \quad (68)$$



Rys. 4. Rysunek pomocniczy ilustrujący sposób wyboru współczynników k_u i k_i .

gdzie

$$P_2 = \frac{U_{1m}}{t_1} B_1 (1 + pT_c''') - pM_{st} \{ [B_3 + B_2 (1 + pT_3)] (1 + pT_c''') + pB_4 T_c'''\} + \\ + p^2 i_{31} B_7 T_3 (1 + pT_c''') - i_{11} B_8 T_c'' p^2$$

$$Q_2 = p^2 C_M k_m \left\{ (1 + pT_c''') \left[\frac{B_2}{R_m} (1 + pT_{em}) (1 + pT_3) + \right. \right. \\ \left. \left. + B_5 (1 + p \frac{R_M}{R_m} T_{em}) - B_6 pT_{em} \right] + \frac{B_4}{R_M} pT_c'''' \left(1 + p \frac{R_M}{R_m} T_{em} \right) \right\}.$$

Warunki stabilności pracy układu:

Wyrażenie znajdujące się w kłammerze w mianowniku wzoru (68) da się przedstawić w sposób następujący:

$$M(p) = a_3 p^3 + a_2 p^2 + a_1 p + a_0, \quad (69)$$

gdzie

$$a_3 = \frac{B_2}{R_m} T_{em} T_3 T_c''',$$

$$a_2 = \frac{B_2}{R_m} T_{em} T_3 + \frac{B_2}{R_m} T_3 T_c'''' + \left(\frac{B_4}{R_m} + \frac{B_2}{R_m} + B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} T_c''''.$$

$$a_1 = \frac{B_2}{R_m} T_3 + \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} + \frac{B_4}{R_M} T_c''''.$$

$$a_0 = \frac{B_2}{R_m} + B_5.$$

Stosując do wielomianu (69) kryterium Hurwitza znajdziemy warunki stabilności pracy układu

$$a_3 > 0, \quad a_2 > 0, \quad a_1 > 0, \quad a_0 > 0 \quad (70a)$$

$$D_2 = \begin{vmatrix} a_2 & a_0 & 0 \\ a_3 & a_1 & 0 \\ 0 & a_2 & a_0 \end{vmatrix} > 0 \quad (70b)$$

Rozwijając wyznacznik D_2 otrzymamy:

$$a_0 (a_2 a_1 - a_3 a_0) > 0. \quad (70c)$$

Współczynniki a_3 i a_0 są zawsze większe od zera.

Współczynnik a_2 będzie większy od zera gdy

$$T_c'''' > \frac{B_2 T_3}{B_6 R_m - B_4 - B_2 - B_5 R_M - B_2 \frac{T_3}{T_{em}}} \quad (71)$$

lub

$$T_c''' > - \frac{B_2 T_3}{B_2 \left(1 + \frac{T_3}{T_{em}}\right) + B_3 + B_4} \quad (71a)$$

a_1 jest dodatnie gdy

$$T_c''' > - \frac{B_2 \left(1 + \frac{T_3}{T_{em}}\right) + B_3}{B_4 \frac{R_m}{R_M} \frac{1}{T_{em}}} \quad (72)$$

Warunek (70c) jest spełniony gdy

$$a_2 a_1 - a_3 a_0 > 0. \quad (73)$$

Warunki stabilności zostaną szczegółowiej omówione w przykładzie liczbowym.

Stosując do wzoru (68) transformację odwrotną znajdujemy ogólną postać $\omega(t)$ jako

$$\omega(t) = A_{11} t + A_{12} + A_3 e^{p_3 t} + A_4 e^{p_4 t} + A_5 e^{p_5 t}. \quad (73a)$$

W przypadku, gdy dwa z pierwiastków są sprzężone zespolone, funkcję tę można przedstawić w postaci następującej:

$$\omega(t) = A_{11} t + A_{12} + A_3 e^{p_3 t} + A_6 e^{\operatorname{Re} p_4 t} \sin(b_1 t + \varphi_1). \quad (74)$$

Wyznaczenie współczynników A_{11} i A_{12} z relacji (73).

Współczynnik A_{11}

$$A_{11} = \left[\frac{E_{(p)} p^2}{p^2 F_{(p)}} \right]_{p=0}$$

gdzie

$E_{(p)}$ — licznik wyrażenia (68)

$p^2 F_{(p)}$ — mianownik tegoż wyrażenia.

Stąd

$$A_{11} = \frac{U_{1m} \frac{B_2}{t_1} B_1}{C_M k_m \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \right)}. \quad (74a)$$

Współczynnik ten jest współczynnikiem nachylenia przebiegu szybkości rzeczywistej w II okresie rozruchu.

Współczynnik A_{12}

$$A_{12} = \left[\frac{E_{(p)} p^2}{p^2 F_{(p)}} \right]_{p=0}'$$

$$A_{12} = - \frac{P_3}{Q_3}, \quad (74b)$$

gdzie

$$P_3 = M_{st} \left[(B_2 + B_3) \frac{B_2}{R_m} + B_5 \right] + \frac{U_{1m} B_1}{t_1} \left[\frac{B_2}{R_m} (T_3 + T_{em}) + \right. \\ \left. + \left(B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} + \frac{B_4}{R_M} T_c''' \right],$$

$$Q_3 = C_M k_m \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \right)^2.$$

3. 4. Okres III

Szybkość początkowa $\omega_k = \omega_2$, wartości prądów w końcu II okresu:

$$i_{10}''' = i_{12}''', \quad i_{30} = i_{32}.$$

Napięcie sterujące $U_{1(t)}$ osiąga maksimum $= U_{1m} = \text{const.}$

$$\text{Transformata napięcia } U_{1m(p)} = \frac{U_{1m}}{p}.$$

Moment statyczny $M_{st} = \text{const.}$, jak poprzednio; jego transformata będzie

$$M_{st(p)} = \frac{M_{st}}{p}.$$

Wtedy wzór (61) przyjmie postać

$$\omega_{(p)} = \frac{P_4}{Q_4}, \quad (75)$$

gdzie

$$P_4 = U_{1m} B_1 (1 + p T_c''') - (M_{st} - p \omega_2 J) \{ [B_3 + B_2 (1 + p T_3)] (1 + p T_c''') + B_4 p T_c'''' \} + \\ + p i_{32} B_7 T_3 (1 + p T_c''') - p i_{12}''' B_8 T_c''''.$$

$$Q_4 = p C_M k_m \left\{ (1 + p T_c''') \left[\frac{B_2}{R_m} (1 + p T_{em}) (1 + p T_3) + \right. \right. \\ \left. \left. + B_5 \left(1 + p \frac{R_M}{R_m} T_{em} \right) - B_6 p T_{em} \right] + \frac{B_4}{R_M} p T_c'''' (1 + p \frac{R_M}{R_m} T_{em}) \right\}$$

Stosując do wzoru (75) transformację odwrotną otrzymamy

$$\omega(t) = A_{11} + A_2 e^{p_2 t} + A_3 e^{p_3 t} + A_4 e^{p_4 t}. \quad (76)$$

W przypadku, gdy dwa pierwiastki są sprzężone zespolone, funkcję tę można przedstawić w postaci następującej:

$$\omega(t) = A_{11} + A_2 e^{p_2 t} + A_3 e^{Re|p_3|t} \sin(b_2 t + \varphi_2). \quad (77)$$

Współczynnik A_{11} przedstawia szybkość w końcu II okresu, tzn. dla chwili, gdy $U_{1(t)}$ osiąga wartość U_{1m} .

Warunki stabilności dla okresu III pozostają takie same jak dla okresu II. Wynika to z niezmienności parametrów obwodu.

3. 5. Przykład liczbowy

Wyznaczyć przebiegi szybkości i momentu dla instalacji wyciągowej w układzie Leonarda sterowanej amplidyną.

Dla instalacji przyjęto dane wyjściowe, jak dla przykładu poprzedniego, za wyjątkiem obwodów amplidyny.

Dane instalacji wyciągowej silnika i generatora sterującego pozostają te same jak w przykładzie układu Leonarda bez wzmacniacza maszynowego.

Dane amplidyny:

Napięcie wyjściowe przy załączonym przeciwsprężeniu napięciowym:

$$U_3 = 270 \text{ V}$$

Prąd wyjściowy znamionowy:

$$I_3 = 22,5 \text{ A}$$

Moc wyjściowa znamionowa:

$$P'_3 = 6 \text{ kW}$$

Opór obwodu wyjściowego wynosi:

$$1 \Omega$$

SEM wirnika amplidyny przy pełnymysterowaniu bez przeciwsprężenia napięciowego:

$$e_1 = 670 \text{ V}$$

SEM wzniecana w wirniku przez uzwojenie przeciwsprężenia napięciowego przy pracy znamionowej (wartość założona):

$$e'_1 = -0,6 e_1 = -400 \text{ V}^1)$$

SEM wzniecana w wirniku przez uzwojenie prądowego sprzężenia zwrotnego przy pracy znamionowej (oblicza się na podstawie równań podanych wyżej):

$$e'_1 \approx 10 \text{ V}$$

¹⁾ Im współczynnik przy e_1 jest bliższy jednostki, tym dokładniejsze będzie sterowanie zwykle leży on w granicach $0,4 \div 0,8$.

Dane znamionowe obwodów sterujących: $U_{1m} = 53,8 \text{ V}$

$$i_1 = 0,122 \text{ A}$$

$$R_1 = R'_1 = R''_1 = R'''_1 = 440 \Omega$$

Moc wejściowa: $P_1 = 6,5 \text{ W}$

Statyczny współczynnik wzmocnienia
mocy: $k_p = \frac{P_3}{P_1} = 920$

Opór całkowity obwodu wzbudzenia
generatora sterującego wraz z ob-
wodem wyjściowym amplidyny: $R_3 = 10,9 + 1 = 11,9 \Omega$

Współczynniki: $k_1 = k'_1 = k''_1 = k'''_1 = 5500 \text{ V/A}$

Wszystkie uzwojenia sterujące amplidyny (1, 1', 1'' i 1''') mają tę samą liczbę zwojów.

Zakładamy $T_c''' = 0,01 \text{ sek.}$ Temu odpowiada pojemność kondensatora stabilizującego $C = 22,6 \mu\text{F}$.

Na podstawie wzorów (66) i (67) obliczamy:

$$k_u = 0,0424,$$

$$k_i = 1,032 \cdot 10^{-6},$$

Na podstawie wzorów (45) i (46) otrzymamy:

$$B_1 = 726 \cdot 10^8,$$

$$B_2 = 183 \cdot 10^5,$$

$$B_3 = -420 \cdot 10^4,$$

$$B_4 = 2900 \cdot 10^5,$$

$$B_5 = 1535 \cdot 10^6,$$

$$B_6 = 9200 \cdot 10^5,$$

$$B_7 = 691 \cdot 10^8,$$

$$B_8 = 3195 \cdot 10^{10},$$

Okres I ($\omega(t) = 0$)

Na podstawie relacji (49) otrzymamy:

$$M(t) = 23400 \left[t - \frac{1}{0,666} (1 - e^{-0,666 t}) \right]$$

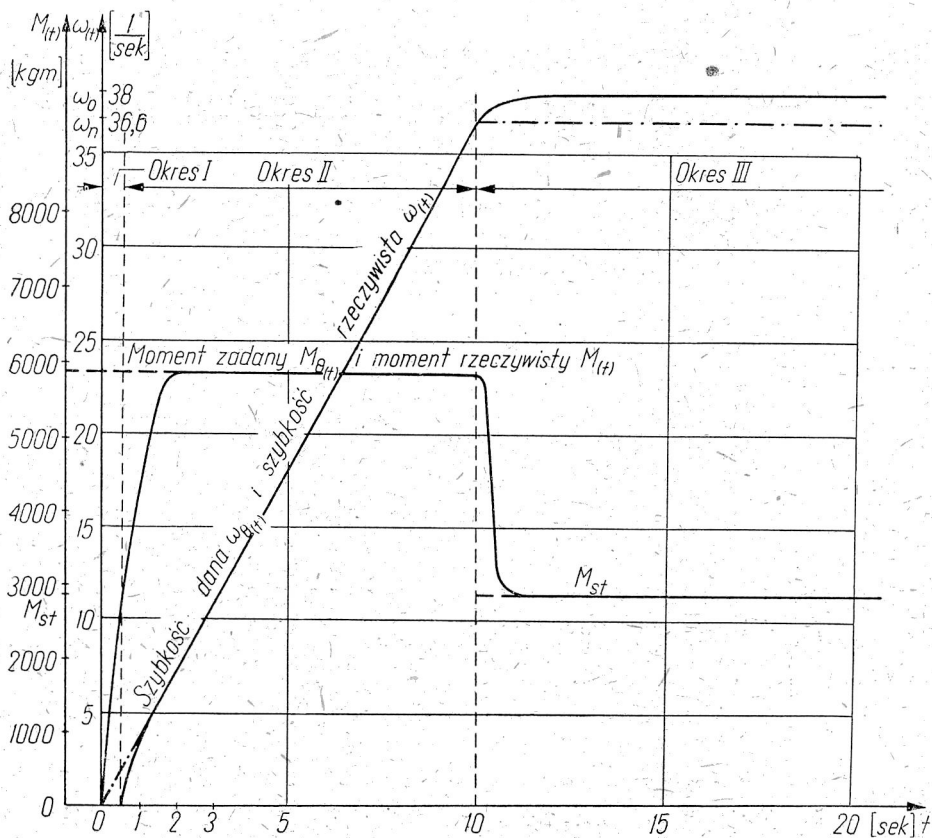
stąd

$$t_{mst} = 0,45 \text{ sek.}$$

Na podstawie równań w części ogólnej znajdziemy:

$$i_{31} = 1,53 \text{ A}$$

$$i_{11}''' = 0,086 \text{ A}$$



Rys. 5. Przebiegi szybkości i momentu w układzie Leonarda przy sterowaniu amplitdyną.

Okres II

Na podstawie relacji (74) otrzymamy:

$$\omega(t) = 3,79t - 0,461 - 0,0753e^{-107,64t} + 12,25e^{-1,67t} \cos(0,9t + \varphi_1),$$

gdzie

$$\varphi_1 \approx \frac{\pi}{2}.$$

Po $t = 0,03$ sek. zanika wyraz trzeci, po 1,8 sek. zanika wyraz ostatni; wtedy wzór na szybkość przybiera postać:

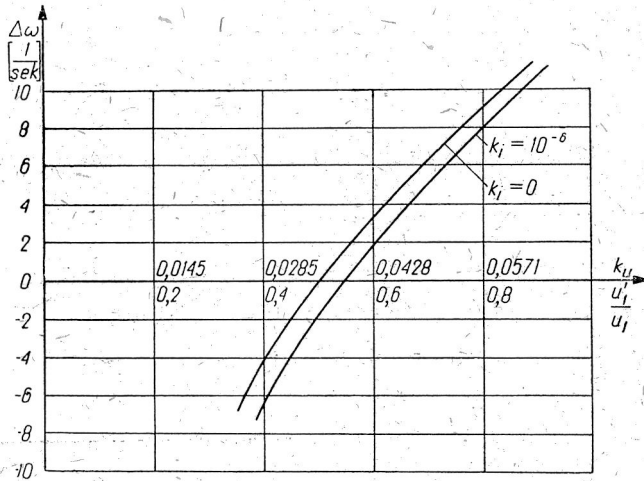
$$\omega_{(t)} \approx 3,79t - 0,46$$

stąd

$$\frac{d\omega}{dt} = 3,79 \frac{1}{\text{sek}^2}.$$

Wzór na moment wg relacji (18) po czasie 1,8 sek:

$$M_{(t)} = 2850 + 820 \cdot 3,79 = 5955 \text{ kgm}.$$



Rys. 6. Zależność maksymalnego błędu $\Delta\omega$ od współczynnika k_u dla dwóch wartości k_i ($= 0$ oraz $= 10^{-6}$).

Okres III

$$(\omega_{(t)} > 0, U_{1(t)} = U_{1m} = \text{const}).$$

Na podstawie relacji (77) otrzymamy:

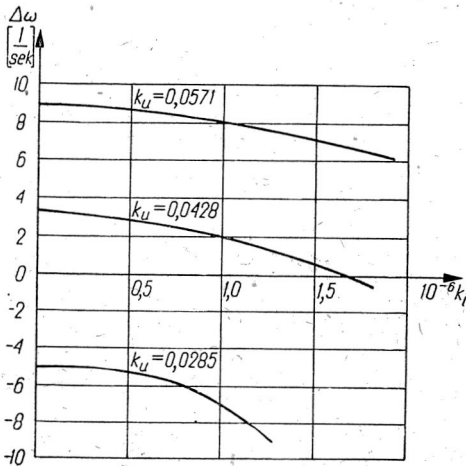
$$\omega_{(t)} = 37,6 - 0,277 e^{-107,64 t} - 97,02 e^{-1,67 t} \cos\left(0,9 t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Po czasie $t = 1,8$ sek. człony drugi i trzeci zanikną, wtedy wzór na szybkość przybierze postać:

$$\omega_{(t)} = 37,6 \frac{1}{\text{sek}}.$$

Moment silnika osiągnie wartość momentu oporów statycznych

$$M_m = M_{st} = 2850 \text{ kgm}.$$



Rys. 7. Zależność błędu $\Delta\omega$ od współczynnika k_i dla trzech wartości k_u ($=0,0285; 0,0428$ oraz $0,0571$).

Na podstawie powyższych danych zostały wykonane wykresy momentów i szybkości (rys. 5); prócz tego: rys. 6 podaje zależność maksymalnego błędu od współczynnika k_u przy $k_i = \text{const.}$, rys. 7 podaje zależność tegoż błędu od k_i przy $k_u = \text{const.}$, rys. 8 i 9 przedstawiają zależność czasu trwania I okresu t_{Mst} od wyżej wymienionych współczynników.

Różnicę pomiędzy szybkością zadaną a rzeczywistą (czyli błąd) znajdujemy z relacji:

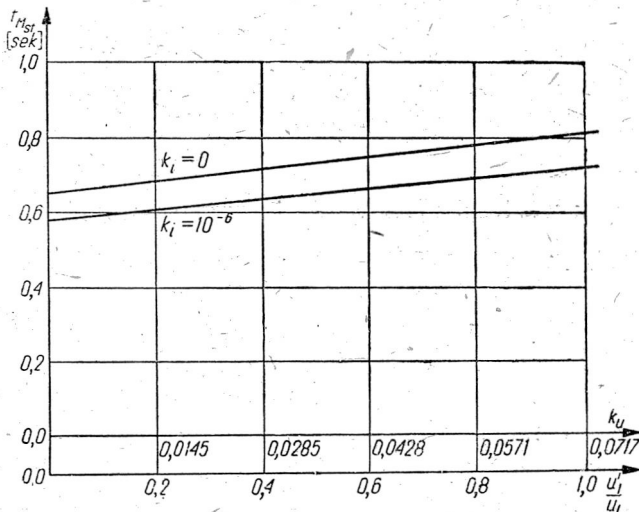
$$\Delta \omega(t) = \omega_{\Theta}(t) - \omega(t)$$

gdzie

$\omega_{\Theta}(t)$ — szybkość zadana jako funkcja czasu.

Podstawiając do powyższego wzoru za $\omega(t)$ wartość z relacji (77) oraz odrzucając człony zanikające otrzymamy wyrażenie na błąd dla szybkości zadanej jako liniowa funkcja czasu:

$$\omega_{\Theta}(t) = A_{10} t,$$



Rys. 8. Zależność I okresu (t_{Mst}) od współczynnika k_u :

gdzie

$$A_{10} = \frac{\omega_0 - \Delta \omega_{st}}{t_1} = \frac{\omega_n}{t_1},$$

wtedy

$$\Delta \omega(t) = A_{10} t - A_{11} (t - t_{Mst}) + A_{12},$$

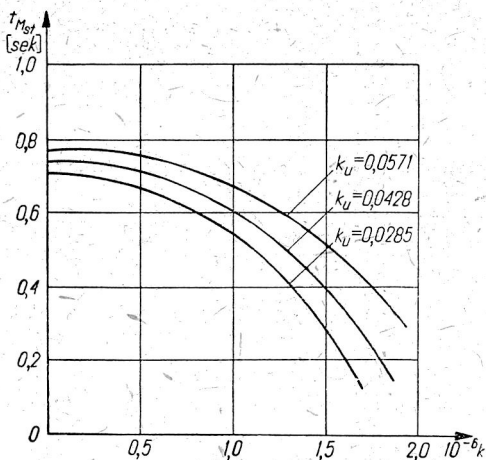
gdzie

A_{11} i A_{12} dane są wzorami (74a) i (74b).

Błąd $\Delta \omega(t)$ jest błędem dynamicznym, gdyż występuje w okresie rozruchu silnika w czasie trwania przebiegów nieustalonych.

Za błąd statyczny można uważać wartość:

$$\Delta \omega_{st} = \frac{i_{mst} R_m}{C_M}$$



Rys. 9. Zależność I okresu (t_{Mst}) od współczynnika k_z .

Po wstawieniu wartości liczbowych do wzoru na błąd znajdziemy:

$$\Delta \omega(t) = 3,66 t - 3,79 (t - 0,45) + 46.$$

Błąd na początku drugiego okresu ($t = t_{Mst} = 0,45$ sek.) wynosi:

$$\Delta \omega(t_{Mst}) = 1,65 \frac{1}{\text{sek}}.$$

Błąd w końcu drugiego okresu

$$\Delta \omega(t_2) = 0,86 \frac{1}{\text{sek}}.$$

4. WNIOSKI

1. Przy sterowaniu układu Leonarda bez wzmacniacza maszynowego rzeczywiste przebiegi szybkości i momentu znacznie odbiegają od przebiegów zadanych wskutek tego, że układ jest obciążony bezwładnościami elektrycznymi i mechanicznymi.

Powoduje to wydłużenie się okresu rozruchu w stosunku do założonego, co wywołuje spadek zdolności wydobywczej maszyny wyciągowej. Ponadto chwilowe przyspieszenia rzeczywiste mogą być znacznie większe od założonych, co może spowodować poślizg liny na kole Koepe'go oraz wzrost naprężeń dynamicznych w linie i w całym układzie mechanicznym.

2. Przy sterowaniu ze wzmacniaczem maszynowym można osiągnąć wielką dokładność sterowania, dzięki czemu rzeczywiste przebiegi szybkości i momentu będą się bardzo mało różniły od zadanych.

Dokładność sterowania może być dobierana przez odpowiedni wybór współczynników sprzężeń zwrotnych k_u i k_i , jak to widać na rys. 6 i 7.

*Akademia Górniczo-Hutnicza
w Krakowie*

WYKAZ LITERATURY

1. Alexanderson E. F. W., Edwards M. A., Bowman K. K. — The amplidyne generator — A dynamoelectric amplifier for power control — Gen. El. Rev., vol. 43, 1940, s. 104.
2. Broughton H. H. — Electric Winders. II wyd., Spon, F. N. London, 1948.
3. Byczkow W. P. — Elektropriwod postojannowo toka s szirokim diapazonom riegulirowanja skorosti wraszczenia elektrodwigatiela — Izd. A. Nauk SSSR, Otd. tiechn. nauk, nr 2, 1950, s. 167—175.
4. Byczkow W. P. — Kwadraticznaja sistemi s primieniem elektromaszinnowo usilitiela — Elektriczn., 1952, nr 4, s. 32—38.
5. Byczkow W. P. — Tieoria i mietod rasczota sistemi genierator-dwigatiel s elektromaszinnym riegulatorom — Elektriczn., 1950, nr 2, s. 33—34.
6. Castell R., Jeannin M. — Machine d'extraction à commande automatique, à controle par amplidyne, des mines de la Mourière — Revue Electr. et Mech. Alsthom, nr 81, 1950.
7. Evans O. T., Harvey P. H. — Automatic winding practice — Colliery Guardian, vol. 184, nr 4746, 1952, s. 187—194.
8. Evans O. T., Harvey P. H. — Automatic mine winding practice. — Metropolitan — Vickers Gazette, vol. XXIV, nr 393, 1952, s. 127—139.
9. Gierman A. P., Szklarski F. N. — Rudnicznyje pod'jomnyje ustanowki — Uglietiechizdat, Moskwa, 1947.
10. Gogolewski Z. — Napęd elektryczny — P. W. T., Warszawa, 1952.
11. Hruša J. — Kompoundace stejnosměrných těžných strojů a jejich řízení točivými regulátory — Elektrotechn. Obz., vol. 40, 1951, nr 20—24, s. 383—391.
12. Hruša J. — Stejnosměrne těžné stroje se samočinným řízením — Elektrotechn. Obz. vol. 40, 1951, nr 11—14, s. 243—245.

13. Industrielle Anwendung des Verstärker-Generator (Amplidyne) — *Elektr. Zeit.*, vol. 62, zeszyt 38/39, 1941, s. 796.
14. Ivy J. G. — Rototrol control of mine hoist drives — *Westinghouse Engineer*, vol. 4, 1944, s. 124.
15. Lutz H. — Über die Steuerung elektrischer Gleichstrom-Fördermaschinen in Leonard Schaltung—*Glückauf*, zeszyt 41/42, 1951, s. 953—967.
16. Metcalt B. L. — Electricity applied to mining (A Review of Progress) *Proc. Inst. El. Engos*, London, vol. 100, część I, nr 122, 1953, s. 59—71.
17. Muirhead T. M. — An electric winder installation with the rototrol system of control — *Mining Electr. a. Mechan. Eng.* XXXII, nr 373, 1951, s. 111—123.
18. Obrąpalski J. — Maszyny wyciągowe elektryczne — *B. W. Techn. C. Z. P. W.*, Katowice, 1947.
19. Pełczewski W. — Zasada działania amplidyne — *Przegląd Elektrotechniczny*, roczn. XXIX, zeszyt 4, 1953, s. 139—146.
20. Petch T. H. — Transients in electric mine-winders and their effects on rope stresses — *Proc. Inst. El. Engrs*, vol. 98, część II, nr 65, 1951, s. 573—596
21. Petch T. H. — Ward-Leonard mine winder with closed-loop amplidyne control BTH — *Activities*, vol. 22, 1951, s. 106—111.
22. Попов W. K. — Основы электропривода — *Gosenergoizdat*, Moskwa, 1951, II wyd.
23. Seed D. R. N. — Rotating amplifiers — *Electrical Times*, 118, 1950, s. 566.
24. Sequenz H. — Verstärkermaschinen — *E. u. M.*, nr 17, 1952, s. 375.
25. Staley W. W. — *Mine Plant Design* — *Mc Graw-Hill*, New York, 1949.
26. Shouts D. R., Edwards M. A., Crever F. E. — Industrial application of amplidyne generators — *Trans. A. I. E. E.*, vol. 59, 1940, s. 944.
27. Szklarski L. — Zasady napędu elektrycznego — cz. I (skrypt), *P. Z. W. S.*, Kraków, 1951.
28. Szklarski L. — Zastosowanie wzmacniaczy maszynowych do sterowania maszyn wyciągowych o napędzie Leonarda — *Przegląd Elektrotechniczny*, XXVIII, nr 12, 1952, s. 475—484.
29. Sztwiertnia Wł. — Regulatory jazdy i urządzenia bezpieczeństwa dla elektrycznych maszyn wyciągowych — *B. W. Techn. C. Z. P. W.*, 1947.
30. Valentin A. — Les dynamos amplificatrices l'amplidyne — *Bull. Soc. Franc. Electr.*, nr 82, 1948, s. 304—328.
31. Whiteley A. L. — Servo Mechanisms (A review of progress) *Proc. Inst. El. Engrs*, vol. 98, część I, nr 113, 1951, s. 289.

Л. ШКЛЯРСКИ и Х. ГУРЕЦКИ

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИВОДА РУДНИЧНОЙ ПОДЪЕМНОЙ МАШИНЫ ПО СИСТЕМЕ ГЕНЕРАТОР-ДВИГАТЕЛЬ

Резюме

Введение. В статье авторы представляют и сравнивают переходные процессы при управлении привода рудничной подъемной машины по системе Генератор-Двигатель (Г-Д) для двух случаев:

1. при управлении без машинного усилителя
2. управление того-же привода при помощи машинного усилителя типа амплидин.

Рассмотрены идеализированные случаи, а именно принято, что управляющее напряжение в периоде ускорения задано как функция времени, а не пути клетей. Напряжение на зажимах обмотки возбуждения генератора принято заданным при помощи потенциометра.

Случай I. Система без машинного усилителя (рис. 1). Полное время ускорения подъёмной машины можно разделить на три периода:

Первый период — От начала движения рычага управления до того момента, когда вращающий момент подъёмного двигателя достигнет значения момента статических сопротивлений подъёмной установки (в течение этого периода двигатель ещё находится в состоянии покоя).

Второй период — При дальнейшем перемещении рычага вращающий момент двигателя станет больше момента статических сопротивлений и двигатель приходит в движение.

В течение этого периода управляющее напряжение достигает максимума, но скорость вращения двигателя ещё не достигает установившегося значения.

Третий период — Свободный разбег двигателя при постоянном управляющем напряжении. В конце этого периода двигатель достигает полной скорости.

Уравнения движения выведены авторами для каждого из этих периодов отдельно.

При выводе уравнений пренебрежена индуктивность якорей генератора и подъёмного двигателя. Это тем более обосновано, что обе машины снабжены компенсационными обмотками, благодаря чему индуктивность якорей очень мала.

Возрастание управляющего напряжения на зажимах обмотки возбуждения генератора принято линейным, иными словами принята тахограмма с постоянным ускорением.

Для первого периода уравнение момента в функции времени получено в следующей форме:

$$M_{(t)} = \frac{M_k}{t_1} \left[t - T_3 (1 - e^{-t/T_3}) \right] \quad (9a)$$

где

$$M_k = \frac{U_{3k} k_3 k_m}{R_3 R_m} \quad \text{— момент короткого замыкания подъёмного двигателя при полном напряжении на зажимах обмотки возбуждения генератора,}$$

U_{3k} — максимальное напряжение на зажимах обмотки возбуждения генератора,

k_3 — коэффициент пропорциональности между э.д.с. генератора и ее током возбуждения,

k_m — коэффициент пропорциональности между вращающим моментом подъемного двигателя и током его якоря,

R_3 — сопротивление цепи возбуждения генератора,

$R_m (=R_{gs} + R_m)$ — полное сопротивление цепи якорей системы Г-Д

R_M — сопротивление цепи якоря подъемного двигателя,

R_{gs} — сопротивление цепи якоря генератора,

$T = \frac{L_3}{R_3}$ — постоянная времени цепи возбуждения генератора,

t_1 — принятый полный период ускорения (на тахограмме).

Подставляя в это уравнение вместо $M(t)$ значение момента статических сопротивлений M_{st} , мы найдём период $t_{M_{st}}$ в течение которого двигатель находится в состоянии покоя. Величина статического момента M_{st} принята постоянной.

Для второго периода получено следующее уравнение скорости в функции времени.

$$\omega(t) = \frac{\omega_0}{t_1} \left(t - T_3 - T_{em} + \frac{1}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} - \frac{1}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) - \Delta\omega_{st} \left(1 - \frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} + \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) \quad (20)$$

где

$$\omega_0 = \frac{U_{3k} k_3}{C_n R_3} \quad \text{— скорость идеального холостого хода,}$$

$$\Delta\omega_{st} = \frac{M_{st}}{J} T_{em} = \frac{M_{st} R_m}{C_M k_m} \quad \text{— падение скорости соответствующее статическому моменту,}$$

T_{em} — электромеханическая постоянная времени подъемной установки,

J — полный момент инерции подъемной установки,

C — постоянная подъемного двигателя,

Уравнение вращающих моментов:

$$M_{(t)} = M_{st} + \frac{J\omega_0}{t_1} \left(1 - \frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} + \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) - M_{st} \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} \left(e^{-\frac{t}{T_3}} - e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right). \quad (21)$$

Для третьего периода получено уравнение скорости в функции времени:

$$\omega_{(t)} = \omega_0 - \Delta\omega_{st} \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) - (\omega_0 - \omega_1) \left(\frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} - \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) \quad (34)$$

где:

ω_1 — начальная скорость третьего периода,

На основании предыдущих уравнений получены диаграммы (рис. 2) для численного примера. Диаграммы получены для подъёмной машины с двигателем мощностью в 1280 *kbt* для скорости 14 м/сек с заданным периодом ускорения $t_1 = 10$ сек при постоянном ускорении.

Случай 2. Система управляется при помощи амплидина (рис. 3).

Управляющая обмотка амплидина между зажимами аппарата управления выполненного в виде потенциометра.

Принимаем, что сопротивление управляющей цепи велико в сравнении с сопротивлением потенциометра, благодаря чему сопротивление управляющей цепи может быть принято постоянным.

Рассмотрение переходных процессов системы Г-Д с машинным усилителем представляет значительные затруднения. Для упрощения приходится пренебречь незначительные постоянные времени некоторых цепей. Благодаря этому можно получить по крайней мере приблизительное понятие о переходных процессах системы.

Подобно как в первом случае пренебрегаем постоянным времени главной цепи системы Г-Д. Принимаем также, что скорость задана в функции времени.

Система Г-Д с машинным усилителем содержит кроме управляющей цепи (1), также цепь отрицательной обратной связи по напряжению (1'), цепь обратной связи по току (1'') и цепь стабилизирующей обратной связи (1''') с ёмкостью С.

Подобно как в первом случае полное время ускорения делим на три периода.

Для первого периода, в котором двигатель остаётся в состоянии покоя, получаем следующее уравнение момента в операторной форме:

$$M_{(p)} = \frac{U_1^m B_1}{t_1 p^2 [(B_2 + B_3) + p (B_2 T_3 + B_4 T_c''')] } \quad (45a)$$

где:

$$B_1 = k_1 k_m k_3 R_1' R_1''$$

$$B_2 = R_m R_1' R_1'' R_1 R_3$$

$$B_3 = k_3 k_u k_1' R_M R_1 R_1'' - k_i k_1' k_3 R_1' R_1 R_1''$$

$$B_4 = k_1''' k_3 R_M R_1' R_1$$

В этих уравнениях индексы (1) обозначают параметры управляющей цепи амплитудина $\left(R_1, L_1, T_1 = \frac{L_1}{R_1}, k_1\right)$; индексы $(1')$ обозначают параметры цепи отрицательной обратной связи по напряжению $\left(R_1', L_1', T_1' = \frac{L_1'}{R_1'}, k_1'\right)$; индексы $(1'')$ обозначают параметры обратной связи по току $\left(R_1'', L_1'', T_1'' = \frac{L_1''}{R_1''}, k_1''\right)$ наконец индексы $(1''')$ обозначают цепь стабилизирующей обратной связи $\left(R_1''', L_1''', T_1''' = \frac{L_1'''}{R_1'''}, k_1'''\right)$.

k_1, k_1', k_1'' и k_1''' коэффициенты пропорциональности между э. д. с. амплитудина и токами в отдельных цепях управления.

Знак перед членом $B_4 T_c'''$ зависит от направления включения стабилизирующей обмотки.

Кроме того:

$k_u = \frac{R_x}{R_d}$ — коэффициент отрицательной обратной связи по напряжению, где R_d полное сопротивление потенциометра, R_x сопротивление потенциометра соответствующее данному положению его подвижного контакта,

$k_i = \frac{R_{bp}}{R_1'}$ — коэффициент обратной связи по току, где R использованное в качестве шунта сопротивление обмотки дополнительных полюсов одной или обеих машин системы Г-Д.

Из анализа следует, что цепь $1'''$ исполняет стабилизирующее действие, когда перед членом $B_4 T_c$ принят знак " — ".

Формула момента в функции времени имеет следующий вид:

$$M(t) = A_{11} \left[t + \frac{1}{p_3} (1 - e^{p_3 t}) \right] \quad (49)$$

где:

$$A_{11} = \frac{U_{1m} B_1}{B_2 + B_3}$$

$$p_3 = - \frac{B_2 + B_3}{B_2 T_3 \mp B_4 T_c'''}$$

$$B_2 T_3 \mp B_4 T_c''' \neq 0.$$

В конце первого периода момент достигает величины момента статических сопротивлений M_{st} .

Тогда по формуле (49) мы получим величину времени $t_{M_{st}}$ в течение которого двигатель остаётся в состоянии покоя.

Формула статических характеристик системы Г-Д, управляемой при помощи амплитудина для произвольной величины управляющего напряжения имеет следующий вид:

$$\omega = \omega_0 - i_m K \quad (63)$$

где:

ω_0 — скорость идеального холостого хода,

i_m — нагрузочный ток главной цепи,

K — коэффициент наклона характеристик двигателя системы Г-Д.

причём:

$$\omega_0 = \frac{U_1}{C_M} \frac{k_1 k_3 R_1'}{R_1' R_1 R_3 + k_1 k_u k_3 R_1} \quad (64)$$

$$K = \frac{k_3 k_u k_1' R_M - k_i k_1'' k_3 R_1' + R_m R_1' R_3}{C_M (R_1' R_3 + k_1 k_m k_3)}$$

Из соотношения (63) видим, что характеристики двигателя в системе Г-А являются параллельными прямыми.

Коэффициент K можно регулировать подбором величин k_u и k_i .

Вместо коэффициента K можно ввести коэффициент

$$\chi = \frac{k_3 (k_i k_1'' R_1' - k_u k_i R_M)}{R_1' R_3 R_m} < 1. \quad (65)$$

Когда $\kappa=1$ система идеально компенсирована, характеристики параллельны оси тока i_m (или вращающего момента M_m).

При $\kappa < 1$ характеристики мягче, при $\kappa > 1$ система перекомпенсирована, характеристики поднимающиеся.

Обычно система Г-Д работает при незначительно смягченных характеристиках ($\kappa < 1$).

На основании приведенных выше уравнений можно рассчитать коэффициенты k_u и k_i ¹⁾ для данного требуемого наклона статических характеристик системы:

$$k_u = \frac{U_{1\kappa} k_1 k_3 R_1' - C_M \omega_0 R_1' R_3}{C_M \omega_0 k_1' k_2 R_1} \quad (66)$$

$$k_i = \frac{i_{m\kappa} (k_3 k_u k_1' R_M + R_m R_1' R_3) - C_M \omega_0 (R_1' R_3 + k_1' k_u k_3)}{i_{m\kappa} k_1'' k_3 R_1'} \quad (67)$$

где ω_{κ} наименьшая требуемая скорость идеального холостого хода, соответствующая данной величине управляющего напряжения $U_{1\kappa}$.

Эта скорость обычно равна 2–5% минимальной скорости (рис. 4).

Для второго периода получены следующие выражения для скорости в функции времени:

$$\omega(t) = A_{11}t + A_{12} + A_3 e^{p_3 t} + A_4 e^{p_4 t} + A_5 e^{p_5 t} \quad (73a)$$

В случае, когда два из корней уравнения (73a) комплексные сопряженные, функция эта может быть представлена в следующей форме:

$$\omega(t) = A_{11}t + A_{12} + A_5 e^{p_5 t} + A_6 e^{R_e |p_4| t} \sin(b_1 t + \varphi_1) \quad (74)$$

$$A_{11} = \frac{U_{1m} \frac{B_2}{t_1} B_1}{C_M k_m \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \right)}$$

$$A_{12} = \frac{M_{st} \left[(B_2 + B_3) \frac{B_2}{R_m} + B_5 \right] + \frac{U_{1m} B_1}{t_1} \left[\frac{B_2}{R_m} (T_3 + T_{em}) + \left(B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} + \frac{B_4}{R_m} T_c'''' \right]}{C_M k_m \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \right)^2}$$

¹⁾ Коэффициенты k_u и k_i можно изменять: и так k_u регулируется передвижением движка потенциометра R_d (рис. 3), а k_i изменением сопротивления цепи обратной связи $1''$.

Остальные коэффициенты уравнений (73) и (74) очень сложны. Они определены нами только для численного примера.

Условия стабильности системы на основании критерия Гурвица следующие:

$$a_1 > 0, \quad a_2 > 0$$

$$a_2 a_1 = a_3 a_0 > 0$$

где:

$$a_0 = \frac{B_2}{R_m} + B_5$$

$$a_1 = \frac{B_2}{R_m} T_3 + \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} + \frac{B_4}{R_M} T_c'''$$

$$a_2 = \frac{B_2}{R_m} T_3 T_{em} + \frac{B_2}{R_m} T_3 T_c''' + \left(\frac{B_4}{R_m} + \frac{B_2}{R_m} + B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} T_c'''$$

$$a_3 = \frac{B_2}{R_m} T_{em} T_3 T_c'''$$

где:

$$B_5 = k_1 k_u k_3 R_1 R_1''''$$

$$B_6 = k_i k_1'' \frac{1}{R_m} k_3 R_1 R_1' R_1''''$$

$$B_7 = k_m k_3 R_1 R_1' R_1''''$$

$$B_8 = k_1 k_m k_3 R_1 R_1' R_1''''$$

Для третьего периода ускорения формула скорости в функции времени имеет следующую форму:

$$\omega(t) = A_{11} + A_2 e^{p_2 t} + A_3 e^{p_3 t} + A_4 e^{p_4 t}. \tag{76}$$

В случае когда два корня комплексные сопряжённые, уравнение это можно преобразовать:

$$\omega(t) = A_{11} + A_2 e^{p_2 t} + A_5 e^{Re_0 |p_3| t} \sin(b_2 t + \varphi_2). \tag{77}$$

Условия стабильности для этого периода те же самые, что и для предыдущего.

На основании этих формул получены кривые скорости и моменты (рис. 5) для подъёмной машины предыдущего примера, причём данные амплитуды следующие:

выходная номинальная мощность $p_3' = 6 \text{ кВт}$,

выходной номинальный ток $I_3 = 22,5 \text{ а}$,

выходное напряжение при включенной отрицательной обратной связи по напряжению $U_3 = 270 \text{ в}$.

Постоянная времени $T_c^{\text{кк}} = 0,01 \text{ sek}$, ёмкость стабилизирующего конденсатора $C = 22,6 \text{ мф}$.

Динамическая ошибка появляющаяся при управлении системы Г-Д определяется из уравнения:

$$\Delta \omega_t = \omega_{\Theta(t)} - \omega(t)$$

где:

$\omega_{\Theta(t)}$ — скорость заданная в функции времени.

На основании предыдущих соотношений (пренебрегая быстроубывающими экспоненциальными составляющими) получим:

$$\Delta \omega(t) = A_{10}t - A_{11}(t - t_{Mst}) + A_{12}.$$

Статическая ошибка:

$$\Delta \omega_{st} = \frac{i_{mst} R_m}{C_M}$$

Рис. 6 представляет зависимость между максимальной ошибкой $\Delta \omega(t)$ и коэффициентом k_u при $h_i = \text{const}$.

Рис. 7 представляет зависимость этой ошибки от k_i при $k_u = \text{const}$.

Рис. 8 и 9 представляют зависимость длительности первого периода t_{Mst} от коэффициентом k_u и k_i .

Заключительные выводы. 1. При рассмотренном способе управления системы Г-Д без машинного усилителя кривые скорости и момента могут значительно отличаться от заданных величин. Это может привести к увеличению периода ускорения и может вызвать возрастание динамических напряжений в механической части подъёмной машины и в канате и, наконец, скольжение каната по шкиву К э. п. е.

2. При применении амплidyна можно достигнуть значительной точности управления установкой и выполнения заданной тахограммы.

Точность управления может быть регулирована подбором коэффициентов обратных связей k_u и k_i .

L. SZKLARSKI, H. GÓRECKI

TRANSIENTS IN A WARD-LEONARD ELECTRIC MINE-WINDER

Summary

The article deals with transients during the regulation of the D.C. drive of an electric mine-winder in two cases:

1. Without any rotating amplifier¹,
2. With a rotating amplifier (amplidyne).

¹ A similar case has previously been examined in an article by T. H. Petch [21].

Only idealized systems have been examined in which the intended controlling excitation voltage of the D.C. generator is a function of time, not that of the path of the conveyances.

The control voltage is assumed to be regulated by means of a potentiometer.

Case 1. *A system without any rotating amplifier.* Fig. 1 is a conventional diagram of a Ward-Leonard set.

The whole acceleration time of the winding motor may be divided into three periods i. e.:

1. From the beginning of the movement of the control lever till the moment when the hoist-motor develops a torque equal to the static torque of the winder, the motor being stationary during this period.
2. By the further lever movement the motor torque exceeds the static torque, and the motor starts rotating.

During this period the controlling voltage reaches the maximum value, but the speed of the motor still does not reach the nominal value.

3. The run of the hoist-motor after the controlling voltage has reached the maximum value. At the end of this period the speed of the motor reaches a nominal value.

The equations of motion were derived for an idealized system and the inductances of the armature windings of both the D.C. generator and the hoist-motor were neglected, which is still more justified by the presence of compound windings in the machines mentioned.

A linear increase in the field excitation voltage of the D.C. generator was assumed, i. e. a speed diagram with constant acceleration was anticipated.

For the *first period* the equation of torque in operational form is as follows:

$$M_{(p)} = \frac{U_{3k} k_3 k_m}{t_1 R_3 R_m p^2 (1 + p T_3)} \quad (8)$$

Let us introduce the following notation:

U_{3k} — maximum voltage of the field winding of the D.C. generator,
 k_3 — coefficient of proportionality of the e. m. f. of a D.C. generator to the field excitation current,

k_m — coefficient of proportionality of the torque developed by the motor to the field excitation current,

t_1 — assumed acceleration time,

R_{gs} — resistance of the armature of the D.C. generator,

R_M — resistance of the armature of the D.C. hoist-motor,

$R_m = R_{gs} + R_M$ — total resistance of the circuit of both the generator and motor armatures,

$T_3 = L_3/R_3$ — time-constant of the generator field,

i_m — current of the rotor circuit,

i_3 — field excitation current.

By applying the inverse Laplace transformation the equation for torque as a function of time was obtained:

$$M_{(t)} = \frac{M_k}{t_1} [t - T_3(1 - e^{-\frac{t}{T_3}})] \quad (9a)$$

Where:

$M_k = \frac{U_{3k}k_3k_m}{R_3R_m}$ — is the short-circuit torque of the hoist-motor with the full excitation field of the D.C. generator.

After the substitution $M_t = M_{st}$ (where M_{st} is the static torque of the winder assumed to be constant) in the equation (9a), the duration of the period in which the motor is stationary (t_{Mst}) is obtained.

The operational equation of speed for the second period is as follows:

$$\omega_{(p)} = \frac{\frac{U_{3k}k_3}{t_1} - M_{st} \frac{R_m}{k_m} R_3 p}{C_M R_3 p^2 (1 + pT_3) (1 + pT_{em})} \quad (19)$$

Where:

$C_M = c\Phi_m$ — is the hoist-motor constant,

$T_{em} = \frac{JR_m}{C_M k_m}$ — is the electromechanical time constant of the D.C. drive; J represents the inertia of all moving parts.

Hence the equation of speed as a function of time is:

$$\begin{aligned} \omega_{(t)} = & \frac{\omega_0}{t_1} \left(t - T_3 - T_{em} + \frac{1}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} - \frac{1}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) - \\ & - \Delta\omega_{st} \left(1 - \frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} + \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right). \end{aligned} \quad (20)$$

Where:

$\omega_0 = \frac{U_{3k}k_3}{C_M R_3}$ — is the speed of the ideal idle-run of the hoist-motor in radians per sec.,

$\Delta\omega_{st} = \frac{M_{st}}{J} T_{em} = \frac{M_{st} R_m}{C_M k_m}$ — is the speed drop corresponding to the static torque.

Equation of torque is as follows:

$$M_{(t)} = M_{st} + \frac{J\omega_0}{t_1} \left(1 - \frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} + \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) - M_{st} \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} (e^{-\frac{t}{T_3}} - e^{-\frac{t}{T_{em}}}). \quad (21)$$

The equation of speed as the function of time for the 3rd period is as follows:

$$\omega_{(t)} = \omega_0 - \Delta\omega_{st} (1 - e^{-\frac{t}{T_{em}}}) - (\omega_0 - \omega_1) \left(\frac{T_3}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_3}} - \frac{T_{em}}{T_3 - T_{em}} e^{-\frac{t}{T_{em}}} \right) \quad (34)$$

where ω_1 is the initial speed of the 3rd period.

On the basis of the above equations the speed and torque curves have been obtained (Fig. 3). These curves were calculated for a D.C. drive of 1280 kW rate, and for the maximum speed of conveyance 14 m/sec. The assumed acceleration time was $t_1 = 10$ sec., and the assumed acceleration rate was constant.

Case 2. *The system is controlled by an amplidyne* (Fig. 3). The controlling winding of the amplidyne is connected to the potentiometer.

We assume that the resistance of the controlling circuit is so high that a change in the resistance of the potentiometer may be neglected. The exact analysis of the transients of the Ward-Leonard set with an amplidyne is very difficult and therefore we neglect the influence of the relatively short time-constants in some circuits. The results therefore are only approximate.

We neglect the time-constant of the main circuit of the Ward-Leonard system, as we have done previously. The assumed speed is taken as a function of time.

Besides a control field circuit (1), the system contains a current feed-back circuit (1'), a voltage negative feed-back circuit (1''), and a stabilizing feed-back circuit (1''').

The total acceleration times is divided into three periods.

The motor is stationary — *period 1*. The operational equation of torque is:

$$M_{(p)} = \frac{U_{1m} B_1}{t_1 p^2 [(B_2 + B_3) + p(B_2 T_3 + B_4 T_c'')] } \quad (45a)$$

where $B_1 = k_1 k_m k_3 R_1 R_1'''$,

$$B_2 = R_m R_1 R_1''' R_1 R_3,$$

$$B_3 = k_3 k_u k_1 R_m R_1 R_1''' - k_i k_i' k_3 R_1 R_1 R_1''' ,$$

$$B_4 = k_1''' k_3 R_m R_1 R_1 .$$

The indexes (1) in above relations characterize the parameters of the control circuits of the amplidyne $\left(R_1, L_1, T_1 = \frac{L_1}{R_1}, k_1\right)$.

The indexes (1') characterize the corresponding parameters of the circuit of the negative voltage feed-back, the indexes (1'') the parameters of the circuit of the current feed-back field and finally (1''') the circuit of the stabilization feed-back field.

The coefficients k_1, k_1', k_1'', k_1''' are the constants of proportionality between the e. m. f. of the amplidyne and the currents in the particular control circuits.

Putting a positive or negative sign before $B_4 T_c'''$ depends on the direction of the connection of the stabilizing feed-back field.

Moreover,

$k_u = \frac{R_x}{R_d}$ — is the constant of the voltage negative feed-back field,

where

R_d — is the total resistance of the potentiometer, and

R_x — is the resistance related to the slider position of the potentiometer,

$k_i = \frac{R_{bp}}{R_1'}$ — is the constant of the current feed-back field, where R_{bp} is the resistance of the commutating poles winding used as a shunt.

On the basis of the theoretical considerations, the stabilizing action of the stabilizing feed-back circuit takes place if we put „—“ before the expression $B_4 T_c'''$.

The equation of torque as a function of time is as follows:

$$M_{(t)} = A_{11} \left[t + \frac{1}{P_3} (1 - e^{p_3 t}) \right] \quad (49)$$

where

$$A_{11} = \frac{U_{1m} B_1}{B_2 + B_3}$$

$$p_3 = - \frac{B_2 + B_3}{B_2 T_3 + B_4 T_c'''},$$

if

$$B_2 T_3 + B_4 T_c''' \neq 0.$$

At the end of the first period torque reaches the value of the static torque M_{st} . Then the value of $t_{M_{st}}$ may be obtained from the equation (49). The relation for the static characteristics of the Ward-Leonard system controlled by an amplidyne is as follows:

$$\omega = \omega_0 - i_m k \quad (63)$$

where:

ω_0 — speed of the ideal idle run,

i_m — load current in the main circuit,

K — inclination factor of the characteristics of the hoist-motor in the Ward-Leonard set.

In addition:

$$\omega_0 = \frac{U_1}{C_M} \frac{k_1 k_3 R_1'}{R_1' R_1 R_3 + k_1' k_u k_3 R_1} \quad (64)$$

$$K = \frac{k_3 k_u k_1' R_M - k_i k_1' k_3 R_1' + R_m R_1' R_3}{C_M (R_1' R_3 + k_1' k_m k_3)}$$

As follows from the relation (64), the characteristics of a Ward-Leonard system with an amplidyne are parallel straight lines. The coefficient K may be adjusted by varying the values of k_u and k_i .

The factor \varkappa may be applied instead of the coefficient K :

$$\varkappa = \frac{k_3 (k_i k_1' R_1' - k_u k_1 R_M)}{R_1' R_3 R_m} \quad (65)$$

When $\varkappa = 1$ system is ideally compounded and its characteristics are parallel to the current axis i_m or torque axis M_m i. e. there exists no speed drop. When $\varkappa < 1$ the characteristics fall, and when $\varkappa > 1$ the system is overcompounded, and the characteristics rise. The normal work is usually maintained with somewhat falling characteristics. On the basis of the above relations the values of the coefficients k_u and k_i ¹ for the intended inclination of the static characteristics of the system may be obtained:

$$k_u = \frac{U_{1k} k_1 k_3 R_1' - C_M \omega_0 R_1' R_1 R_3}{C_M \omega_0 k_1' k_3 R_1} \quad (66)$$

and

$$k_i = \frac{i_m k (k_3 k_u k_1' R_M + R_m R_1' R_3) - C_M \omega_0 (R_1' R_3 + k_1 k_u k_3)}{i_m k_1' k_3 R_1'} \quad (67)$$

Where ω_{0k} is the minimum intended speed of the ideal idle run on the first characteristic corresponding to the voltage U_{1k} of the control field of the amplidyne. This speed usually amounts to 2—5% of the nominal speed, Fig. 4.

¹ The coefficients of the feed-back field are adjusted by the change of the resistances R_d and R_{bp}

The operational equation of speed for the 2nd period is:

$$\omega_{(p)} = \frac{P_2}{Q_2}, \quad (68)$$

where:

$$P_2 = \frac{U_{1m}}{t_1} B_1(1 + pT_c''') - pM_{st} \{ [B_3 + B_2(1 + pT_3)](1 + pT_c''') + pB_4 T_c'''' + p i_{31} B_7 T_3(1 + pT_c''') - i_{11} B_8 T_c'''' p^2 \}$$

$$Q_2 = p^2 C_M k_m \left\{ (1 + pT_c''') \left[\frac{B^2}{R_m} (1 + pT_{em})(1 + pT_3) + B_5 \left(1 + p \frac{R_M}{R_m} \right) - B_6 p T_{em} \right] + \frac{B_4}{R_M} p T_c'''' \left(1 + p \frac{R_M}{R_m} T_{em} \right) \right\},$$

where:

$$B_5 = k_1' k_u k_3 R_1 R_1'''$$

$$B_6 = k_i k_1' \frac{1}{R_m} k_3 R_1 R_1 R_1''',$$

$$B_7 = k_m k_3 R_3 R_1 R_1 R_1''',$$

$$B_8 = k_1 k_m k_3 R_1 R_1 R_1'''.$$

On the basis of the Hurwitz criterion we establish the stability conditions of a system, which are as follows:

$$a_1 > 0, \quad a_2 > 0, \quad (73)$$

$$a_3 a_1 - a_3 a_0 > 0,$$

where:

$$a_0 = \frac{B_2}{R_m} + B_5,$$

$$a_1 = \frac{B_2}{R_m} T_3 + \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} + \frac{B_4}{R_M} T_c'''' ,$$

$$a_2 = \frac{B_2}{R_m} T_{em} T_3 + \frac{B_2}{R_m} T_3 T_c'''' + \left(\frac{B_4}{R_m} + \frac{B_2}{R_m} + B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} T_c'''' ,$$

$$a_3 = \frac{B_2}{R_m} T_{em} T_3 T_c'''' .$$

From the relation (68) the equation of speed as a function of time may be obtained:

$$\omega_{(t)} = A_{11} t + A_{12} + A_3 e^{p_3 t} + A_4 e^{p_4 t} + A_5 e^{p_5 t}. \quad (73a)$$

In the case of two imaginary roots of the equation (73a) the above relation may be transformed as follows:

$$\omega_{(t)} = A_{11} t + A_{12} + A_3 e^{p_3 t} + A_6 e^{R_e |p_4| t} \sin(b_1 t + \varphi_1), \quad (74)$$

where:

$$A_{11} = \frac{U_{1m} \frac{1}{t_1} B_1}{C_M k_m \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \right)}$$

and

$$A_{12} = \frac{M_{st} \left[(B_2 + B_3) \frac{B_2}{R_m} + B_5 \right] + \frac{U_{1m} B_1}{t_1} \left[\frac{B_2}{R_m} (T_3 + T_{em}) + \left(B_5 \frac{R_M}{R_m} - B_6 \right) T_{em} + \frac{B_4}{R_M} T_c'' \right]}{C_M k_m \left(\frac{B_2}{R_m} + B_5 \right)^2} \quad (74b)$$

The remaining coefficients are very complicated and may be determined for numerical examples only.

The equation of speed as a function of time for the *third period* is as follows:

$$\omega(t) = A_{11} + A_2 e^{p_2 t} + A_3 e^{p_3 t} + A_4 e^{p_4 t}. \quad (76)$$

In the case, when two of the roots of the equation (76) are imaginary, this function may be rewritten in the following form:

$$\omega(t) = A_{11} + A_2 e^{p_2 t} + A_3 e^{R_e |p_3| t} \sin(b_2 t + \varphi_2). \quad (77)$$

Stability conditions for this period are the same as for the 2nd period.

On the basis of the above equation for the numerical example the speed and torque curves in Fig. 5 were obtained. Parameters of the amplidyne in the example are as follows:

nominal output rate	$P_3 = 6 \text{ kW},$
nominal output current	$I_3 = 22,5 \text{ A},$
nominal output voltage with the	
acting negative feed-back voltage field	$U_3 = 270 \text{ V},$
time-constant of the stabilizing circuit	$T_c''' = 0,01 \text{ sec.},$
capacity of the stabilizing capacitor	$C = 22,5 \text{ } \mu\text{F}.$

The relation of the dynamic error of the Ward-Leonard set with the amplidyne control is as follows:

$$\Delta \omega(t) = \omega_{\Theta(t)} - \omega(t)$$

where $\omega_{\Theta(t)}$ is the anticipated speed as a function of time.

On the basis of the preceding relations the following formula may be obtained: after the exponential numbers have been neglected

$$\Delta \omega(t) = A_{10} t - A_{11} (t - t_{M_{st}}) + A_{12}.$$

The static error

$$\Delta \omega_{st} = \frac{i_{mst} R_m}{C_M}.$$

Fig. 6 shows the relationship between the maximum value of the error $\Delta\omega(t)$ and the coefficient k_u when k_i is assumed constant. Fig. 7 shows the relationship between the error and the coefficient k_i when k_u is constant. Fig. 8 and 9 show the relation between t_{Mst} and the coefficients k_u and k_i .

Conclusions. In the investigated method of control of a Ward-Leonard drive without amplidyne the real speed and torque curves differ considerably from the diagrams of the intended speed and torque. In this case, the acceleration time is longer than anticipated and the dynamic stresses in the mechanical parts of the winder increase very much. In consequence a slip of the rope on the Koepe-pulley may occur.

By using an amplidyne the accuracy of the control may be considerable increased. The accuracy of control may be adjusted by the corresponding change in the coefficients of the feed-back fields k_u and k_i .

S. SZPOR

Napięcia wywołujące iskry wtórne i porażenia w urządzeniach piorunochronowych

Rękopis dostarczono 1. 9. 1953.

Streszczenie. Artykuł rozszerza podstawy obliczeń napięć powodujących iskry wtórne i porażenia elektryczne w instalacjach piorunochronowych przy uderzeniach piorunów. Omawia się różne składowe tych napięć i porównuje się różne typy przypadków.

Najpierw prowadzi się rozważania nad napięciami składowymi wytwarzanymi przez zmiany pola magnetycznego związanego z prądem piorunowym płynącym w instalacji lub w sąsiedztwie. Wprowadza się indukcyjność wypadkową jednostkową L_{wv} jako wynik indukcyjności własnych i wzajemnych. Wyprowadza się wzory matematyczne na L_{wv} , przedstawia się wykreślnie wyniki obliczeń i wyciąga się wnioski w sprawie wartości zdarzających się w urządzeniach.

Następnie artykuł zajmuje się drugą składową indukowaną, wytwarzaną przez zmiany pola elektrycznego związanego z piorunem. Rozpatruje się prosty układ, zakłada się wykładniczą zmianę pola elektrycznego i dochodzi się ostatecznie do przebiegów napięcia indukowanego bądź oscylacyjnych, bądź bezoscylacyjnych. W wyniku dyskusji porównawczej nad tymi składowymi postanawia się pomijać w obliczeniach praktycznych składową pochodzącą od pola elektrycznego — tytułem niedoskonałego przybliżenia.

Ostatnia część pracy jest poświęcona kojarzeniu napięcia indukcyjnego ze spadkiem napięciowym na oporności uziemieniowej. Założenie sinusoidalnego czoła udaru prądowego daje prosty wzór na wartość szczytową udaru napięciowego. Rozpatruje się trudności w dochodzeniu do układu zastępczego z jedną indukcyjnością i z jedną opornością dla urządzeń piorunochronowych wielogąziowych.

1. WSTĘP

Jednym z najważniejszych ale i najtrudniejszym warunkiem bezpieczeństwa w instalacji piorunochronowej jest uniknięcie zbyt wysokich napięć udarowych między różnymi punktami tej instalacji, innych instalacji w tym samym budynku i przedmiotów metalowych — w przypadku uderzenia pioruna. Napięcia te grożą

1. *iskrą wtórną* i wynikającym z niej pożarem lub wybuchem,
2. *porażeniem* dotykowym lub krokowym człowieka albo zwierzęcia.

Rozporządzamy dwoma *środkami zaradczymi*.

1. Zwieramy galwanicznie drogi powietrzne, na których mógłby wystąpić przeskok iskry wtórnej lub porażenie człowieka.
2. Stosujemy niezbyt małe odstępów powietrzne (lub poprzez materiały izolacyjne albo półprzewodzące), ażeby wytrzymałość elektryczna pozwałała uniknąć iskier wtórnych i porażień.

Obydwie metody wymagają obliczeń wytrzymałościowych, w których występują napięcia udarowe związane z własnościami pioruna, a w pierwszym rzędzie z wartością szczytową prądu i ze stromością czoła.

Prostsze wskazówki w sprawie minimalnych odstępów izolacyjnych: amerykańska — 6 stóp $\approx 1,8$ m [6] oraz czechosłowacka — 2 m [5], nie mogą zadowolić w obecnym stanie nauki. Dla niektórych urządzeń wskazówki takie okazują się zbyt ostre, dla innych zbyt łagodne. Wprowadzenie doskonalszych obliczeń i gruntowniej przemyślanych opracowań technicznych powinno doprowadzić do całkowitego bezpieczeństwa w instalacjach piorunochronowych, podczas gdy w obecnym stanie panuje pogląd, że przepisowe piorunochrony zmniejszają wprawdzie znacznie niebezpieczeństwo, ale nie zapobiegają całkowicie pożarom i porażeniom.

Udarowe różnice napięciowe w budynkach z piorunochronami mogą zawierać jedną lub dwie *składowe*:

1. całkowity lub częściowy *spadek napięcia na oporności uziemienia*,
2. *spadek o charakterze indukcyjnym* wzdłuż przewodu z prądem lub wzdłuż przewodu umieszczonego w pobliżu drogi prądowej.

Udział składowej uziemieniowej przedstawia się przeważnie w sposób stosunkowo prosty. Natomiast składowa przewodowa jest często znacznie trudniejsza do ujęcia obliczeniowego.

Niektóre nowsze *normy, przepisy* i inne *publikacje* zawierają wskazówki o obliczeniach spadków indukcyjnych i wymaganych odstępów izolacyjnych. Opracowanie Mc Cann'a z r. 1942 [4] zawiera materiały tego rodzaju. Przepisy niemieckie z r. 1951 [3] uzależniają minimalny odstęp izolacyjny osobno od oporności uziemienia, osobno od długości przewodu; żądają one odległości 0,2 m na 1 Ω oporności uziemienia (co odpowiadałoby na przykład wartości szczytowej prądu 100 kA i wytrzymałości udarowej 500 kV/m), a poza tym odległości równej 0,1 części drogi mierzonej wzdłuż przewodu z prądem (co odpowiadałoby na przykład indukcyjności jednostkowej 1,5 $\mu\text{H/m}$, stromości 50 kA/ μs i wytrzymałości 750 kV/m); brak w tym ujęciu kojarzenia obu składowych napięcia udarowego. Dokładniejsze opracowanie znajdujemy w wydawnictwie radzieckim „Grozozaszczita“ [1]; kojarzy się tam obydwie składowe napięcia i przyjmuje się bardzo ostre dane piorunowe: 200 kA oraz 60 kA/ μs , a ostrożne dane wytrzymałościowe: dla powietrza 500 kV/m, dla drewna 200 kV/m.

W dotychczasowych opracowaniach stosuje się powszechnie prosty wzór na spadek indukcyjny

$$u_i = lL \frac{di}{dt}, \quad (1)$$

gdzie

u_i — w kilowoltach,

L — indukcyjność własna jednostkowa przewodu z prądem udarowym w $\mu\text{H/m}$,

l — długość przewodu w metrach,

$\frac{di}{dt}$ — stromość prądu udarowego w $\text{kA}/\mu\text{s}$.

Artykuł daje gruntowniejsze omówienie *indukcyjności*, które wchodzi w grę. Obok indukcyjności własnej przewodu z prądem piorunowym mamy często do czynienia z indukcyjnościami wzajemnymi, a niekiedy indukcyjności własne odpadają i tylko indukcyjności wzajemne decydują.

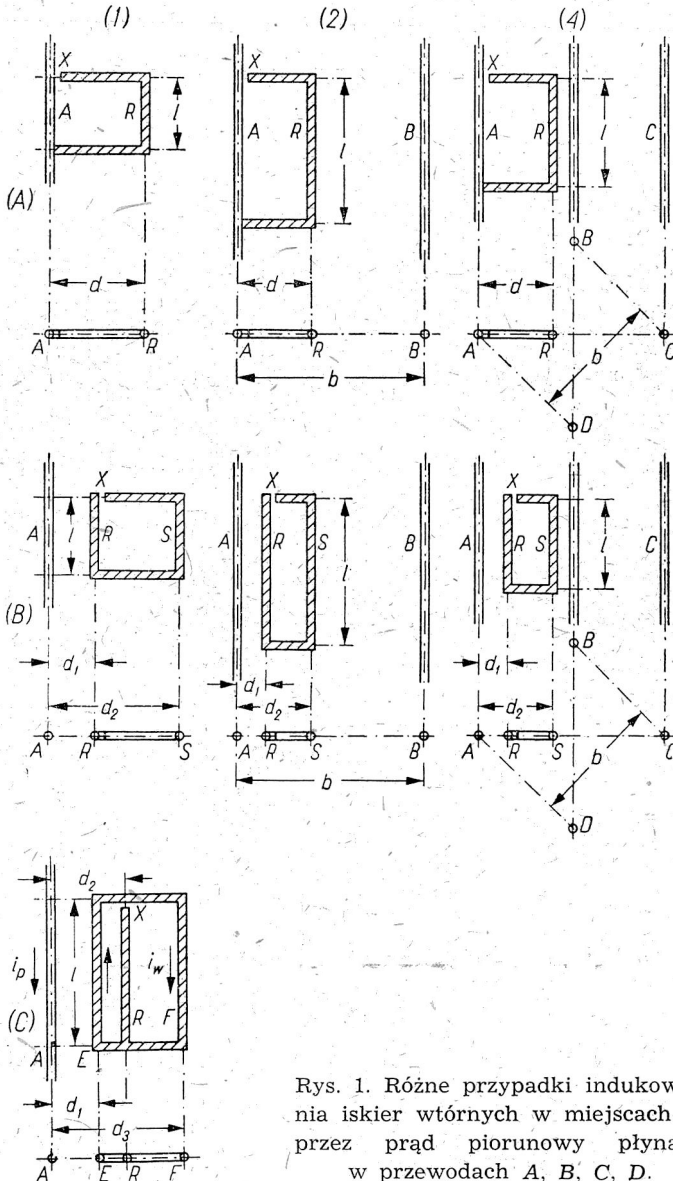
Wzór (1) i pokrewne sformułowanie w początkowych częściach artykułu mówią o napięciu indukcyjnym wytwarzanym przez *zmiany pola magnetycznego* związanego z prądem udarowym. W dalszym ciągu jest mowa również o drugiej składowej napięcia indukcyjnego, pochodzącej od *zmian pola elektrycznego* wytwarzanych przez piorun. Składowa ta bywa często pomijana. Niektóre publikacje przypisują jej znaczenie, nie dając jednak opracowań rachunkowych. Artykuł daje próbę takiego ujęcia. Rozróżnianie dwóch składowych napięcia indukcyjnego ma związek z niedawno opracowaną nową teorią przepieć indukowanych [8, 9].

2. PODSTAWY OBLICZEŃ NAPIĘĆ INDUKCYJNYCH POCHODZĄCYCH OD ZMIAN POLA MAGNETYCZNEGO

Na rys. 1 przedstawiono kilka *prostszych układów*, które ułatwiają dyskusję nad indukcyjnościami wchodzącymi w grę dla iskiek wtórnych. Zestawienie pionowych grup przypadków (1), (2) i (4) oraz grup (A), (B), (C) pozwala wyjaśnić wpływ najważniejszych czynników.

Układy (1), (2) i (4) mają po 1, 2 lub 4 przewody odprowadzające dla prądu piorunowego i_p ; przewody te są oznaczone literami A, B, C, D. Układy w grupie poziomej (A) otrzymują na przerwie powietrznej X napięcie wynikające ze spadku indukcyjnego w przewodzie A oraz z napięcia indukowanego w przewodzie bezprądowym R; mamy więc tutaj do czynienia z grą indukcyjności własnych i wzajemnych. Układy w grupie (B) mają na przerwie powietrznej X napięcie wynikające tylko z napięć indukowanych w przewodach bezprądowych R, S; indukcyjność własna nie wchodzi tutaj w rachubę, decydują tylko indukcyjności wzajemne. Wre-

szcie przypadek (C) przedstawia oprócz przewodu pierwotnego A z prądem piorunowym i_p jeszcze wtórny obwód zwarty, złożony z przewodów



Rys. 1. Różne przypadki indukowania iskier wtórnych w miejscach X przez prąd piorunowy płynący w przewodach A, B, C, D.

pionowych E, F oraz z odcinków poziomych i przepuszczający prąd i_w ; wewnątrz tego obwodu wtórnego istnieje przerwa powietrzna X do dodatkowego przewodu bezprądowego R; napięcie na przerwie powietrznej X

jest stosunkowo bardzo złożonym wynikiem działania prądu pierwotnego i_p oraz wtórnego i_w ; w grę wchodzi indukcyjności własne odcinków E oraz F i różne indukcyjności wzajemne.

Przypadki typu (A) i (B) występują w *instalacjach piorunochronowych pojedynczych*, tj. takich, których sieć przewodów na budynku lub nad budynkiem daje osłonę zarówno od uderzeń bezpośrednich jak i od zjawisk wtórnych. Przewody A, B, C, D można rozumieć jako przewody odprowadzające, a częściowo również jako zwody. Części R, S układów przedstawiają rury metalowe i inne przedmioty przewodzące w budynku lub instalacje elektryczne.

Przypadek (C) można uważać za obraz uproszczony *piorunochrona podwójnego*, tj. takiego, który ma górną sieć przewodów do przyjmowania piorunów oraz dolną klatkę do łagodzenia zjawisk wtórnych. Przewód A można rozumieć jako część sieci górnej, a obwód zamknięty E, F jako klatkę dolną; przewód R przedstawia zaś przedmiot metalowy lub część instalacji elektrycznej wewnątrz budynku. Podobne warunki mogą występować również w piorunochronie pojedynczym, jeżeli połączenia mas metalowych oraz instalacyj wewnątrz budynku dają zamknięte obwody.

Ażeby uniknąć zbyt złożonych sformułowań matematycznych, przyjmujemy szereg radykalnych *uproszczeń*.

1. Przewody prądowe A, B, C, D są bardzo długie w porównaniu z odcinkami bezprądowymi R, S oraz z odcinkami zamkniętego obwodu wtórnego E, F , a poza tym są proste i pionowe. Dzięki temu można pominąć indukcyjności wzajemne poziomych odcinków bezprądowych lub wtórnych i przewodów pierwotnych.

2. W przypadku (C) długość odcinków pionowych E, F jest bardzo wielka w porównaniu z odcinkami poziomymi obwodu zwartego. Na tej podstawie pomija się indukcyjności własne odcinków poziomych.

3. Przy większej liczbie przewodów prądowych A, B, C, D podział prądu piorunowego i_p między nie jest równomierny: w przypadkach (2) na prądy częściowe $\frac{1}{2} i_p$, w przypadkach (4) na prądy $\frac{1}{4} i_p$.

Uproszczenia te mogą znacznie odbiegać od *rzeczywistości*, ale przejście do założeń mniej prostych, na przykład wzięcie w rachubę indukcyjności własnych również odcinków poziomych i ukośnych oraz uwzględnienie nierównomiernego podziału prądu piorunowego między poszczególne gałęzie, byłoby na ogół bardzo uciążliwe. Przewiduje się *dwie metody przy projektowaniu urządzeń*:

1. obliczenia przy radykalnych uproszczeniach, na przykład według ujęcia w tym artykule, pod warunkiem stosowania takich założeń, które zapewniają raczej obostrzone wyniki;

2. laboratoryjne próby modelowe.

W obliczeniach zamierzamy stosować *wzór ogólny* przypominający zależność (1)

$$u_i = l L_w \frac{di_p}{dt}, \quad (2)$$

w którym

u_i — w kilowoltach,

L_w — jednostkowa indukcyjność wypadkowa układu w $\mu\text{H}/\text{m}$,
wynik gry różnych indukcyjności własnych i wzajemnych oraz podziału prądu piorunowego,

l — długość czynna przewodu w metrach, w kierunku pionowym w przypadkach przedstawionych na rys. 1,

$\frac{di_p}{dt}$ — stromość całkowitego prądu piorunowego w kA (przenosi się uwzględnienie podziału prądu do wartości L_w).

Najczęściej określa się według wzoru (2) wartość szczytową $u_i \max$ podstawiając największą stromość $\left(\frac{di_p}{dt}\right)_{\max}$.

W przypadkach przedstawionych na rys. 1 długość czynna l jest po prostu związana z odcinkiem R równoległym do przewodów prądowych A, B, C, D . Dla urządzeń rzeczywistych, z odcinkami prądowymi o kierunkach pionowych, poziomych i ukośnych, zaleca się wyznaczanie długości czynnej przewodu bezprądowego lub przewodu wtórnego wzdłuż linii łamanej równoległe do przewodu prądowego. Wątpliwości należy rozstrzygać ku większej wartości l , zgodnie z zasadą raczej obostrzenia niż łagodzenia obliczeń.

Indukcyjność jednostkową wypadkową L_w określamy na podstawie szeregu pojedynczych indukcyjności własnych i wzajemnych. Ich ujęcie matematyczne wymaga rozważań nad polem magnetycznym. Występuje tutaj ta trudność, że przeważnie nie ma dla prądu i_p wyraźnego przewodu powrotnego, który by ograniczał obszar pola magnetycznego decydujący o indukcyjności własnej. *Ograniczenie pola magnetycznego* można przypisać w przypadku prądu piorunowego dwu czynnikom.

1. Jednocześnie z przepływem prądu w kanale piorunowym i dalej w przewodzie uziemionym występują dokoła w powietrzu prądy powrotne o charakterze pojemnościowym, w obszarze związanym z wymiarami kanału piorunowego i chmury burzowej.

2. Szybkość rozprzestrzeniania się pola elektromagnetycznego szybkozmiennego jest ograniczona; dlatego zwłaszcza w czasie stromego czoła udaru prądowego promień zewnętrzny pola magnetycznego jest stosunkowo niewielki.

Przyjmujemy umyślony promień zewnętrzny a pola magnetycznego (jak gdyby promień współosiowego cylindra powrotnego dla prądu) rzędu

100...1000 m. Dokładność tej oceny nie ma wielkiego znaczenia, ponieważ wymiar a wchodzi do wzorów pod znakiem logarytmu. Poza tym w dalszych rozważaniach wymiar ten znika z ostatecznych wzorów na L_w .

Dla indukcyjności własnej jednostkowej pojedynczego przewodu A otrzymuje się w ten sposób łatwo wzór

$$L_{AA} = 0,2 \ln \frac{a}{r} \quad (\mu \text{H/m}). \quad (3)$$

Indukcyjność wzajemna jednostkowa dwóch przewodów równoległych A , R odpowiada zaś przy odległości międzyosiowej d wzorowi

$$L_{AR} = 0,2 \ln \frac{a}{d} \quad (\mu \text{H/m}). \quad (4)$$

Mając te najprostsze indukcyjności składowe, można określić indukcyjność własną grupy N złożonej z n przewodów A, B, C, \dots według zależności

$$L_{NN} = \frac{1}{n} (L_{AA} + L_{AB} + L_{AC} + \dots). \quad (5)$$

Dla indukcyjności wzajemnej między przewodem R a grupą N złożoną z n przewodów A, B, C, \dots można zaś napisać

$$L_{NR} = \frac{1}{n} (L_{AR} + L_{BR} + L_{CR} + \dots). \quad (6)$$

3. ROZPATRZENIE PRZYKŁADOWE KILKU PROSTYCH PRZYPADKÓW

W przypadku (1 — A) według rys. 1 mamy pojedynczy przewód pierwotny A z prądem piorunowym i_p , a obwód iskry wtórnej obejmuje odcinek przewodu A oraz równoległy przewód R . Napięcie na przerwie iskrowej X wynika z indukcyjności własnej lL_{AA} odcinka A oraz z indukcyjności wzajemnej lL_{AR} między całym przewodem A i odcinkiem R . W grę wchodzi więc indukcyjność wypadkowa na jednostkę wysokości

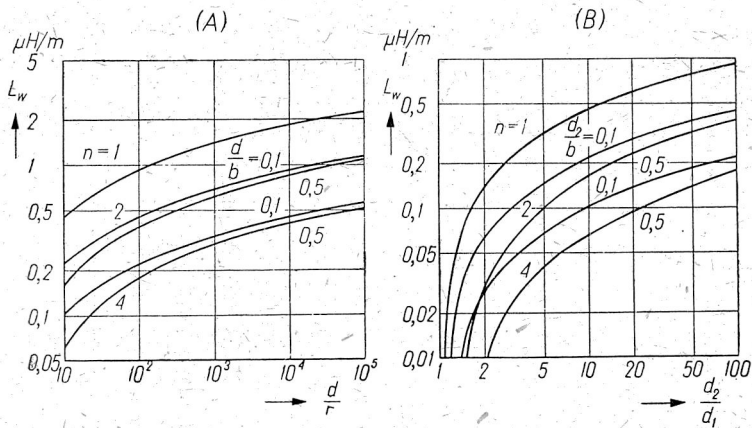
$$L_w = L_{AA} - L_{AR} = 0,2 \ln \frac{d}{r} \quad (\mu \text{H/m}), \quad (7)$$

określająca według wzoru (2) napięcie indukcyjne u_i na przerwie X przed przeskokiem iskry. Krzywa $n=1$ na rys. 2, (A) przedstawia wyniki obliczeń według wzoru (7). Przy często spotykanych wartościach $\frac{d}{r}$ od 10^2 do 10^3 można więc spodziewać się tutaj indukcyjności wypadkowej od 1 do $1,5 \mu\text{H/m}$.

W przypadku (1 — B) według rys. 1 mamy również pojedynczy przewód pierwotny A, ale obwód iskry wtórnej jest całkowicie odizolowany od tego przewodu. Napięcie na przerwie X przed zapłonem wynika tylko z indukcyjności wzajemnych lL_{AR} oraz lL_{AS} między całym przewodem A i odcinkami pionowymi R, S. Indukcyjność wzajemna wypadkowa na jednostkę wysokości obwodu wtórnego odpowiada wzorowi

$$L_w = L_{AR} - L_{AS} = 0,2 \ln \frac{d_2}{d_1} \quad (\mu\text{H/m}). \quad (8)$$

Wchodzi ona do wzoru (2) określającego napięcie indukcyjne u_i na przerwie X przed przeskokiem iskrowym. Krzywa $n=1$ na rys. 2, (B) przed-



Rys. 2. Indukcyjność wypadkowa jednostkowa L_w w przypadkach (A) oraz (B) przedstawionych na rys. 1; charakterystyki przy różnych liczbach n przewodów pierwotnych.

stawia wyniki obliczeń według wzoru (8). Przy często spotykanych wartościach $\frac{d_2}{d_1}$ od 2 do 10 otrzymuje się tutaj wartości L_w od 0,15 do 0,5 $\mu\text{H/m}$, a zatem poniżej $\frac{1}{3}$ wartości występujących w przypadku (1 — A).

W przypadku (2 — A) obwód iskry wtórnej jest ustawiony w najbardziej korzystny sposób w płaszczyźnie A—B. Przewody A, B rozpatrujemy jako grupę N i określamy indukcyjność wypadkową na jednostkę wysokości podobnie jak w przypadku (1 — A)

$$\begin{aligned} L_w &= L_{NN} - L_{NR} = \frac{1}{2} (L_{AA} + L_{AB} - L_{AR} - L_{BR}) = \\ &= 0,1 \ln \frac{d(b-d)}{rb} \quad (\mu\text{H/m}). \end{aligned} \quad (9)$$

Krzywe $n = 2$ na rys. 2, (A), przedstawiają wyniki obliczeń według wzoru (9) przy dwóch wartościach stosunku $\frac{d}{b} : 0,1$ oraz $0,5$. Przy wartościach $\frac{d}{r}$ od 10^2 do 10^3 otrzymuje się tutaj indukcyjność wypadkową od $0,4$ do $0,7 \mu\text{H/m}$, a zatem nieco poniżej $\frac{1}{2}$ wartości występujących przy pojedynczym przewodzie pierwotnym. Obliczenia przy mniej korzystnych położeniach obwodu iskry wtórnej dają trochę większe wartości L_w , ale w każdym razie w porównaniu z przypadkiem (1 — A) korzyść ze zwiększenia liczby przewodów pierwotnych jest znaczna; wynika ona głównie ze zmniejszenia indukcyjności własnej wypadkowej L_{NN} . Warunki psują się przy nierównym podziale prądu i_p , na przykład wskutek różnych długości przewodów A, B lub wskutek wpływu oddzielnych uzemień. Wtedy wartości L_w mogą zbliżać się do wyników obliczonych przy pojedynczym przewodzie pierwotnym (krzywa $n = 1$).

W przypadku (2 — B) obwód iskry wtórnej jest ustawiony w płaszczyźnie A — B. Traktujemy przewody A, B jako grupę N i określamy indukcyjność wypadkową na jednostkę wysokości podobnie jak w przypadku (1 — B).

$$\begin{aligned} L_w &= L_{NR} - L_{NS} = \frac{1}{2} (L_{AR} + L_{BR} - L_{AS} - L_{BS}) = \\ &= 0,1 \ln \frac{d_2 (b - d_2)}{d_1 (b - d_1)} \quad (\mu\text{H/m}). \end{aligned} \quad (10)$$

Krzywe $n = 2$ na rys. 2, (B) przedstawiają wyniki obliczeń według tego wzoru przy dwóch wartościach stosunku $\frac{d_2}{b} : 0,1$ oraz $0,5$. Przy wartościach $\frac{d_2}{d_1}$ od 2 do 10 otrzymuje się wartości L_w od $0,03$ do około $0,2 \mu\text{H/m}$, a zatem poniżej $\frac{1}{2}$ wartości występujących przy pojedynczym przewodzie pierwotnym (krzywa $n = 1$), a poniżej $\frac{1}{3}$ wartości znalezionych w przypadku (2 — A). Przy mniej korzystnych położeniach obwodu iskry wtórnej obliczenia dają trochę większe wartości L_w . Nierówny podział prądu i_p daje znacznie większe indukcyjności wypadkowe L_w , które mogą zbliżać się do wyników znalezionych przy pojedynczym przewodzie pierwotnym ($n = 1$).

W przypadku (4 — A) obwód iskry wtórnej jest ustawiony w korzystny sposób w płaszczyźnie A — C. Przewody A, B, C, D rozpatrujemy

jako grupę N i określamy indukcyjność wypadkową na jednostkę wysokości podobnie jak w przypadku (2 — A)

$$L_w = L_{NN} - L_{NR} = \frac{1}{4} (L_{AA} + 2L_{AB} + L_{AC} - L_{AR} - 2L_{BR} - L_{CR}) =$$

$$= 0,05 \ln \frac{d(\sqrt{2}b - d)(b^2 + d^2 - \sqrt{2}bd)}{\sqrt{2}rb^3} \quad (\mu\text{H/m}). \quad (11)$$

Krzywe $n=4$ na rys. 2, (A) przedstawiają wyniki obliczeń według tego wzoru przy stosunku $\frac{d}{b} = 0,1$ oraz $0,5$. Przy wartościach $\frac{d}{r}$ od 10^2 do 10^3 otrzymuje się tutaj indukcyjność wypadkową od $0,2$ do około $0,3 \mu\text{H/m}$, a zatem około $\frac{1}{2}$ wartości występujących przy $n = 2$, a nieco poniżej $\frac{1}{4}$ wartości otrzymanych dla $n = 1$. Obliczenia przy mniej korzystnych położeniach obwodu iskry wtórnej dają trochę większe wartości L_w . Oczywiście znacznie większe wartości L_w mogą występować przy nierównym podziale prądu i_p .

W przypadku (4 — B) obwód iskry wtórnej $R - S$ jest ustawiony w płaszczyźnie $A - C$. Traktujemy przewody A, B, C, D jako grupę N i określamy indukcyjność wypadkową na jednostkę wysokości podobnie jak w przypadku (2 — B)

$$L_w = L_{NR} - L_{NS} = \frac{1}{4} (L_{AR} + 2L_{BR} + L_{CR} - L_{AS} - 2L_{BS} - L_{CS}) =$$

$$= 0,05 \ln \frac{d_2(\sqrt{2}b - d_2)(b^2 + d_2^2 - \sqrt{2}bd_2)}{d_1(\sqrt{2}b - d_1)(b^2 + d_1^2 - \sqrt{2}bd_1)} \quad (\mu\text{H/m}). \quad (12)$$

Krzywe $n = 4$ na rys. 2, (B) przedstawiają wyniki obliczeń według tego wzoru przy $\frac{d_2}{b} = 0,1$ oraz $0,5$. Przy wartościach $\frac{d_2}{d_1}$ od 2 do 10 otrzymuje się indukcyjność L_w od $0,01$ do $0,1 \mu\text{H/m}$, a zatem poniżej $\frac{1}{2}$ wartości występujących przy $n = 2$, poniżej $\frac{1}{4}$ wartości otrzymywanych przy $n = 1$ oraz poniżej $\frac{1}{3}$ wartości znalezionych w przypadku (4 — A). Oczywiście przy mniej korzystnych położeniach obwodu wtórnego i przy nierównym podziale prądu i_p wartości L_w mogą być większe.

W przypadku (1 — C) przyjmujemy, że długość pionowa l jest znacznie większa od szerokości poziomej obwodu wtórnego i pomijamy

indukcyjność odcinków poziomych. Obwód wtórny $E-F$ oznaczamy literą W i określamy prąd wtórny i_w w zależności od i_p przy założeniu kierunków jak na rys. 1 oraz przy pominięciu wpływu oporności — dla bardzo szybkich zmian

$$\frac{di_w}{dt} = \frac{L_{AW}}{L_{WW}} \frac{di_p}{dt} = \frac{\ln \frac{d_3}{d_1}}{2 \ln \frac{d_3-d_1}{r}} \frac{di_p}{dt}, \quad (13)$$

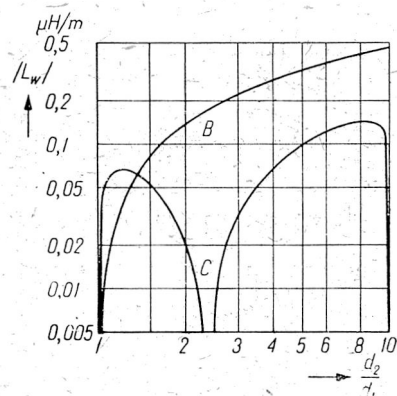
gdzie r — promień przewodów E, F .

Napięcie indukcyjne u_i w przerwie iskrowej X określamy łatwo biorąc w rachubę siły elektromotoryczne wytwarzane w przewodach E oraz R przez prądy i_p, i_w . W zależności tej podstawiamy wyrażenie (13) na $\frac{di_w}{dt}$ i dochodzimy ostatecznie do wzoru na indukcyjność wypadkową L_w , występującą we wzorze (2)

$$L_w = L_{AE} - L_{AR} + \frac{L_{AW}}{L_{WW}} (-L_{EE} + L_{FE} + L_{ER} - L_{FR}) =$$

$$= 0,2 \left[\ln \frac{d_2}{d_1} - \frac{1}{2} \ln \frac{(d_2-d_1)(d_3-d_1)}{r(d_3-d_2)} \cdot \frac{\ln \frac{d_3}{d_1}}{\ln \frac{d_3-d_1}{r}} \right] \quad (\mu\text{H/m}). \quad (14)$$

Kiedy przy stałych wymiarach r, d_1, d_3 odstęp d_2 rośnie od d_1+r do d_3-r , indukcyjność L_w przedstawia najpierw wartości ujemne, następnie po przejściu przez 0 dodatnie; w obu obszarach występują extrema indukcyjności L_w przy wartościach d_2 dość zbliżonych do d_1 lub do d_3 . Krzywa C na rys. 3 przedstawia przykład zależności L_w od $\frac{d_2}{d_1}$ przy $\frac{d_3-d_1}{r} = 1000, \frac{d_3}{d_1} = 10$; lewa gałąź charakterystyki przedstawia L_w ze znakiem zmienionym. Dla porównania krzywa B na rys. 3 przedstawia wyniki otrzymane w przypadku $(1-B)$. Widać, że przejście od przypadku $(1-B)$ do przypadku $(1-C)$ daje korzystne zmniejszenie L_w przy większych $\frac{d_2}{d_1}$,



Rys. 3. Indukcyjność wypadkowa jednostkowa L_w w przypadkach (B) oraz (C) przedstawionych na rys. 1, przy pojedynczym przewodzie pierwotnym.

mianowicie do około $\frac{1}{3} \dots \frac{1}{2}$ lub nawet znacznie niżej. Natomiast przy najmniejszych $\frac{d_2}{d_1}$ otrzymuje się zwiększenie L_w , wynikające z silnego od-

działywania prądu i_w ; nie jest to jednak szczególnie niepokojący, gdyż w tym obszarze charakterystyk B i C na rys. 3 występują niezbyt wielkie wartości L_w w porównaniu z obszarem większych stosunków $\frac{d_2}{d_1}$.

4. WNIOSKI O NAPIĘCIACH POCHODZĄCYCH OD ZMIAN POLA MAGNETYCZNEGO

Na podstawie przykładów zbadanych i porównanych w poprzednim rozdziale wyciągamy szereg wniosków ogólnych. Ostrzegamy przy tym, że warunki geometryczne i inne w urządzeniach mogą znacznie odbiegać od prostych założeń w tych przykładach. Wskazówki liczbowe podane niżej należy więc przyjmować z wielką ostrożnością i wprowadzać odpowiednie ostrzeżenia na podstawie choćby tylko niedoskonałej dyskusji nad możliwymi komplikacjami.

1. Największe indukcyjności jednostkowe wypadkowe L_w występują przy *galwanicznym związaniu obwodu iskry wtórnej z przewodem pierwotnym*, w którym płynie prąd piorunowy całkowity lub częściowy, tj. w przypadkach typu (A) według rys. 1.

2. Przy *pojedynczym przewodzie pierwotnym* i przy *galwanicznym związaniu* z nim obwodu iskry wtórnej dość prawdopodobne są wartości L_w około $1 \dots 2 \mu\text{H/m}$, średnio około $1,5 \mu\text{H/m}$, według krzywej $n=1$ na rys. 2, (A). Można stwierdzić niezłą zgodność naszej wartości średniej ze wskazówkami w dotychczasowej literaturze, natomiast nasza górna granica jest stosunkowo wysoka.

3. *Odizolowanie obwodu iskry wtórnej* od przewodów pierwotnych, w których płynie prąd piorunowy (z odstępami izolacyjnymi uniemożliwiającymi przeskok od przewodów pierwotnych do wtórnych) pozwala łatwo zmniejszyć indukcyjność jednostkową L_w poniżej $\frac{1}{3}$ wartości występującej przy galwanicznym związaniu (wniosek 1); są to przypadki typu (B) według rys. 1.

4. Przy *pojedynczym przewodzie pierwotnym* i przy *wytrzymałym odizolowaniu* obwodu iskry wtórnej od przewodu pierwotnego w grę wchodzi wartości L_w około $0,15 \dots 0,5 \mu\text{H/m}$, a niekiedy nawet mniejsze, według krzywej $n=1$ na rys. 2, (B).

5. Dalsze zmniejszenie indukcyjności L_w , poniżej $\frac{1}{3} \dots \frac{1}{2}$ wartości związanych z wnioskami 3 i 4, a poniżej $\frac{1}{10} \dots \frac{1}{6}$ wartości odpowiadających wnioskom 1 i 2, uzyskuje się łatwo przez zastosowanie *zamkniętego obwodu wtórnego osłonowego*, tj. w przypadku podwójnej instalacji pio-

runochronowej. Przeciwny wpływ osłony wtórnej, w kierunku zwiększenia indukcyjności L_w , nie ma istotnego znaczenia, ponieważ występuje tylko w takich warunkach, kiedy istotnego L_w są stosunkowo bardzo małe.

6. Przy *pojedynczym przewodzie pierwotnym* i przy *zamkniętym obwodzie wtórnym osłonowym* w grę wchodzi wartości L_w często około $0,05 \dots 0,15 \mu\text{H/m}$, a niekiedy nawet mniejsze, według krzywej C na rys. 3.

7. Zupełnie równomierny podział prądu piorunowego między *dwa przewody pierwotne* (przypadek dwóch przewodów odprowadzających w małej instalacji piorunochronowej, uderzenie pioruna w środek instalacji) daje zmniejszenie indukcyjności L_w mniej więcej w stosunku 2 w porównaniu z przypadkiem pojedynczego przewodu pierwotnego. Przy *galwanicznym związaniu* obwodu iskry wtórnej z przewodem pierwotnym otrzymuje się często wartości L_w około $0,5 \dots 1 \mu\text{H/m}$, średnio około $0,75 \mu\text{H/m}$, według krzywych $n=2$ na rys. 2, (A). Przy *odizolowaniu obwodu iskry wtórnej* występują zaś wartości około $0,05 \dots 0,2 \mu\text{H/m}$, według krzywych $n=2$ na rys. 2, (B).

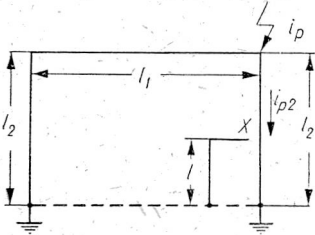
8. Zupełnie równomierny podział prądu piorunowego między *cztery przewody pierwotne* (przypadek czterech przewodów odprowadzających w średniej instalacji piorunochronowej, uderzenie pioruna w środek instalacji) daje zmniejszenie indukcyjności L_w mniej więcej w stosunku 4 w porównaniu z przypadkiem pojedynczego przewodu pierwotnego. Przy *galwanicznym związaniu* obwodu iskry wtórnej z przewodem pierwotnym otrzymuje się często wartości L_w około $0,2 \dots 0,5 \mu\text{H/m}$, średnio około $0,3 \mu\text{H/m}$, według krzywych $n=4$ na rys. 2, (A). Przy *odizolowaniu obwodu iskry wtórnej* występują zaś wartości około $0,02 \dots 0,1 \mu\text{H/m}$, według krzywych $n=4$ na rys. 2, (B).

9. Na podstawie wniosków 7 i 8 oraz analizy szczegółów rozważań z poprzedniego rozdziału można stwierdzić ogólnie, że przy równomiernym podziale prądu na n *przewodów pierwotnych* wchodzi w rachubę zmniejszenie wartości L_w w stosunku n .

10. Przy *nierównomiernym podziale prądu piorunowego* między wiele gałęzi indukcyjności L_w przedstawiają się mniej korzystnie. Analiza szczegółów rozważań z poprzedniego rozdziału pozwala wyciągnąć wniosek przybliżony, że zmniejszenie wartości L_w zachodzi mniej więcej w stosunku największego prądu pierwotnego częściowego (w jednym przewodzie) do prądu całkowitego. Dokładne określenie tego stosunku jest przeważnie zadaniem trudnym.

11. Z nierównomiernym podziałem prądu piorunowego należy liczyć się z reguły w przypadkach *uderzeń w krawędzie* rozleglejszych instalacji piorunochronowych.

Rys. 4 przedstawia prosty przykład podziału prądu między dwie gałęzie. Jest to obraz małego urządzenia piorunochronowego z jednym zwodem poziomym (na górnej krawędzi stromego dachu) o długości l_1 oraz z dwoma przewodami odprowadzającymi o długości po l_2 . Obwód iskry wtórnej jest związany z prawym przewodem odprowadzającym. Uziemienie ma zalecaną (również przez autora) postać pierścienia poziomego dokoła budynku.



Rys. 4. Przykład nierównomiernego podziału prądu piorunowego w instalacji piorunochronowej.

Najbardziej nierównomierny podział prądu piorunowego i_p występuje w przypadku uderzenia w koniec zwodu, a koniec prawy jest szczególnie niebezpieczny dla rozpatrywanego obwodu iskry wtórnej. Jeżeli pominąć wpływ poszczególnych części uziemień (rozkład oporności uziemieniowej oraz indukcyjności dodatkowych) i traktować całość uziemienia jako powierzchnię ekwipotencjalną, to można przyjąć tytułem niedoskonałego przybliżenia podział prądu *zależnie od indukcyjności* obu gałęzi nadziemnych. Indukcyjności te są mniej więcej proporcjonalne do długości $(l_1 + l_2)$ oraz l_2 . Prąd cząstkowy większy i_{p2} , występujący w prawym przewodzie odprowadzającym, odpowiada w takim razie zależności

$$\frac{i_{p2}}{i_p} = \frac{l_1 + l_2}{(l_1 + l_2) + l_2} = \frac{1 + \frac{l_1}{l_2}}{2 + \frac{l_1}{l_2}} \quad (15)$$

Według tego wzoru obliczamy

przy	$\frac{l_1}{l_2} = 0,1$	0,2	0,5	1	2	5	10
stosunek	$\frac{i_{p2}}{i_p} = 0,524$	0,545	0,6	0,667	0,75	0,857	0,917

Wynika stąd wielka skuteczność podziału prądu (równomierność) w przypadku *wież*, mniejsza skuteczność w przypadku *budynków o wielkiej powierzchni* i stosunkowo małej wysokości. W wielu przypadkach *wpływ uziemień* może znacznie zmieniać podział prądu.

5. UJĘCIE MATEMATYCZNE NAPIĘĆ INDUKOWANYCH PRZEZ ZMIANY POŁA ELEKTRYCZNEGO

Ażeby zbadać charakter drugiej składowej napięcia indukcyjnego, wytwarzanej przez zmiany pola elektrycznego w pobliżu kanału piorunowego, rozpatrujemy stosunkowo *prosty układ* przedstawiony na rys. 5. Zmienne pole elektryczne K działa na sieć piorunochronową o górnej powierzchni czynnej S na wysokości h . Sieć ta przedstawia pojemność C_z względem ziemi i jest uziemiona poprzez indukcyjność wypadkową L_h , o której decyduje w znacznej mierze liczba przewodów odprowadzających i wysokość h , oraz poprzez oporność wypadkową R_z . Napięcie u na sieci traktujemy jako wynik działania pola K wytwarzanego przez ładunki chmury i kanału piorunowego oraz działania ładunków Q dopływających z ziemi na sieć; piszemy więc

$$u = hK + \frac{Q}{C_z} \quad (16)$$

w jednostkach V, V/cm, kulomb, F, cm.

Ponadto można ułożyć zależności

$$u = L_h \frac{di}{dt} + R_z i, \quad (17)$$

$$i = - \frac{dQ}{dt}, \quad (18)$$

gdzie jednostki są: V, A, kulomb, s, Ω , H.

Rugowanie ładunku Q oraz prądu i z tych trzech równań prowadzi do zależności

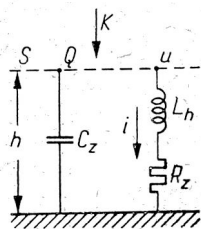
$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{R_z}{L_h} \frac{du}{dt} + \frac{1}{L_h C_z} u = h \frac{d^2 K}{dt^2} + h \frac{R_z}{L_h} \frac{dK}{dt} \quad (19)$$

lub w postaci operatorowej

$$u \left(p^2 + \frac{R_z}{L_h} p + \frac{1}{L_h C_z} \right) = hK \left(p^2 + \frac{R_z}{L_h} p \right). \quad (20)$$

Przechodzimy do szczególnego przypadku *wykładniczej zmiany pola*

$$K = K_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T}} \right). \quad (21)$$



Rys. 5. Przykład indukowania napięcia u na piorunochronie S przez zmiany pola elektrycznego K .

Zastępując to wyrażenie zależnością operatorową

$$K = \frac{K_0}{T} \frac{1}{p + \frac{1}{T}}$$

i podstawiając w równaniu (20), otrzymuje się rozwiązanie w postaci operatorowej

$$u = \frac{hK_0}{T} \left[\frac{1}{p + \frac{1}{T}} - \frac{\frac{1}{L_h C_z}}{\left(p + \frac{1}{T}\right) \left(p^2 + \frac{R_z}{L_h} p + \frac{1}{L_h C_z}\right)} \right]. \quad (22)$$

Na podstawie wzorów rachunku operatorowego dochodzimy ostatecznie do rozwiązań w dwóch postaciach.

Przy $R_z < 2 \sqrt{\frac{L_h}{C_z}}$

rozwiązanie ma charakter oscylacyjny:

$$u = hK_0 \left\{ \left[\frac{\left(\frac{1}{T_-}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{T_\sim}\right)^2}{\left(\frac{1}{T_-} - \frac{1}{T}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{T_\sim}\right)^2} - 1 \right] e^{-\frac{t}{T}} + \frac{\frac{1}{T} \sqrt{\left(\frac{1}{T_-}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{T_\sim}\right)^2}}{\frac{2\pi}{T_\sim} \sqrt{\left(\frac{1}{T_-} - \frac{1}{T}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{T_\sim}\right)^2}} e^{-\frac{t}{T}} \cdot \sin \left(2\pi \frac{t}{T_\sim} - \lambda \right) \right\}, \quad (23)$$

gdzie:

hK_0 — napięcie, które wystąpiłoby bez uziemień (wartość szczytowa),

$$T_- = 2 \frac{L_h}{R_z},$$

$$\left(\frac{T_\sim}{2\pi}\right)^2 = \frac{1}{\frac{1}{L_h C_z} - \frac{R_z^2}{4 L_h^2}},$$

$$\lambda = -\arctg \frac{2\pi T_-}{T_\sim} - \arctg \frac{2\pi T T_-}{T_\sim (T - T_-)}.$$

Przykład

$$T_- = T_{\sim} = T,$$

$$u = hK_0 \left[0,026 \cdot e^{-\frac{t}{T}} + 0,1613 e^{-\frac{t}{T}} \cdot \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - \lambda \right) \right],$$

$$\lambda = 9^\circ$$

Na rys. 6 przedstawiono krzywą $\frac{u}{hK_0}$ w funkcji stosunku $\frac{t}{T}$ oraz krzywą wykładniczą $1 - e^{-\frac{t}{T}}$, jaka wystąpiłaby bez uziemień. Krzywe a, b są składowymi: bezokresową i okresową napięcia $\frac{u}{hK_0}$. Ponadto przedstawiona jest obwiednia c składowej okresowej oraz wspólna styczna d do krzywej $\frac{u}{hK_0}$ oraz do krzywej $1 - e^{-\frac{t}{T}}$ w punkcie początkowym. Wartość szczytowa u_{max} nie przekracza w tych warunkach 15% iloczynu hK_0 ; stwierdzamy więc bardzo skuteczne obniżenie napięcia dzięki uziemieniom.

Rozpatrujemy jeszcze szczególny przypadek

$$T_- \ll T, \quad \frac{T_{\sim}}{2\pi} \ll T,$$

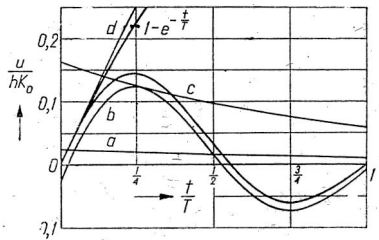
który może występować często, zwłaszcza przy gęstych przewodach odprowadzających. Uproszczenie wzoru (23) daje zależność przybliżoną.

$$u \approx hK_0 \left[\frac{2}{\frac{T}{T_-} + \frac{4\pi^2 T T_-}{T_{\sim}^2}} e^{-\frac{t}{T}} + \frac{T_{\sim}}{2\pi T} e^{-\frac{t}{T}} \cdot \sin \left(2\pi \frac{t}{T_{\sim}} - \lambda \right) \right], \quad (24)$$

gdzie $\lambda \approx -2 \arctg \frac{2\pi T_-}{T_{\sim}}$.

Wartość szczytowa u_{max} jest tylko małym ułamkiem iloczynu hK_0 :

$$u_{max} < hK_0 \left[\frac{2}{\frac{T}{T_-} + \frac{4\pi^2 T T_-}{T_{\sim}^2}} + \frac{T_{\sim}}{2\pi T} \right]. \quad (25)$$



Rys. 6. Przebieg oscylacyjny napięcia indukowanego na sieci piorunochronowej przez pole elektryczne zmieniające się wykładniczo.

Na przykład przy $T_- = \frac{T}{2\pi}$

$$u_{max} < hK_0 \cdot 2 \frac{T_-}{T}. \quad (26)$$

Przy $R_z > 2 \sqrt{\frac{L_h}{C_z}}$

rozwiązanie według wzoru (22) ma charakter bezoscylacyjny:

$$u = hK_0 \left\{ \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{T_1}{T}\right)\left(1 - \frac{T_2}{T}\right)} - 1 \right] e^{-\frac{t}{T}} + \frac{\frac{T_1}{T}}{\left(1 - \frac{T_1}{T_2}\right)\left(\frac{T_2}{T_1} - \frac{T_2}{T}\right)} e^{-\frac{t}{T_1}} - \frac{\frac{T_2}{T}}{\left(1 - \frac{T_1}{T_2}\right)\left(1 - \frac{T_2}{T}\right)} e^{-\frac{t}{T_2}} \right\}, \quad (27)$$

gdzie:

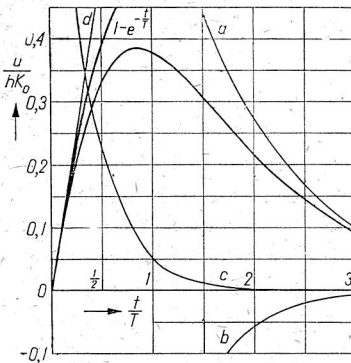
$$T_1 = \frac{1}{\frac{R_z}{2L_h} + \sqrt{\frac{R_z^2}{4L_h^2} - \frac{1}{L_h C_z}}},$$

$$T_2 = \frac{1}{\frac{R_z}{2L_h} - \sqrt{\frac{R_z^2}{4L_h^2} - \frac{1}{L_h C_z}}}.$$

Przykład

$$\frac{T_1}{T} = \frac{1}{3}, \quad \frac{T_2}{T} = \frac{1}{2}, \quad \frac{T_1}{T_2} = \frac{2}{3},$$

$$u = hK_0 \left(2 e^{-\frac{t}{T}} + e^{-\frac{3t}{T}} - 3 e^{-\frac{2t}{T}} \right).$$



Rys. 7. Przebieg bezoscylacyjny napięcia indukowanego na sieci piorunochronowej przez pole elektryczne zmieniające się wykładniczo.

Na rys. 7 przedstawiono krzywą $\frac{u}{hK_0}$ w funkcji stosunku $\frac{t}{T}$ oraz krzywą wykładniczą $1 - e^{-\frac{t}{T}}$. Krzywe a , b , c są trzema składowymi wykładniczymi, prosta d jest wspólną styczną do krzywych $\frac{u}{hK_0}$ oraz $1 - e^{-\frac{t}{T}}$

w punkcie początkowym. Wartość szczytowa u_{max} wynosi w tych warunkach około 38% iloczynu hK_0 .

Rozpatrujemy jeszcze szczególny przypadek

$$T_1 \ll T, \quad T_2 \ll T,$$

który może występować często, zwłaszcza przy dobrych uziemieniach. Uproszczenie wzoru (27) prowadzi do zależności przybliżonej

$$u \approx hK_0 \left[\left(\frac{T_1 + T_2}{T} \right) e^{-\frac{t}{T}} + \frac{\frac{T_1}{T}}{\frac{T_2}{T_1} - 1} e^{-\frac{t}{T_1}} - \frac{\frac{T_2}{T}}{1 - \frac{T_1}{T_2}} e^{-\frac{t}{T_2}} \right]. \quad (28)$$

Nie wyprowadzamy wzoru na wartość szczytową u_{max} , lecz stwierdzamy tylko, że nie może ona przekroczyć szczytu pierwszej składowej wykładniczej:

$$u_{max} < hK_0 \cdot \frac{T_1 + T_2}{T}. \quad (29)$$

Wynika stąd utrzymanie u_{max} znacznie poniżej hK_0 , podobnie jak według zależności (26) dla przypadku przebiegów oscylacyjnych.

6. WNIOSKI O CHARAKTERZE, WARTOŚCIACH I O ROLI NAPIĘĆ INDUKOWANYCH PRZEZ ZMIANY POLA ELEKTRYCZNEGO

Ażeby porównać obydwie składowe napięcie indukcyjnych czy też indukowanych, musimy jeszcze przeprowadzić przybliżoną ocenę wartości napięć pochodzących od zmian pola elektrycznego. W tym celu określamy pojemność C_z w układzie przedstawionym na rys. 5 tytułem niedoskonałego przybliżenia według wzoru dla kondensatora płytowego.

$$C_z \approx \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{S}{h} \quad (30)$$

gdzie S , h — powierzchnia i wysokość górnej sieci piorunochronowej, a jednostki — μF , m^2 , m .

Indukcyjność L_n obliczamy zaś według najprostszego wzoru

$$L_n \approx hL, \quad (31)$$

gdzie L — indukcyjność wypadkowa na jednostkę wysokości, a jednostki — μH , m , $\mu\text{H}/\text{m}$.

Ażeby wziąć w rachubę udział górnych przewodów mniej więcej poziomych, można by stosować bardziej złożoną zależność

$$L_n \approx hL + k\sqrt{S}, \quad (32)$$

gdzie k — współczynnik zależny od ukształtowania sieci piorunochronowej. Można jednak stosować prostszy wzór (31), podstawiając zwiększone wartości L .

Na podstawie wzorów (30) i (31) określamy dwa parametry czasowe urządzenia piorunochronowego

$$\left. \begin{aligned} \frac{2L_h}{R_z} &= \frac{2hL}{R_z}, \\ \sqrt{L_h C_z} &= 0,00297 \sqrt{LS}, \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

w jednostkach: μs , m , m^2 , $\mu\text{H}/\text{m}$, Ω .

Jeżeli pierwszy parametr jest większy niż drugi, to zjawiska są oscylacyjne, pierwszy parametr jest stałą czasową T_- , a drugi jest wyrażeniem

niem $\frac{T_- T_{\sim}}{2\pi}$. Jeżeli zaś pierwszy parametr jest mniejszy niż $\sqrt{T_-^2 + \left(\frac{T_{\sim}}{2\pi}\right)^2}$.

drugi, to zjawiska są bezoscylacyjne, pierwszy parametr jest wyrażeniem $\frac{T_1 T_2}{2}$, a drugi parametr jest średnią geometryczną $\sqrt{T_1 T_2}$. Wyniki obliczeń według wzorów (33) są zestawione w tabelicy 1 dla warunków, jakie można często spotkać w piorunochronach.

Wartość parametrów czasowych $\frac{2L_h}{R_z}$ oraz $\sqrt{L_h C_z}$ piorunochrona Tabela 1

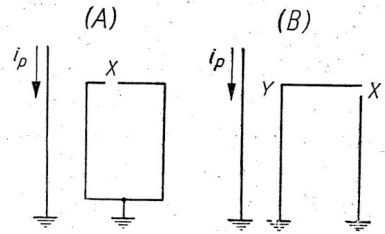
L ($\mu\text{H}/\text{m}$)	0,1			1		
$\frac{h}{R_z}$ (m/Ω)	0,1	1	10	0,1	1	10
$\frac{2L_h}{R_z}$ (μs)	0,02	0,2	2	0,2	2	20
S (m^2)	100	1000	10000	100	1000	10000
$\sqrt{L_h C_z}$ (μs)	0,0094	0,0297	0,0939	0,0297	0,0939	0,297

Wartości w tabelicy 1 wskazują na częste występowanie zjawisk o charakterze oscylacyjnym (pierwszy parametr czasowy większy od drugiego).

Poza tym dość prawdopodobne są małe wartości parametrów czasowych w porównaniu z czasem trwania najsilniejszej zmiany pola elektrycznego, skąd wynikają również stosunkowo małe stałe czasowe T_- oraz T_{\sim} lub T_1 , T_2 . W takich warunkach wartość szczytowa u_{max} wypada według zależności (26) lub (29) bardzo mała w porównaniu z iloczynem hK_0 . Możliwe są jednak również większe stałe czasowe T_- , T_{\sim} lub T_1 , T_2 i wtedy u_{max} może być rzędu hK_0 . Przypadek taki występuje na bardzo wysokim budynku o niewielkiej liczbie przewodów odprowadzających i o dobrych uziemieniach.

Przyjmując $K_0 \approx 1 \dots 3 \text{ kV/cm}$, otrzymuje się przy $h \approx 10 \dots 100 \text{ m}$ iloczyn $hK_0 \approx 1000 \dots 30\,000 \text{ kV}$. Zmniejszenie według zależności (26) lub (29) do około $\frac{1}{10}$ dałoby wartość szczytową $u_{max} \approx 100 \dots 3000 \text{ kV}$.

Górne granice 30 000 kV i 3 000 kV są tutaj raczej przesadzone, gdyż występowanie największych natężeń pola, około 3 kV/cm, jest ograniczone do stosunkowo niewielkich obszarów. Poza tym w wielu przypadkach niebezpieczeństwo iskier wtórnych jest znacznie mniejsze, niż by wynikało z pełnych wartości u_{max} , ponieważ w przerwach iskrowych działają tylko różnice dwóch napięć. Rys. 8 przedstawia w części (A) bardzo korzystny przypadek, kiedy na przerwie X napięcie wypada znikomo małe w porównaniu z pełnymi napięciami u_{max} względem ziemi. W części (B) rys. 8 widzimy natomiast szczególnie niekorzystne warunki, kiedy pełne napięcie u_{max} lub znaczna jego część grozi zapaleniem iskry wtórnej w przerwie X.



Rys. 8. Proste przykłady (A), (B), w których występują napięcia wtórne na przerwach iskrowych X, Y.

Napięcie pochodzące od zmian pola elektrycznego sumuje się z napięciem wytwarzanym przez zmiany pola magnetycznego (napięciem indukcyjnym według poprzednich rozważań) podobnie jak w przypadku przepięć indukowanych w liniach elektrycznych. Te *dwie składowe* mogą dawać na przerwie iskrowej napięcie wypadkowe wyższe, albo też mogą kompensować się częściowo dzięki przeciwnym znakom. Na przykład w układzie (B) według rys. 8 przy piorunie ujemnym i w warunkach bezcycylacyjnych przerwa X otrzymuje na górze znak minus od zmiany pola magnetycznego, znak plus od zmiany pola elektrycznego; natomiast przerwa Y otrzymuje po prawej stronie znak plus od zmian obu pól. Zjawiska oscylacyjne mogą dać bardziej złożoną grę obu składowych.

W obliczeniach wskazywanych przez nowoczesną literaturę pomija się na ogół napięcie wytwarzane przez zmiany pola elektrycznego i bierze

się w rachubę tylko składową indukcyjną pochodzącą od zmian pola magnetycznego — obok spadku na oporności uziemienia. W celu uzasadniającego porównania rzędów wielkości obliczamy przy

$$\left(\frac{di_p}{dt}\right)_{max} = 50 \text{ kA}/\mu\text{s},$$

$$\text{przy } h L_w = 1 \quad 10 \quad 100 \mu\text{H}$$

$$\text{spadek indukcyjny } h L_w \left(\frac{di_p}{dt}\right)_{max} = 50 \quad 500 \quad 5000 \text{ kV}.$$

Dwie składowe mogą więc być tego samego rzędu, ale często przewagę ma spadek indukcyjny pochodzący od pola magnetycznego, zwłaszcza jeżeli zachodzą omówione już okoliczności zmniejszające rolę składowej wytwarzanej przez pole elektryczne. Za najprostszym *uwzględnieniem samych tylko napięć indukcyjnych* związanych z polem magnetycznym, bez składowych wytwarzanych przez pole elektryczne, przemawia również brak dostatecznie pewnych podstaw do ujęcia rachunkowego gry poszczególnych składowych. Należy jednak unikać mogącego stąd powstać złagodzenia wyników, przyjmując do obliczeń ostrzejsze dane liczbowe.

Porównanie rozważań w rozdziałach 2, 3 i 4 nad napięciami wytwarzanymi przez pole magnetyczne oraz opracowania w rozdziałach 5 i 6 dla napięć pochodzących od pola elektrycznego może nasunąć krytykę, że te dwie części zagadnienia są *potraktowane niejednakowo*. Dla pierwszej składowej przyjmuje się bardzo proste sformułowanie matematyczne (2), które bierze w rachubę same sprzężenia indukcyjne — bez pojemności występujących w układach rzeczywistych. Pojemności te (na przykład w układzie podobnym do przedstawionego na rys. 5) mogą wywierać silny wpływ na charakter krzywej napięcia w funkcji czasu. Uzupełnienia matematyczne w tym kierunku byłyby podobne do rozważań nad składową wytwarzaną przez pole elektryczne (rozdział 5).

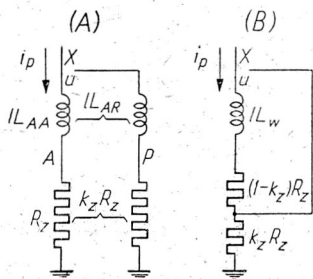
Dla tej drugiej składowej charakter przebiegu w funkcji czasu jest oświetlony dokładniej — przy uwzględnieniu bogatszego układu według rys. 5. Na podkreślenie zasługuje też ten szczegół, że jako napięcie u określony jest tutaj wynik spadków na indukcyjności L_h oraz na oporności uziemieniowej R_z , nie jest to więc napięcie czysto indukcyjne, jak w przypadku naszych rozważań nad pierwszą składową; można by łatwo uzupełnić rozważania wzorami matematycznymi dla obu napięć częściowych: na L_h oraz na R_z . Poza tym napięcie u jest tutaj określone dla górnej części piorunochrona względem ziemi, podczas gdy dla przeskoków wtórnych i dla porażień w grę mogą wchodzić również napięcia mniejsze. Wreszcie można wytknąć, że dla składowej wytwarzanej przez pole elektryczne nie bierze się w rachubę tak wielkiej liczby różnych przypad-

ków jak dla pierwszej składowej według rys. 1, lecz poprzestaje się na przykładowych rozważaniach nad jednym przypadkiem według rys. 5.

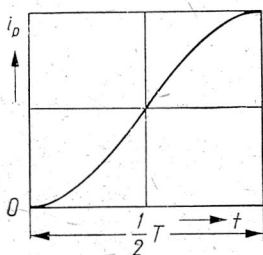
Rozszerzenie rozważań teoretycznych nad oboma napięciami składowymi we wskazanych kierunkach jest możliwe. Autor poprzestaje obecnie na ujęciu prostszym, oświetlającym jednak charakter zjawisk i prowadzącym do metod rachunkowych odpowiednich do szerszego zastosowania praktycznego.

7. KOJARZENIE NAPIĘĆ INDUKCYJNYCH I UZIEMIENIOWYCH

Przechodzimy wreszcie do końcowych wskazówek w sprawie określenia napięć, które decydują o iskrach wtórnych oraz o porażeniach i które należy brać w rachubę przy wyborze odstępów izolacyjnych lub przy ustalaniu konieczności zastosowania przewodu zwierającego. W wielu przypadkach określamy te napięcia jako wynik dodawania napięć uziemieniowych i napięć indukcyjnych, omówio-



Rys. 9. Podstawowe układy do obliczeń napięć indukcyjno-uziemieniowych; (A) — układ przedstawiający sprzężenia indukcyjne i uziemieniowe; (B) — układ zastępczy.



Rys. 10. Czoło udaru prądowego w postaci półkresowego odcinka sinusoidy.

nych w rozdziałach 2, 3 i 4; pomijamy składową pochodzącą od zmian pola elektrycznego — zgodnie z wnioskami zawartymi w rozdziale 6.

Jako podstawę obliczeń przyjmujemy układ przedstawiony na rys. 9 w części (A). Przerwa powietrzna X otrzymuje napięcie indukcyjne związane z grą indukcyjności własnej IL_{AA} oraz indukcyjności wzajemnej IL_{AR} i tylko ułamek $(1-k_z)$ spadku napięcia na oporności uziemienia R_z , jeżeli ułamek k_z pełnego spadku przenosi się poprzez ziemię na uziom przewodu R . Współczynnik k_z wyraża sprzężenie opornościowe między uziemieniami; wynika ono stąd że uziom przewodu R nie jest odsunięty bardzo daleko, lecz leży w obszarze rozkładu napięciowego dokoła uziomu A (lejka napięciowego).

Takie sprzężenie opornościowe odpowiada *układowi zastępczemu (B)* na rys. 9. Wprowadzamy tutaj poza tym indukcyjność wypadkową lL_w . Dla układu tego piszemy prosty wzór na wartość chwilową napięcia u występującego na przerwie powietrznej X

$$u = (1 - k_z) R_z i_p + lL_w \frac{di_p}{dt} \quad (34)$$

Określając dalej wartość szczytową u_{max} , przyjmujemy dogodny do obliczeń *kształt sinusoidalny* czoła udaru prądowego i_p , według rys. 10. Czoło obejmuje połowę okresu sinusoidy T i odpowiada wzorowi

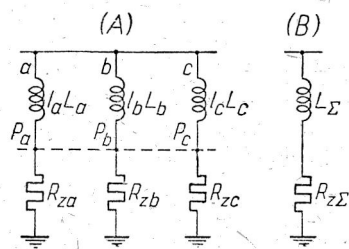
$$i_p = \frac{1}{2} i_{pmax} \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{T} \right).$$

Przy tym założeniu otrzymuje się bardzo prosty wzór

$$u_{max} = \frac{1}{2} (1 - k_z) R_z i_{pmax} + \sqrt{\frac{1}{4} (1 - k_z)^2 R_z^2 i_{pmax}^2 + l^2 L_w^2 \left(\frac{di_p}{dt} \right)_{max}^2}, \quad (35)$$

podobnie jak w przypadku prądu ustalonego zawierającego składową stałą $\frac{1}{2} i_{pmax}$ oraz składową sinusoidalną o amplitudzie $\frac{1}{2} i_{pmax}$. Ta wartość szczytowa u_{max} występuje w chwili pośredniej między środkiem czoła prądu i_p (punktem $i_p = \frac{1}{2} i_{pmax}$), kiedy występuje maximum skła-

dowej indukcyjnej, a wierzchołkiem udaru i_p , kiedy mamy maximum składowej opornościowej.



Rys. 11. Układ (A) indukcyjności i oporności uziemionych w piorunochronie z wieloma przewodami odprowadzającymi, układ zastępczy (B).

W dotychczasowych opracowaniach spotyka się przeważnie funkcje *wykładnicze* dla czoła udaru. Są to jednak założenia bardziej uciążliwe w niektórych obliczeniach, a bynajmniej nie dostosowane lepiej do danych piorunowych. W szczególności czoło udaru wyrażonego jako nałożenie dwóch krzywych wykładniczych o różnych stałych czasowych zaczyna się od największej stromości i dlatego jest raczej mniej odpowiednie niż nasze czoło sinusoidalne, które zaczyna się stycznie

do linii zerowej. Wielkiej wagi nie przywiązujemy do trafnego sformułowania matematycznego dla czoła prądu, gdyż o daleko posuniętej zgodności obliczeń ze zjawiskami rzeczywistymi nie może być mowy z powodu licznych uproszczeń omówionych wyżej.

Prosta zależność (35) odpowiada tylko przypadkom, kiedy można sprowadzić układ do postaci przedstawionej na rys. 9, tj. z pojedynczą drogą prądu piorunowego. Często mamy jednak do czynienia z *wielką liczbą dróg do ziemi*, jak na rys. 11 w części (A). Przejście do prostego układu zastępczego w części (B), z jedną indukcyjnością wypadkową L_{Σ} oraz jedną opornością wypadkową $R_{z\Sigma}$ jest słuszne przy *jednakowych stałych czasowych*

$$\frac{l_a L_a}{R_{za}} = \frac{l_b L_b}{R_{zb}} = \frac{l_c L_c}{R_{zc}} = \dots,$$

gdyż wtedy napięcia w punktach pośrednich $P_a, P_b, P_c \dots$ są jednakowe i można traktować osobno indukcyjności jako połączone równolegle oraz osobno oporności także jako równolegle połączone:

$$\frac{1}{L_{\Sigma}} = \frac{1}{l_a L_a} + \frac{1}{l_b L_b} + \frac{1}{l_c L_c} + \dots \quad (36)$$

$$\frac{1}{R_{z\Sigma}} = \frac{1}{R_{za}} + \frac{1}{R_{zb}} + \frac{1}{R_{zc}} + \dots \quad (37)$$

Przy *różniących się stałych czasowych* połączenie galwaniczne punktów $P_a, P_b, P_c \dots$ zapewniłoby słuszność wzorów (36), (37). Jeżeli zaś te warunki nie są spełnione, to zależności (36), (37) prowadzą do zbyt niskiego napięcia wypadkowego. Dokładniejsze obliczenia byłyby jednak bardzo złożone. Poprzestajemy więc na prostych wzorach (36), (37), ostrzamy trochę wyniki lub nawet nie uwzględniamy niektórych gałęzi przy bardzo różniących się stałych czasowych.

Wzór (35) ulega znacznemu *uproszczeniu*, jeżeli jedno z napięć składowych jest bardzo małe w porównaniu z drugim albo jeżeli odpada ono zupełnie, na przykład w przypadku połączenia uziemień. Przy *przewadze spadku indukcyjnego*, większego co najmniej 2 razy od drugiej składowej, można przejść do wzoru przybliżonego

$$u_{max} = \frac{1}{2} (1 - k_z) R_z i_{p, max} + l L_w \left(\frac{di_p}{dt} \right)_{max} \quad (38)$$

Przy *połączeniu uziemień* lub przy bardzo silnej przewodzie spadku indukcyjnego piszemy po prostu

$$u_{max} = l L_w \left(\frac{di_p}{dt} \right)_{max} \quad (39)$$

Natomiast przy *stosunkowo niewielkim spadku indukcyjnym*, mniejszym niż połowa drugiej składowej, można przejść do wzoru przybliżonego

$$u_{max} = (1 - k_z) R_z i_{max} \quad (40)$$

WYKAZ LITERATURY

- [1] Akademia Nauk SSSR. Grozozaszczita promyszlennych sooruzenij i zdaniij (pod redakcją Stiekolnikowa) — 1951.
- [2] Association Suisse des Electriciens. Recommandations pour la protection des bâtiments contre la foudre — Publication No 113 f, 1934.
- [3] Ausschuss für Blitzableiterbau. Blitzschutz — 5 Aufl., 1951.
- [4] Mc Cann G. D. Lightning protection of hazardous structures — Electrical Engineering, 1942, s. 591.
- [5] Elektrotechnický svaz československý. Hromosvody — ČSN NSČ, 113 — 1949.
- [6] National Bureau of Standards. Code for protection against lightning — Handbook H 40, 1945.
- [7] Shipley J. F. The protection of structures against lightning — Journal of the Institution of Electr. Engineers — t. 90/I, 1943, s. 501.
- [8] Szpor S. Nouvelle théorie des surtensions induites — Conf. Int. Grands Réseaux Electr., 1948, s. 308.
- [9] Szpor S. Uzupełnienie teorii przepięć atmosferycznych indukowanych dla linii z przewodami odgromowymi — Archiwum Elektrotechniki, 1953, s. 177.
- [10] Szpor S. Zasady zwalczania iskier wtórnych i porażen w urządzeniach pionurochronowych — Przegl. Eelektr., 1954.

С. ШПОР

НАПРЯЖЕНИЯ ВЫЗЫВАЮЩИЕ ВТОРИЧНЫЕ ИСКРЫ
И ПОРАЖЕНИЯ В ГРОЗОЗАЩИТНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Резюме

Автор расширяет основы расчётов напряжений, дающих вторичные искры и поражения в грозозащитных устройствах; рассматривает разные слагающие этих напряжений, сравнивает возможные случаи.

Сначала обсуждаются те слагающие напряжения, которые получаются от изменений магнитного поля связанного с током молнии i_p , текущего в грозозащитном устройстве или вблизи его. В этом случае применяется следующее общее уравнение:

$$u_i = lL_w \frac{di_p}{dt}, \quad (2)$$

в котором

u_i — индукционное напряжение в киловольтах,

l — действующая длина контура, в котором возникает напряжение u_i , в метрах

L_w — равнодействующая единичная индуктивность, результат наложения самоиндукции и взаимоиנדукции или одних только взаимоиנדукций, в мкг/м,

$\frac{di_p}{dt}$ — крутизна изменений тока молнии в ка/мкс.

Значения величины L_w исследуются для разных случаев, представленных на рис. 1. Для случая (1), (2) и (4) число первичных проводов, делящих между собой ток i_p , является 1, 2 и 4.

Для случаев (А) рассматриваемый контур вторичной искры гальванически связан с первичным проводом, поэтому индуктивность представляет результат наложения взаимо- и самоиндукции этих проводов. Для случаев (В) контур вторичной искры изолирован от первичных проводов, так что индуктивность L_w представляет результат действия одних только взаимоиндуктивностей.

Для случая (С) искровой контур находится внутри замкнутого вторичного экранирующего контура, который в свою очередь находится возле первичного провода; это простейшее представление условий в двойном грозозащитном устройстве (верхняя сеть принимающая удары молнии и нижняя экранирующая вторичные воздействия).

Автор получает уравнения от (7) до (14) на L_w для упомянутых случаев, основываясь на простых зависимостях для само- и взаимоиндуктивностей. Существенным при определении самоиндукции является ограничение пространства магнитного поля, благодаря возвратным токам ёмкостного характера вокруг канала молнии и благодаря ограниченной скорости распространения электромагнитного поля. Выражения на L_w соответствуют наиболее простым геометрическим предположениям, а также отвечают условию, что ток молнии i_p разделяется равномерно на каждый из первичных проводов.

Рис. 2 и 3 представляют результаты вычислений L_w на основании этих уравнений, для случаев типа (А), (В) и (С), для разных геометрических данных и при разных числах n первичных проводов.

Наибольшие значения величины L_w получаются для случаев типа (А); при $n=1$ довольно вероятными являются величины 1...2 мкг/м. Переходя от случая типа (А) и (В) можно уменьшить L_w обыкновенно ниже 1/3 части. Дальнейшее уменьшение L_w ниже 1/3...1/2 величины выступающей в случаях типа (В), получается при переходе к установке типа (С). Раздел тока молнии между большим числом первичных проводов обуславливает уменьшение L_w приблизительно в таком соотношении, в каком находятся частичный и суммарный токи.

Наряду с составляющей напряжения от магнитного поля автор вводит дальше другую составляющую происходящую от электрического поля, связанного с молнией. Основой наиболее простых рассуждений является схема на рис. 5. Переходные процессы индуктированного напряжения в верхней части молниеотвода рассматриваются для принятого показательного вида изменений электрического поля согласно уравнению (21)). Уравнения от (16) до (22) — это общие формулировки, уравнения от (23) до (26) и рис. 6 соответствуют колебатель-

ному характеру явлений, а выражения от (27) до (29) и рис. 7 соответствуют явлениям без колебаний.

В результате сравнения обеих индукционных (индуктированных) составляющих автор решил не брать во внимание при практических расчётах составляющую от электрического поля, чтобы не усложнять этих расчётов; расчётное сочетание обеих составляющих еще не имеет исчерпывающих теоретических и опытных оснований.

Одновременно рекомендуется обострить составляющую от магнитного поля, чтобы расчёт без учёта второй составляющей не вёл к чрезмерно смягчающим результатам.

Последняя часть работы посвящена суммированию индукционного напряжения и падения напряжения на заземлителе. Здесь основой рассуждений принимается схема представленная на рис. 9 (А).

Коэффициент связи сопротивления k_z определяет ту часть падения напряжения, которая переходит на правое заземление через почву.

Рассматривается схема замещения согласно рис. 9 (В). Для упрощения расчётов принимается синусоидальный фронт импульса тока i_p , изображенный на рис. 10, и на этом основании получено уравнение максимальной величины равнодействующего напряжения

$$u_{max} = \frac{1}{2} (1 - k_z) R_z i_{pmax} + \sqrt{\frac{1}{4} (1 - k_z)^2 R_z^2 i_{pmax}^2 + l^2 L_w^2 \left(\frac{di_p}{dt} \right)_{max}} \quad (35)$$

Во многих случаях автор пренебрегает одной из составляющих.

Если грозозащитное устройство состоит из многих ветвей, переход к схеме замещения с одной индуктивностью и одним сопротивлением заземлителя, как на рис. 9 (В), может быть очень сложным. Вопрос этот рассматривается на основании рис. 11.

Статья указывает на дальнейшее развитие дискуссии в другой работе [10].

S. SZPOR

TENSIONS ACCOUNTING FOR SECONDARY SPARKS AND SHOCKS IN BUILDINGS PROTECTED AGAINST LIGHTNING

Summary

The report extends the basis of calculation for tensions producing secondary sparks and electrical shocks in buildings protected against lightning. Different components of these tensions are considered and possible cases are compared.

The analysis first deals with the components due to the variation of the magnetic field associated with the lightning current i_p , which flows through the installation or in its neighbourhood. It is proposed to apply the following general formula

$$u_i = lL_w \frac{di_p}{dt}, \quad (2)$$

where

u_i — inductive voltage in kilovolts,

l — effective length of the circuit where u_i is induced, in metres,

L_w — resultant inductance per unit length, a combination of self-inductances and mutual inductances or mutual inductances alone, in $\mu\text{H/m}$,

$\frac{di_p}{dt}$ — rate of rise of the lightning current, in $\text{kA}/\mu\text{s}$.

The values of L_w are studied for different cases which are arranged in groups in Fig. 1. Classes (1), (2) and (4) have 1, 2 and 4 primary conductors which participate in the lightning current i_p . In the (A) group of cases the secondary — spark circuit has a galvanic connection with a primary conductor; then the inductance L_w is a result of self-inductances and mutual inductances. In the (B) group the secondary — spark circuit is isolated from all the primary conductors; then L_w is determined by mutual inductances only. In the case (C) there is a primary conductor, a closed circuit of a secondary screen and within it the secondary — spark circuit; this picture imitates the double protection against lightning, with an upper grid destined to intercept the lightning strokes and a lower screen serving to avoid dangerous secondary effects.

Formulae (7)—(14) for these cases are obtained on the basis of simple expressions for the self-inductance of a vertical straight conductor and for the mutual inductance of two parallel conductors. An important feature pertaining to the self-inductance is the limitation of the magnetic field; two reasons of this limitation are indicated: capacitive return currents around the lightning channel and the limited velocity of the electromagnetic—field propagation. Formulae for L_w correspond to the most simple geometrical conditions and to the assumption that the lightning current i_p is divided uniformly among all the primary conductors. Fig. 2 and 3 are a diagrammatic representation of the numerical results of L_w in the cases of type (A), (B) and (C), with different geometrical data and with different numbers n of primary conductors.

The highest values of L_w occur in (A) type cases; for $n=1$ the values of $1 \dots 2 \mu\text{H/m}$ are quite probable. In (B) type cases L_w generally decreases

below $\frac{1}{3}$. Further reduction in L_w , below $\frac{1}{3} \dots \frac{1}{2}$ of the value corresponding to type (B), may be reached if one passes to (C) type cases. Repartition of the lightning current among more primary conductors results in a diminution of L_w approximately in the same proportion as that of the greatest partial current to the total current.

Beside the component tension produced by the magnetic field, the report introduces a second component which is due to the electric field associated with the lightning. Most simple considerations are based on the circuid shown in Fig. 5. The variation of the voltage induced in the upper part of the protective grid is investigated under the assumption that the electric field varies exponentially, according to the expression (21). Formulae (16)—(22) are a general analysis; formulae (23)—(26) and Fig. 6 represent the case of oscillatory phenomena, formulae (27)—(29) and Fig. 7 the case of aperiodic phenomena.

A comparative discussion of the two inductive (or induced) components leads to the conclusion that in technical calculations one may neglect the component due to the electric field, in order to avoid too great complications and assumptions which would have no satisfactory theoretical and experimental justification in the present state of knowledge.

Last parts of the report are devoted to the case of superposition of the inductive tension and of the tension existing on earth resistance. The considerations are based on the schematic representation of Fig. 9, (A). The coupling factor k_z determines here the fraction of the left—earth tension which is transferred to the right—earth electrodes through the ground. In this way the equivalent scheme of Fig. 9, (B) is obtained. In order to simplify the calculations one takes a sinusoidal form of the lightning — current front, as shown in Fig. 10. Then one gets for the peak value of the resultant tension the expression.

$$u_{\max} = \frac{1}{2} (1 - k_z) R_z i_{p\max} + \sqrt{\frac{1}{4} (1 - k_z)^2 R_z^2 i_{p\max}^2 + l^2 L_w^2 \left(\frac{di_p}{dt} \right)_{\max}^2} \quad (35)$$

Frequently one of the two components is negligible.

If the protective installation has numerous branches, the determination of an equivalent circuit with one inductance and one earth resistance, as represented in Fig. 9, (B), may be very difficult. These problems are considered on the basis of Fig. 11.

Further investigations of numerous technical points on the basis of the above mathematical formulation follow in another publication [10].

J. GROSZKOWSKI

Indukcyjność i oporność ujemna elementu pobudzającego o zaskoku napięcia

Rękopis dostarczono 11. 9. 1953.

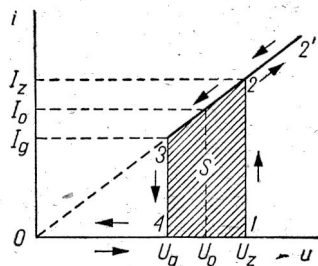
Streszczenie. Rozpatrzono element o zaskoku napięcia jako układ pobudzający w generatorze relaksacyjnym. Elementem o zaskoku napięcia autor nazywa opór elektryczny mający charakterystykę pętlową, gdzie prąd nie jest jednoznaczna funkcją napięcia (analogicznie, do pewnego stopnia, jak w lampie jarzeniowej). Opierając się na wynikach opracowanej przez autora teorii równowagi mocy urojonych w generatorach autooscylacyjnych określono równoważną indukcyjność tego elementu (dla częstotliwości podstawowej oraz dla widma prądu relaksacji) jak również jego oporność ujemną.

1. ELEMENT POBUDZAJĄCY O ZASKOKU NAPIĘCIA

Elementem pobudzającym o zaskoku napięcia nazwiemy układ elektryczny o charakterystyce przedstawionej na rys. 1. Ze wzrostem napięcia u od zera do wartości U_z (odcinek 0 ÷ 1) prąd jest równy zero, przy $u = U_z$ następuje nagły skok prądu do wartości I_z (odcinek 1 ÷ 2), następnie ze wzrostem u prąd wzrasta (odcinek 2 ÷ 2) według zależności

$$i = \frac{u}{r} \quad (1)$$

Przy zmniejszaniu napięcia od wartości $u > U_z$ do wartości $u \approx U_g$ (odcinek 2 ÷ 3) prąd maleje również według zależności (1), przy $u = U_g$ następuje nagły spadek prądu od wartości I_g do zera (odcinek 3 ÷ 4).



Rys. 1. Charakterystyka elementu o zaskoku napięcia.

Charakterystyka takiego elementu ma kształt pętli, przy czym pętla ta jest obiegana w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara. Założymy tu, że kształt pętli charakterystyki nie zależy od szybkości

obiegu. (Tego typu charakterystykę w przybliżeniu ma np. lampa jarzeniowa z tym, iż kształt jej zależy wybitnie od szybkości obiegu).

W odniesieniu do rozpatrywanej charakterystyki wprowadzimy następujące oznaczenia:

$$I_0 = \frac{1}{2} (I_z + I_g), \quad (2)$$

$$U_0 = \frac{1}{2} (U_z + U_g), \quad (3)$$

$$\Delta U = (U_z - U_g). \quad (4)$$

Ze względu na zależność (1) będziemy mieli

$$I_z = \frac{U_z}{r}, \quad (5a)$$

$$I_g = \frac{U_g}{r}, \quad (5b)$$

a zatem zgodnie z (2), (5a) i (5b)

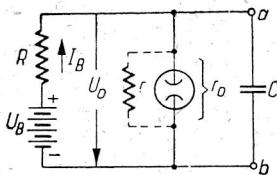
$$I_0 = \frac{U_0}{r}. \quad (5c)$$

Powierzchnia pętli w układzie współrzędnych u, i wyniesie

$$S = \frac{1}{2} (I_z + I_g) (U_z - U_g) = I_0 \Delta U. \quad (6)$$

Element pobudzający o zaskoku napięcia jest określony całkowicie następującymi wielkościami: U_z , U_g , I_0 oraz r .

W celu wykorzystania elementu pobudzającego o zaskoku napięcia do wzbudzenia drgań zestawiamy układ składający się z oporu R i źródła napięcia stałego U_B , jak to przedstawia rys. 2. Element taki jest wówczas równoważny oporowi ujemnemu typu łukowego oraz pewnej indukcyjności wewnętrznej i jest zdolny do utworzenia — po dołączeniu pojemności — generatora relaksacyjnego RC.



Rys. 2. Układ generatora relaksacyjnego z elementem o zaskoku napięcia.

2. PRZEBIEGI NAPIĘCIA I PRĄDU

W stanie ustalonym pracy przebiegi napięcia i prądu są periodyczne i przedstawiają widmo prążkowe harmoniczne. Przy założeniu, że ΔU jest dostatecznie małe wobec U_0 , U_B zaś dostatecznie większe od U_0

można uważać, że przebiegi napięć i prądów składają się z odcinków linii prostych (rys. 3), będących początkami krzywych wykładniczych ładowania bądź wyładowania kondensatora C przez opór R bądź r . Okres przebiegu T jest sumą okresów ładowania τ_1 i wyładowania τ_2 :

$$T = \tau_1 + \tau_2. \quad (7)$$

Okresy te określa się na podstawie rozważań procesów ładowania i wyładowania; wynoszą one, jak wiadomo, np. [1, 15]

$$\tau_1 = RC \ln \frac{U_B - U_g}{U_B - U_z} \quad (8)$$

coż gdy $R \gg r$

$$\tau_2 = rC \ln \frac{U_z}{U_g}. \quad (9)$$

Przy wyżej poczynionych założeniach (tzn. $\Delta U \ll U_0$, $U_B \gg U_0$) wyrażenia (8) i (9) mogą być uproszczone (zob. Dodatek I) i przedstawione w postaci

$$\tau_1 \approx RC \frac{\Delta U}{U_B - U_0}, \quad (10)$$

$$\tau_2 \approx rC \frac{\Delta U}{U_0}. \quad (11)$$

Te same wyrażenia można otrzymać również na drodze rozważań energetycznych (zob. Dodatek II).

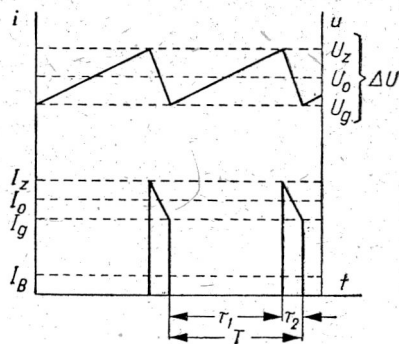
Na podstawie układu przedstawionego na rys. 2 oraz oznaczeń podanych na rys. 3 można ustalić poniższe zależności.

Średni prąd dostarczany przez źródło U_B , płynący w obwodzie „ $U_B - R$ — element o zaskoku napięcia“ jest

$$I_B = I_0 \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} = I_0 \frac{\tau_2}{T}. \quad (12)$$

Ponieważ prąd ten, jako średni, płynie przez cały okres, można mu podporządkować pewną średnią oporność elementu o zaskoku napięcia określoną jako

$$r_0 = \frac{U_0}{I_B}. \quad (13)$$



Rys. 3. Napięcie i prąd w elemencie o zaskoku napięcia.

Średnie napięcie na elemencie o zaskoku napięcia oraz na kondensatorze C jest

$$U_0 = U_B - I_B R. \quad (14)$$

Amplituda składowej zmiennej o częstotliwości $k\omega$ napięcia trójkąтового przedstawionego na rys. 3 może być wyrażona za pomocą wzoru

$$\bar{U}_k = \frac{\Delta U \sin k p \pi}{k \pi k \pi p p_1} \quad (15)$$

gdzie

$$p = \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} = \frac{\tau_2}{T}, \quad p_1 = \frac{\tau_1}{T}. \quad (16), (17)$$

W przypadku jeśli p maleje oraz k nie jest na tyle wielkie, tak iż $k p \ll 1$, wówczas napięcie trójkątowe przechodzi w napięcie o kształcie zębów piły, wzór zaś (15) przybiera postać

$$\bar{U}_k = \frac{\Delta U}{k \pi}. \quad (18)$$

Składowa podstawowa ma amplitudę

$$\bar{U}_1 = \frac{\Delta U}{\pi}. \quad (19)$$

Amplituda składowej zmiennej prądu przedstawionego na rys. 3 może być wyrażona w przybliżeniu za pomocą wzoru dla przebiegu prostokątnego jako

$$\bar{I}_k = 2I_0 \frac{\sin k p \pi}{k \pi}, \quad (20)$$

gdzie p jest również dane wzorem (16).

Składowa podstawowa prądu będzie

$$\bar{I}_1 = 2I_0 \frac{\sin p \pi}{\pi}. \quad (21)$$

W przypadku gdy p maleje (przy spełnionym jak poprzednio warunku $k p \ll 1$) wzory (20) i (21) przechodzą w następujące:

$$\bar{I}_k = 2I_0 p, \quad (22)$$

$$\bar{I}_1 = 2I_0 p. \quad (23)$$

We wzorach (18), (20), (22) i (23) k oznacza rząd harmonicznej.

Na podstawie tych wzorów określimy zawartość harmonicznych jako

$$m_k = \frac{\bar{U}_k}{\bar{U}_1} = \frac{1}{k}, \quad (24)$$

$$n_k = \frac{\bar{I}_k}{\bar{I}_1} = 1. \quad (25)$$

3. UKŁAD POBUDZANY ELEMENTEM O ZASKOKU NAPIĘCIA

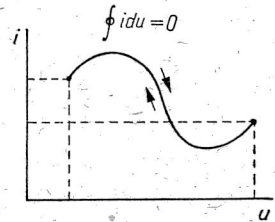
Z teorii równowagi mocy urojonej w generatorach autooscylacyjnych [4, 5, 6, 7, 8] wynika, że dla oporu ujemnego, którego charakterystyka wyraża się jednoznacznie zależnością napięcia i prądu (tzw. „linią cienką“) musi być spełniony warunek

$$\oint u di = \oint i du = 0; \quad (26)$$

tutaj \oint oznacza całkę określoną za jeden cykl podstawowego przebiegu zmiennego (rys. 4). Jeśli ten opór ujemny jest elementem pobudzającym jakiś obwód elektryczny, to dla ustalonego stanu pracy takiego układu generacyjnego można napisać następujące zależności

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \hat{Z}_k \right|_{ur} n_k^2 = 0, \quad (27)$$

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \frac{1}{\hat{Z}_k} \right|_{ur} m_k^2 = 0. \quad (28)$$



Rys. 4. Charakterystyka oporu ujemnego wyrażająca się linią cienką.

W równaniach tych oznacza:

$\left| \hat{Z}_k \right|_{ur}$ — składową urojoną impedancji \hat{Z}_k obwodu elektrycznego,
 $\left| \frac{1}{\hat{Z}_k} \right|_{ur}$ — składową urojoną admitancji $\frac{1}{\hat{Z}_k}$ obwodu elektrycznego,

$n_k = \frac{\bar{I}_k}{\bar{I}_1}$ — zawartość k -ej harmonicznej prądu w oporze ujemnym,

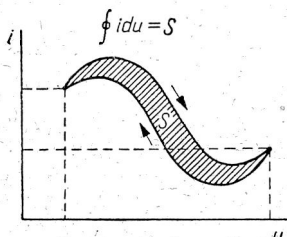
$m_k = \frac{\bar{U}_k}{\bar{U}_1}$ — zawartość k -ej harmonicznej napięcia na oporze ujemnym,

k — rząd harmonicznej.

W przypadku gdy charakterystyka oporu ujemnego nie jest jednoznacznie zależnością napięcia i prądu, tzn. nie jest linią cienką lecz linią

pętlową (rys. 5), wówczas zamiast warunków (25) otrzymujemy warunek [10, 12].

$$\oint u di = \oint i du = S, \quad (29)$$



Rys. 5. Charakterystyka oporu ujemnego wyrażająca się linią pętlową.

gdzie S jest powierzchnią objętą przez pętlę charakterystyki za 1 cykl podstawowego przebiegu zmiennego. Wyrażenia (27) i (28) przybierają wtedy postać

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \hat{Z}_k \right|_{ur} n_k^2 = \frac{S}{\pi \bar{I}_1^2}, \quad (30)$$

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k \left| \frac{1}{\hat{Z}_k} \right|_{ur} m_k^2 = \frac{S}{\pi \bar{U}_1^2}, \quad (31)$$

\bar{I}_1 i \bar{U}_1 oznaczają tu odpowiednio amplitudę prądu i napięcia podstawowego. Znak wielkości S może być dodatni lub ujemny, zależnie od kierunku opisywania pętli przez chwilowy punkt pracy.

Zastosujemy wyniki rozważań teorii równowagi mocy urojonych do generatora relaksacyjnego pobudzanego elementem o zaskoku napięcia. Układ odpowiadający temu generatorowi przedstawiono na rys. 6. Dla układu tego znajdujemy

$$\frac{1}{\hat{Z}_k} = \frac{1}{R} + jk \omega C, \quad (32)$$

czyli

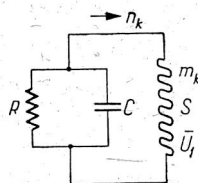
$$\left| \frac{1}{\hat{Z}_k} \right|_{ur} = k \omega C. \quad (33)$$

Podstawiając do równania (31) wielkości (33), (6) oraz (22) i uwzględniając (7), otrzymamy

$$\omega C \sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2 = \frac{S}{\pi \bar{U}_1^2} = \frac{I_0 \Delta U}{\left(\frac{\Delta U}{\pi} \right)^2} = \frac{\pi U_0}{r \Delta U}. \quad (34)$$

Stąd

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \pi \frac{1}{rC} \frac{U_0}{\Delta U} \frac{1}{\sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2} \quad (35)$$



Rys. 6. Układ generatora relaksacyjnego pobudzanego oporem ujemnym pętlowym.

oraz

$$T = 2rC \frac{\Delta U}{U_0} \sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2. \quad (36)$$

Z (10) i (11) znajdujemy

$$T = \tau_1 + \tau_2 = RC \frac{\Delta U}{U_B - U_0} + rC \frac{\Delta U}{U_0}. \quad (37)$$

Przyrównując (36) do (37) określimy

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{r} \frac{U_0}{U_B - U_0} + 1 \right). \quad (38)$$

W przypadku, jeśli $R \gg r$ oraz $U_B \gg U_0$ wyrażenie (38) można uprościć

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2 \approx \frac{1}{2} \frac{R}{r} \frac{U_0}{U_B}. \quad (39)$$

Jeśli przyjąć przebieg napięcia w postaci zębów piły, wtedy zgodnie z (24)

$$\sum_{k=1}^{k=q} k^2 \frac{1}{k^2} = q. \quad (40)$$

Tutaj q jest rzędem równoważnej „najwyższej“ harmonicznej, którą można uważać za występującą w przebiegu napięcia*).

Z przyrównania (39) i (40) otrzymujemy

$$q = \frac{1}{2} \frac{R}{r} \frac{U_0}{U_B}. \quad (41)$$

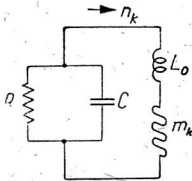
Ostatnie wyrażenie pokazuje, iż rząd występujących harmonicznych będzie tym wyższy, im mniejsza będzie oporności r .

* Tego rodzaju ujęcie jest oczywiście przybliżone, gdyż zakłada się tu, że do pewnej wartości $k=q$ amplitudy harmonicznych są stałe, a dla $k > q$ stają się od razu równe zero. W rzeczywistości amplitudy maleją w sposób ciągły i m_k zawiera się prawdopodobnie w granicach $\frac{1}{k^4} < m_k^2 < \frac{1}{k^2}$ a więc

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{1}{k^2} < \sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2 < q$$

4. INDUKCYJNOŚĆ ELEMENTU O ZASKOKU NAPIĘCIA

Teraz postawimy zagadnienie w sposób następujący. Jakie charakterystyki powinien mieć opór ujemny, wyrażający się linią bezpętlową („cienką“), aby obwód RC został pobudzony w sposób identyczny (tzn.



Rys. 7. Układ generatora relaksacyjnego pobudzanego oporem ujemnym bezpętlowym z dodatkową indukcyjnością wewnętrzną.

z tą samą częstotliwością oraz z tym samym kształtem przebiegów) jak przez element o zaskoku napięcia. Należy tu zwrócić uwagę, że zawartość harmonicznych napięciowych m_k na oporze RC oraz prądowych n_k w obwodzie powinna być w obu przypadkach jednokowa. Oczywiście, iż dla uzyskania przy danej pojemności C częstotliwości podstawowej $\omega = \frac{2\pi}{T}$ równoważny

opór ujemny musi teraz zawierać w sobie indukcyjność L_0 (rys. 7); indukcyjność tę przyjmiemy jako stałą dla prądów o wszelkich częstotliwościach.

Stosujemy obecnie zamiast wzoru (31), wzór (30), gdyż nie znamy zawartości harmonicznych napięciowych na oporze ujemnym. Znajdujemy w tym celu

$$\hat{Z}_k = jk\omega L_0 + \frac{1}{\frac{1}{R} + jk\omega C}, \quad (42)$$

skąd

$$|\hat{Z}_k|_{ur} = k\omega L_0 - \frac{k\omega CR^2}{1 + k^2\omega^2 C^2 R^2} \quad (43)$$

oraz

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} k |\hat{Z}_k|_{ur} n_k^2 = \sum_{k=1}^{k=\infty} \left(k^2\omega L_0 - \frac{k^2\omega CR^2}{1 + k^2\omega^2 C^2 R^2} \right) n_k^2 = 0. \quad (44)$$

Zastąpimy n_k^2 przez m_k^2 na podstawie znajomości kombinacji oporu R i pojemności C :

$$m_k^2 = \frac{\bar{U}_k^2}{\bar{U}_1^2} = \frac{\bar{I}_k^2 Z_k^2}{\bar{I}_1^2 Z_1^2} = n_k^2 \left(\frac{Z_k}{Z_1} \right)^2 = n_k^2 \frac{\frac{R^2}{1 + k^2\omega^2 C^2 R^2}}{\frac{R^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2}} = n_k^2 \frac{1 + \omega^2 C^2 R^2}{1 + k^2\omega^2 C^2 R^2}, \quad (45)$$

skąd

$$n_k^2 = \frac{1 + \omega^2 C^2 R^2}{1 + k^2\omega^2 C^2 R^2} m_k^2. \quad (46)$$

Podstawiamy (46) do wyrażenia (44), które przybiera postać

$$L_0 \sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 (1 + k^2 \omega^2 C^2 R^2) m_k^2 - CR^2 \sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2 = 0 \quad (47)$$

i stąd określamy

$$L_0 = \frac{CR^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2 \frac{\sum_{k=1}^{k=\infty} k^4 m_k^2}{\sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2}} \quad (48)$$

Przy założeniu przebiegu napięcia o kształcie zbliżonym do kształtu zębów piły zgodnie z (23) i (40) będzie

$$\frac{\sum_{k=1}^{k=q} k^4 \frac{1}{k^2}}{\sum_{k=1}^{k=q} k^2 \frac{1}{k^2}} = \frac{\sum_{k=1}^{k=q} k^2}{\sum_{k=1}^{k=q} \frac{k^2}{k^2}} = \frac{\frac{1}{6} q(q+1)(2q+1)}{q} = \frac{1}{6} (q+1)(2q+1) \quad (49)$$

Dla $q \gg 1$ prawą stronę (49) można uprościć i równanie napisać jako

$$\frac{\sum_{k=1}^{k=q} k^4 m_k^2}{\sum_{k=1}^{k=q} k^2} \approx \frac{1}{3} q^2 \quad (50)$$

Zatem

$$L_0 = \frac{CR^2}{1 + \frac{1}{3} q^2 \omega^2 C^2 R^2} \quad (51)$$

W przypadku, gdy $\frac{1}{3} q \omega^2 C^2 R^2 \gg 1$ wyrażenie (51) przechodzi w

$$L_0 \approx \frac{3}{q^2 \omega^2 C} \quad (52)$$

Podstawiając za q wyrażenie (41), można napisać

$$L_0 \approx 12 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \left(\frac{U_B}{U_0} \right)^2 \frac{1}{\omega^2 C} = \frac{3T^2}{\pi^2 C} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \left(\frac{U_B}{U_0} \right)^2 \quad (53)$$

Przy założeniu $r \ll R$ możemy podstawić za $T \approx \tau_1$ wyrażenie (10); otrzymamy

$$L_0 = \frac{3}{\pi^2} r^2 C \left(\frac{U_B}{U_0} \right)^2 \left(\frac{\Delta U}{U_B - U_0} \right)^2 \quad (54)$$

Jeśli przyjąć ponadto $U_B \gg U_0$, to

$$L_0 \approx \frac{3}{\pi^2} r^2 C \left(\frac{\Delta U}{U_0} \right)^2. \quad (55)$$

Indukcyjność L_0 możemy wyrazić za pomocą powierzchni pętli S ; w tym celu z równania (55) wyeliminujemy r , korzystając ze wzorów (7) i (8):

$$L_0 = \frac{3}{\pi^2} C \frac{(\Delta U)^4}{S^2} = \frac{3}{\pi^2} C \left(\frac{\Delta U}{I_0} \right)^2 = \frac{3}{\pi^2} C \mathcal{R}_{\max}^2. \quad (56)$$

W ostatniej postaci wyrażenia (56) \mathcal{R}_{\max}^2 jest kwadratem maksymalnej oporności ujemnej elementu o zaskoku napięcia; oporność ta dana jest wzorem (75).

Indukcyjność L_0 elementu o zaskoku napięcia jest proporcjonalna do pojemności C obwodu elektrycznego, wzrasta z 4 potęgą szerokości zaskoku ΔU i maleje z kwadratem powierzchni S pętli; indukcyjność ta może być również wyrażona jako proporcjonalna do kwadratu stosunku szerokości pętli (zaskoku) ΔU do wysokości pętli I_0 .

Indukcyjność L_0 jest indukcyjnością równoważną elementu o zaskoku napięcia dla całego widma prądowego przebiegów relaksacyjnych; nie jest ona identyczna z indukcyjnością L_1 równoważną dla częstotliwości podstawowej [9, 10].

Indukcyjność L_1 elementu o zaskoku napięcia dla częstotliwości podstawowej może być obliczona na podstawie znajomości napięcia \bar{U}_1 i prądu \bar{I}_1 o częstotliwości podstawowej. Ponieważ przesunięcie faz między \hat{U}_1 i \hat{I}_1 wynosi $\frac{\pi}{2}$, przeto można napisać

$$\left| \frac{\hat{U}_1}{\hat{I}_1} \right|_{ur} = \frac{\bar{U}_1}{\bar{I}_1} = X_1 = \omega L_1 = \frac{2\pi}{T} L_1. \quad (57)$$

Biorąc pod uwagę wzory (20) oraz (23), lewą stronę równania (57) przedstawiamy jako

$$\frac{\bar{U}_1}{\bar{I}_1} = \frac{\frac{\Delta U}{\pi}}{2I_0 \frac{\tau_2}{T}}. \quad (58)$$

Podstawiając za I_0 wielkość daną przez (7) a za τ_2 — przez (11), przekształcimy (58) do postaci

$$\frac{\bar{U}_1}{\bar{I}_1} = \frac{1}{2\pi C} T. \quad (59)$$

Z (57) i (59) otrzymujemy

$$\frac{2\pi}{T} L_1 = \frac{1}{2\pi C} T, \quad (60)$$

co wskazuje na spełnienie równania Thomsona

$$T = 2\pi \sqrt{L_1 C}. \quad (61)$$

Podstawiając do (60) za T wyrażenie (37), mamy

$$L_1 = \frac{1}{4\pi^2} r^2 C \left(\frac{\Delta U}{U_0} \right)^2 \left(1 + \frac{R}{r} \frac{U_0}{U_B - U_0} \right)^2. \quad (62)$$

Dla $\frac{R}{r} \gg 1$ oraz $U_B \gg U_0$ będzie

$$L_1 = \frac{1}{4\pi^2} CR^2 \left(\frac{\Delta U}{U_B} \right)^2. \quad (63)$$

Znajdziemy stosunek indukcyjności dla częstotliwości podstawowej L_1 do indukcyjności pętli L_0 . Dzieląc (62) przez (55) wyrazimy ten stosunek jako

$$\frac{L_1}{L_0} = \frac{1}{12} \frac{R^2}{r^2} \frac{U_0^2}{U_B^2} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} \frac{R}{r} \frac{U_0}{U_B} \right)^2, \quad (64)$$

a po podstawieniu tu za wyrażenie w nawiasie wielkości (41) otrzymamy

$$\frac{L_1}{L_0} = \frac{1}{3} q^2. \quad (65)$$

Z drugiej zaś strony, na podstawie równości (50), można napisać

$$\frac{L_1}{L_0} = \frac{1}{3} q^2 = \frac{\sum_{k=1}^{k=\infty} k^4 m_k^2}{\sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2}. \quad (66)$$

Z rozważań nad układami relaksacyjnymi [10] pobudzonymi oporami nieliniowymi wynika ogólna zależność

$$q^2 = \frac{1}{L_0 C} \frac{\sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2}{\sum_{k=1}^{k=\infty} k^4 m_k^2}. \quad (67)$$

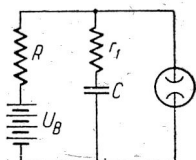
Porównanie wyrażen (66) i (67) wykazuje na istnienie zgodności, gdyż równanie (67) po uwzględnieniu w nim równania (66) sprowadzi się do warunku

$$q^2 = \frac{1}{L_1 C} \quad (68)$$

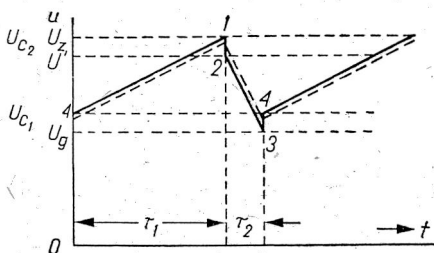
siusznego dla częstotliwości podstawowej.

5. OPORNOŚĆ UJEMNA ELEMENTU O ZASKOKU NAPIĘCIA

W dotychczasowych rozważaniach nie brano pod uwagę mocy czerpanej z układu relaksacyjnego. Rozpatrzmy obecnie przypadek, gdy moc użyteczna występuje w oporze r_1 włączonym w szereg z kondensatorem C (rys. 8); założymy przy tym, iż oporność r_1 jest mała wobec oporności R .



Rys. 8. Układ generatora relaksacyjnego z oporem w szereg z pojemnością.



Rys. 9. Przebieg napięć w przypadku oporu w szereg z pojemnością.

Obecność oporu r_1 wywrze wpływ na okres drgań, wskutek zmiany stałej czasu oraz wskutek tego, iż napięcie na kondensatorze nie będzie równe napięciu na elemencie o zaskoku napięcia. Istotnie, wskutek spadku napięcia prądu ładowania bądź prądu wyładowania na oporze r_1 , napięcie na kondensatorze będzie mniejsze, bądź większe od napięcia na elemencie o zaskoku napięcia.

Jeśli $r_1 \ll R$, to w czasie ładowania kondensatora C z baterii U_B przez cpor R_1 napięcie na kondensatorze jest nieznacznie tylko mniejsze od napięcia na elemencie (rys. 9), a zatem skok prądu (zapłon) następuje dla

$$U_c \approx U_z. \quad (69)$$

W chwili wystąpienia zapłonu zjawia się prąd I_z , który na oporze r_1 daje spadek $I_z r_1$, wskutek czego napięcie na elemencie staje się mniejsze od napięcia na kondensatorze; pozostaje ono niższe aż do momentu zgaśnięcia, który wystąpi przy napięciu

$$U_g = U_{c1} - I_g r_1. \quad (70)$$

Ponieważ

$$I_g = \frac{U_g}{r}, \quad (71)$$

przeto

$$U_{c1} = U_g \left(1 + \frac{r_1}{r} \right). \quad (72)$$

Przypuszczalne przebiegi odpowiadające „skokom“ napięć i prądów¹ w elemencie, w przypadku oporu r_1 , przedstawiono na rys. 10 liniami: $1 \div (2) \div 2$, bądź $1 \div 2$ oraz $3 \div (4) \div 4$, bądź $3 \div 4$.

Ze wzrostem oporności r_1 punkt 2 będzie się zbliżał do punktu 3 i w stanie granicznym linia $1 \div 2$ przyjmie położenie $1 \div 3$ odpowiadające największej wartości oporności $r_1 = r_{1\max}$. Mamy tu zależność

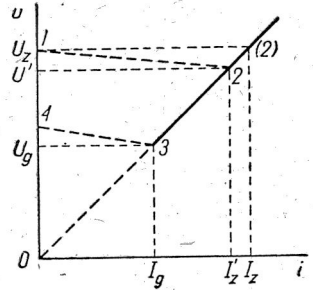
$$U_g = U_z - I_g r_{1\max}, \quad (73)$$

skąd

$$r_{1\max} = \frac{U_z - U_g}{I_g} \approx \frac{\Delta U}{I_0}. \quad (74)$$

Wyrażenie

$$r_{\max} = - \frac{\Delta U}{I_0} \quad (75)$$



Rys. 10. Przebieg prądów i napięć w elemencie o zaskoku napięcia.

może być uważane za maksymalną oporność ujemną elementu o zaskoku napięcia.

DODATEK I

Zgodnie z (3) i (4) można napisać

$$\ln \frac{U_B - U_g}{U_B - U_z} = \ln \frac{U_B - U_0 + \frac{1}{2} \Delta U}{U_B - U_0 - \frac{1}{2} \Delta U} = \ln \frac{1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U_B - U_0}}{1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U_B - U_0}} = \ln \frac{1+x}{1-x},$$

gdzie

$$x = \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U_B - U_0}.$$

Wiadomo, że dla liczby $N = \frac{1+x}{1-x}$ istnieje zależność

$$\ln N = \ln \frac{1+x}{1-x} = \ln(1+x) - \ln(1-x).$$

Ponieważ

$$\ln(1+x) = x - \frac{1}{2} x^2 + \frac{1}{3} x^3 + \dots \pm \frac{1}{n} x^n$$

$$\ln(1-x) = -x - \frac{1}{2} x^2 - \frac{1}{3} x^3 - \dots - \frac{1}{n} x^n$$

¹) W założeniu, że element o zaskoku napięcia nie posiada innych bezwładności (poza tymi, które dają zjawisko zaskoku) przebiegi będą uzależnione od szczytkowych pojemności i indukcyjności układu.

przeto

$$\ln \frac{1+x}{1-x} = 2 \left(x + \frac{1}{3} x^3 + \frac{1}{5} x^5 + \dots + \frac{1}{n} x^n \right).$$

Jest to szereg szybkozbieżny, tak iż dla $x \ll 1$ można odrzucić wyrazy z potęgą większą od jedności i napisać

$$\ln \frac{1+x}{1-x} \approx 2x.$$

Zatem

$$\tau_1 = 2RCx = RC \frac{\Delta U}{U_B - U_0}.$$

Podobnie

$$\ln \frac{U_z}{U_g} = \ln \frac{U_0 + \frac{1}{2} \Delta U}{U_0 - \frac{1}{2} \Delta U} = \ln \frac{1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U_0}}{1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U_0}} = \ln \frac{1+y}{1-y},$$

gdzie

$$y = \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U_0}.$$

Zatem

$$\tau_2 = 2rCy = rC \frac{\Delta U}{U_0}.$$

DODATEK II

Energia nagromadzona w kondensatorze w czasie τ_1

$$\frac{1}{2} C(U_z^2 - U_g^2) = CU_0 \Delta U$$

wydziela się w okresie T w oporze r jako moc

$$I_0^2 r = U_0 I_0 = \frac{U_0 (U_B - U_0)}{R}.$$

Zatem

$$\frac{1}{\tau_1} CU_0 \Delta U = \frac{U_0 (U_B - U_0)}{R}$$

skąd

$$\tau_1 = RC \frac{\Delta U}{U_B - U_0}.$$

Podobnie dla okresu wyładowania τ_2 można napisać związek

$$\frac{1}{\tau_2} \frac{1}{2} C (U_z^2 - U_g^2) = \frac{1}{\tau_2} C U_0 \Delta U = I^2 r = \frac{U_0^2}{r}$$

skąd

$$\tau_2 = Cr \frac{\Delta U}{U_0}.$$

Zakład Radiotechniki
Politechniki Warszawskiej.

WYKAZ LITERATURY

- [1] Charkiewicz A. — Awtokolebanija — Moskwa, 1953.
- [2] Groszkowski J. — Oscylator dynatronowy — Wiadomości i Prace Inst. Radiotechn., t. 3, z. 6, 1931.
- [3] Groszkowski J. — The dynatron oscillator. The interdependence of its frequency variation and the content of harmonics — The Wireless Engineer, t. 9, Nr 107, 1932.
- [4] Groszkowski J. — Zmiany częstotliwości a zawartość harmoniczných w układach oscylacyjnych — Przegl. Radiot., t. 10, z. 23/24, 1932 oraz t. 11, z. 1/2, 3/4, 1933.
- [5] Groszkowski J. — Otnoszenie między izmieneniami czastoty a sodierżaniem garmonik w kolebatielnych sistemach — Tiechn. Swiazi, Moskwa (pierew. za okt. i noj. 1933).
- [6] Groszkowski J. — The interdependence of frequency variation and content of harmonics — Proc. I. R. E., t. 21, Nr 7, 1933.
- [7] Groszkowski J. — Generacja i stabilizacja częstotliwości — Warszawa, 1947 (BWT) i 1950 (PWT).
- [8] Groszkowski J. — Gienierowaniye wysokoczastotnych kolebanij i stabilizacja czastoty — Moskwa, 1953 (Izd. Inostr. Liter.).
- [9] Groszkowski J. — Lampa jarzeniowa jako indukcyjność — Kwart. Telekom., t. 11, Nr 1, 1948.
- [10] Groszkowski J. — Częstotliwość układów relaksacyjnych — Kwart. Telekom., t. 10, Nr 3, 1947.
- [11] Groszkowski J. — Wpływ oporu nieliniowego rzeczywistego na oporność urojoną obwodu — Kwart. Telekom., t. 10, Nr 2/4, 1948.
- [12] Jelonek Z. — Mechanizm synchronizowania i obniżania częstotliwości — Przegl. Radiot., t. 13, Nr 9/10, 1935.
- [13] Jelonek Z. — Eine neue Auffassung der Mitnahmeerscheinungen — Hochfr. u. Elektr., t. 46, Nr 5, 1935.
- [14] Stoker J. — Nonlinear vibrations in mechanical and electrical systems — New York, 1950.
- [15] Teodorczyk K. — Awtokolebatielnyje sistemy — Moskwa, 1952.

Я. ГРОШКОВСКИ

ИНДУКТИВНОСТЬ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ
СОПРОТИВЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТА С ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА

Резюме

Автор называет элементом с петлей гистерезиса электрическую систему с характеристикой представленной на рис. 1; в этом элементе выступают скачки тока, а его характеристика имеет форму петли. Зависимости между характеристическими величинами этого элемента выражены в формулах (2) — (6). Поверхность петли S выражается формулой (6). В релаксационной системе состоящей из этого элемента, а также с ёмкости C и сопротивления R (рис. 2) мы получаем в стационарном режиме работы токи и напряжения (рис. 4) с периодом T , определяемым по формулам (7), (8) и (9), которые могут быть заменены формулами (10) и (11) для $\Delta U \ll U_0$ и для $U_B \gg U_0$. (В приложении II дан вывод формул на период колебаний путем энергетических соображений).

Амплитуда токов и гармонических напряжений с частотой $k\omega$ представлены в формулах (18) ÷ (23). Для стационарного режима работы мы можем применить результаты соображений теории равновесия реактивных мощностей [3 ÷ 9]. Так как характеристика $i=f(u)$ возбуждающей системы представляет петлю с поверхностью S , то здесь важно уравнение (29), на основании которого получаем зависимость (31);

$\left| \frac{1}{\hat{Z}_k} \right|_{ur}$ обозначает здесь реактивную составляющую проводимости

системы RC для частоты $k\omega$, m_k — содержание гармоник напряжения индекса k , \bar{U}_1 — амплитуду основного напряжения. Применяя формулу (31) к системе по рис. 6, определяем частоту ω и отсюда период T с формой выражения (36). Путем сравнения (36) и (37) определяем сумму содержания гармоник $\sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2$. Так как для напряжения имеющего форму зубцов пилы содержание гармоник выражено формулой (24), то мы можем найти индекс „высшей гармоники“ q выступающей в генераторе (формула (41)). В конце труда представлена следующая проблема.

Какими характеристиками должно отличаться нелинейное отрицательное не имеющее петли сопротивление, чтобы оно возбуждало систему RC таким же образом (т. е. давало бы те же T и m_k), что и элемент с петлей гистерезиса. Сопротивление это должно отличаться некоторой индуктивностью L_0 (для полного спектра гармоник), которую можно определить выражениями (51) ÷ (56). Как следует из выражения

(56), индуктивность L_0 пропорциональна ёмкости контура C , возрастает пропорционально 4-ой степени величины ΔU и уменьшается пропорционально поверхности петли S .

Затем определена индуктивность L_1 для тока с основной частотой ω (формулы (60) ÷ (63)). Формулы (64) и (65) дают отношение $L_1 : L_0$. Наконец обсуждена работа элемента в системе с сопротивлением r_1 при соединенным последовательно с ёмкостью C (рис. 8). Кривые напряжений и токов представлены для этого случая на рис. 9 и 10. Максимальное сопротивление r_{1max} , при котором система даёт еще релаксационные колебания, определено формулой (74). Отсюда определяется максимальное отрицательное сопротивление γ_{max} элемента (формула (75)).

J. GROSZKOWSKI

THE INDUCTANCE AND NEGATIVE RESISTANCE OF A DEVICE WITH HYSTERESIS LOOP CHARACTERISTIC

Summary

The author considers an electric device having a hysteresis loop characteristic as shown in Fig. 1. In such a device abrupt changes („jumps“) of the current may occur. The characteristic data of the device are given by the equations (2) to (6). The loop area S is expressed by the equation (6). In a relaxation circuit consisting of the device, of the capacitance C and of the resistance R (Fig. 2) we get, under the steady state conditions of operation, the periodic current and voltage changes. The period T of these changes is given by the equations (7), (8) and (9); for $\Delta U \ll U_0$ and $U_B \gg U_0$ the above expressions may be replaced by (10) and (11). In Appendix II the formulae are derived by way of energy considerations. The amplitudes of harmonic voltages and currents of the frequency $k\omega$ are given by formulae (18) ÷ (23).

The results of the imaginary power balance theory may be here applied to the analysis of the steady state operation [3 ÷ 9]. As the characteristic of the exciting device $i = f(u)$ is a loop of the area S , one should apply the equation (29) out of which the relation (31) is obtained. $\left| \frac{1}{\hat{Z}_{k,ur}} \right|$ is the susceptance of the RC circuit for the frequency $k\omega$, m_k is the amount of harmonic voltages of the k order, \bar{U}_1 — the amplitude of the fundamental voltage component. Applying the equation (31) to the system shown in Fig. 6, we find the frequency ω and thence the period T in the form of the expression (36). Comparing (36) and (37) we define the sum $\sum_{k=1}^{k=\infty} k^2 m_k^2$. As the

harmonic content in a sawtooth voltage is given by the formula (24), we can find the order of the equivalent „highest“ harmonic q existing in the generator (formula 41).

Further the following problem is considered: what characteristics are required of a negative nonlinear loopless resistance in order that it may excite an RC system identically (i. e. to give the same T and m_k) to a device having hysteresis loop characteristic. Such a resistance must have a certain series inductance L_0 (for a whole harmonic band), which may be specified by the expressions (51) to (56). From the expression (56) one can see that the inductance L_0 is proportional to the capacitance C , that it increases with the fourth power of the voltage hysteresis loop width and decreases with the square root of the loop area S . Next, the fundamental frequency inductance L_1 (formulae (60 ÷ 63)) is determined. The formulae (64) and (65) give the ratio $L_1 : L_0$.

Finally the behaviour of the device in a circuit with a resistance r_1 in series with the capacitance C (Fig. 8) is discussed. Voltage and current graphs in such a case are shown in Fig. 9 and 10. The maximum value of the resistance $r_{1\max}$ at which the circuit will still remain in the regime of relaxations is given by the formula (74). Hence the maximum value of the negative resistance \mathfrak{R}_{\max} of the device (formula (75)) is determined.

INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK
ZAKŁAD ELEKTRONIKIKomunikaty
z prac referowanych w Poznaniu
w dniu 28. 9. 1953 r., na konferencji roboczej pt.:
„PROCESY ELEKTRONOWE W CIELE STAŁYM”

O PRÓŻNIOWYM WYTOPIE KRZEMU

B. PASZKOWSKI, Z. SOŁTYS i A. GAJDA

669.782.046.543

Omówiono właściwości krzemu w wysokich temperaturach oraz trudności wytopu w próżni ze względu na dużą prężność pary krzemu w temperaturze topnienia. Opisano aparaturę do wytopu krzemu w próżni, metody nagrzewania oraz budowę tygla.

Выплавка кремния в вакууме

Резюме

В статье описаны свойства кремния при высоких температурах и встречаемые при выплавке в вакууме затруднения вследствие значительного давления паров кремния при температуре плавления. В статье описана затем установка для выплавки кремния в вакууме, методы нагрева, а также конструкция плавильника.

Krzem jest jednym z podstawowych materiałów potrzebnych do konstruowania diod krystalicznych. Wymagania odnośnie do jego zanieczyszczeń i budowy krystalicznej sprawiają, że opracowanie procesów technologicznych otrzymywania płytek krystalicznych krzemowych jest szczególnie ważne. Podstawowym procesem jest wytop w próżni, co niewątpliwie sprzyja oczyszczeniu krzemu z lotniejszych składników i ułatwia krystalizację krzemu podczas jego przejścia z fazy ciekłej w stałą. Ponadto wytop próżniowy ma tę zaletę, że chroni krzem od działania gazów atmosfery otaczającej.

Podstawowe właściwości krzemu, decydujące między innymi o wyborze metody wytopu próżniowego, są: temperatura topnienia: 1410° C, prężność par w tej temperaturze: 0,032 Tr, napięcie powierz-

The vacuum silicon melting.

Summary.

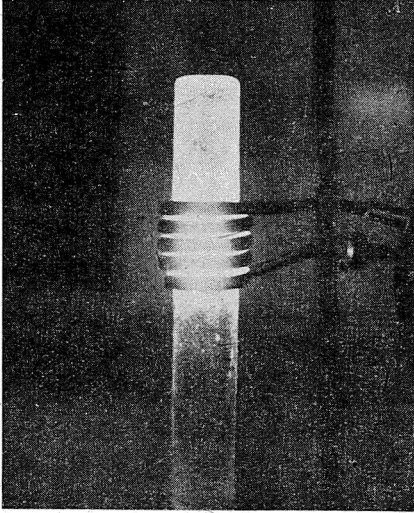
Silicon properties at high temperature and the difficulties of vacuum melting due to the high silicon vapour pressure at the melting temperature are discussed. The apparatus for silicon vacuum melting, heat treatment methods and crucible design are described.

chniowe (w stosunku do argonu) pod ciśnieniem 760 Tr: 720 dyn/cm.

Ze względu na wysoką temperaturę topnienia tygiel wykonany być może jedynie z wolframu, molibdenu, tantalu, grafitu lub szkła kwarcowego; jednakże aktywność chemiczna krzemu wyklucza stosowanie tygli metalowych i grafitowych. Próby przeprowadzone wykazały, że metal tygla wchodzi w reakcję z parami krzemu i tygiel ulega zniszczeniu. Najlepszym materiałem na tygiel okazało się szkło kwarcowe, gdyż ciekły krzem redukuje krzemionkę na tlenek (SiO₂ na SiO) jedynie w niewielkim stopniu. W celu zabezpieczenia materiału nagrzewającego od działania par krzemu, wysokość tygla jest większa od wysokości grzejnika. Duży stosunkowo przekrój tygla umożliwia dobre i bezpieczne od-

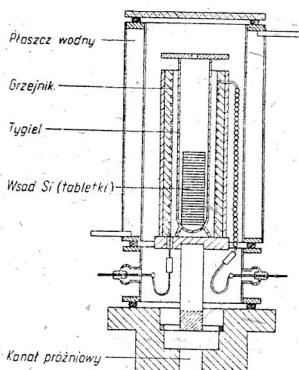
gazowania krzemu. Przy zbyt małych średnicach zdarzały się wystrzały ładunku z tygla.

Nagrzewanie wsadu krzemowego odbywało się metodami pośrednimi: induk-



Rys. 1

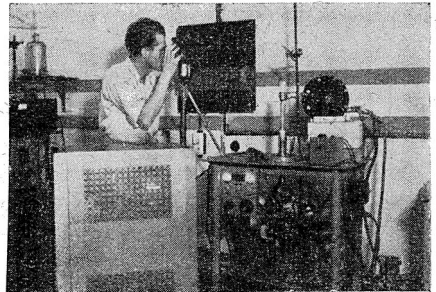
cyjną lub oporową. W pierwszym przypadku (rys. 1) generator indukcyjny na-



Rys. 2

grzewał cylinder molibdenowy, wewnątrz którego znajdował się tygiel kwarcowy z wsadem. W przypadku drugim tygiel

znajdował się wewnątrz pieca oporowego. Skrętka grzejna molibdenowa znajdowała się w obudowie ceramicznej wykonanej z korundu (rys. 2). Zaletą metody indukcyjnej jest łatwe uzyskanie szczelności pieca próżniowego. Energia doprowadzana jest z zewnątrz poprzez kwarcową zewnętrzną część obudowy próżniowej. Do wad tej metody należą: trudności w utrzymaniu stabilnej pracy generatora grzejnego, trudności regulacji mocy grzejnej oraz nierównomierny rozkład temperatury grzejnika. Wady te usuwa metoda oporowa; jednakże sprawia ona pewne trudności przy uszczelnianiu próżniowym stosunkowo grubych prętów doprowadzających prąd do skrętki grzejnej. Rys. 3 przedstawia całość stanowiska próżniowego z pompą dyfuzyjną olejową o prędkości pompowania 20 l/s i ciśnieniu końcowym ok. 10^{-6} Tr. Pomiar temperatury dokonywany za pomocą pirometru optycznego z zanikającym włóknem. Ze względu na brak danych odnośnie emisyjności monochromatycznej krzemu, temperaturę wewnętrzną pieca określono uprzednio



Rys. 3

topiąc w nim nikiel o znanej temperaturze topnienia. Okres podgrzewania wsadu do temperatury topnienia zależał od rodzaju wsadu i wahał się w granicach od 60 do 100 minut. Po stopieniu wsadu temperaturę podnoszono o ok. 50°C celem lepszego odgazowania ciekłego krzemu. W temperaturze tej prężność par krzemu jest rzędu 10^{-1} Tr, na skutek

czego krzem zaczyna dość gwałtownie parować osadzając się w postaci nalotu na górnej, zimnej części tygla. Studzenie w przypadku nagrzewania indukcyjnego było szybkie (ok. 3 minut). Krystalizujący krzem miał tendencję do pęknięcia i był stosunkowo kruchy. W przypadku grzania oporowego tempo studzenia wynosiło $10 \div 15^\circ \text{C/min}$, co pozwalało na uzyskanie bez pęknięć dość dużych jednolitych bryłek krzemu. Duże napięcie powierzchniowe w pobliżu temperatury krzepnie-

cia krzemu pozwalała na przetop beztygłowy. Próby takiego przetopu, mające na celu uzyskanie monokryształu, zostaną przeprowadzone w najbliższym czasie.

Krzem stanowiący produkt wyjściowy był pochodzenia metalurgicznego i zawierał znaczne zanieczyszczenia metaliczne. Poddany on został rafinacji chemicznej, a następnie umieszczony był w tygłu w postaci bryłek z prasowanego proszku.

WPLYW NACISKU STYKU NA CHARAKTERYSTYKI UKŁADU O PUNKTOWYM STYKU KRZEM-WOLFRAM

Z. MAJEWSKI i A. BROCHOCKI

621.396.622.6

Podano opis otrzymywania elektrody wolframowej oraz przygotowania powierzchni płytki krzemowej uzyskanej na drodze wytopu w próżni. Zbadano wpływ nacisku elektrody wolframowej na charakterystyki układu o punktowym styku krzem-wolfram.

Влияние нажима в контакте на характеристики системы с точечным контактом кремний-вольфрам

The influence of contact pressure on the characteristics of the silicon tungsten contact point arrangement.

Резюме

В статье описан процесс получения вольфрамового электрода а также процесс подготовки поверхности кремниевой пластинки полученной путем выплавки в вакууме. Авторы исследовали вопрос влияния нажима вольфрамового электрода на характеристики системы с точечным контактом кремний-вольфрам.

Summary

A description of the tungsten electrode production and surface preparation of the silicon plate, obtained by vacuum melting. The influence of a tungsten electrode pressure on the silicon-tungsten contact point circuit characteristics was investigated.

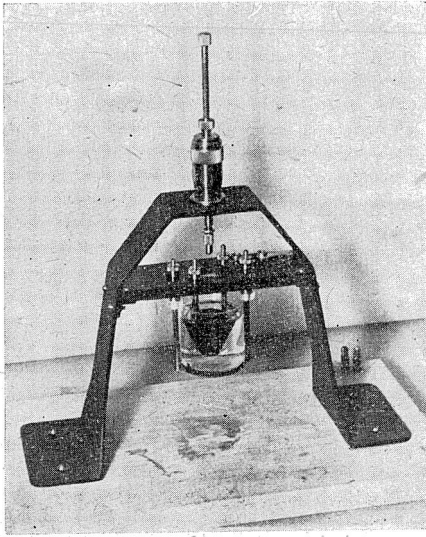
Konstrukcja diod krystalicznych o styku punktowym wymaga — obok opanowania technologii materiału półprzewodnikowego oraz technologii drutu stykowego — ustalenia warunków prawidłowego zestawienia płytki półprzewodnikowej i elektrody ostrzowej w celu uzyskania układu stykowego w określonych właściwościach elektrycznych. W niniejszym komunikacie przedstawiono wyniki dotyczące niektórych fragmentów pracy nad tym zagadnieniem.

Ostrze z drutu wolframowego o średnicy 0,2 mm uzyskano metodą elektrolityczną w przyrządzie przedstawionym na rys. 1. Katodę przyrządu elektrolitycz-

nego stanowi elektroda miedziana o kształcie stożka ściętego, anodę — trawiony drut wolframowy. Elektrolitem jest 50% roztwór wodorotlenku potasu. Napięcie elektrolizy wynosi 24 V, prąd — ok. 0,8 A. Proces przebiega w czasie ok. 3 s, aż do samoczynnego przerwania prądu w obwodzie. Kształt ostrza otrzymanego metodą elektrolityczną przedstawiono na rys. 2.

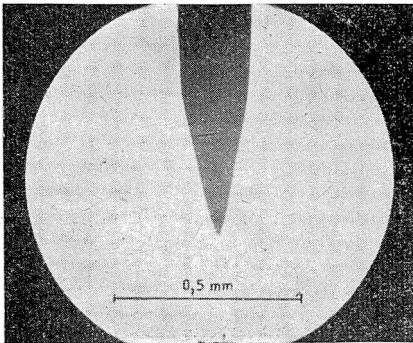
Krzem z wytopu próżniowego szlifowano na płytce o grubości rzędu 1 mm. Jedną płaszczyznę płytki polerowano aż do otrzymania powierzchni lustrzanej, przeciwną — trawiono w mieszaninie

kwasu fluorowodorowego i azotowego, po czym powlecano elektrolitycznie niklem.



Rys.

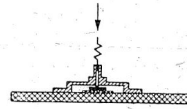
Ostrze wolframowe zestawiono z powierzchnią krzemu w układzie przedstawionym schematycznie na rys. 3. Płasz-



Rys. 2

czyzna płytki krzemowej pokryta niklem jest przylutowana do blaszki miedzianej. Druć wolframowy jest umocowany w trzpieniu mosiężnym, który przesuwają się w dopasowanej tulejce mosiężnej aż do uzyskania styku ostrza z polerowaną po-

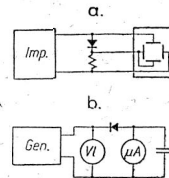
wierzchnią krzemu. Nacisk ostrza na płytkę krzemową jest regulowany za po-



Rys. 3

mocą sprężyny, a odkształcenia sprężyste tej sprężyny można odczytywać z dokładnością do 0,1 mm. Oddzielnie ustalono zależność nacisku od odkształcenia sprężyny za pomocą wagi równoważonej odważnikami. Bezpośrednio przed zetknięciem ostrza z powierzchnią krzemu trawiono ją kwasem fluorowodorowym oraz płukano wodą destylowaną.

Wpływ nacisku na charakterystyki układu stykowego badano metodą oscyloskopową przy zastosowaniu impulsów dwukierunkowych napięcia o regulowanej amplitudzie, o częstotliwości repetycji 400 s^{-1} i czasie trwania impulsu 1 ms. Ponadto mierzono wpływ nacisku styku na prąd wyprostowany w układzie detekcji szeregowej. Zasadnicze schematy

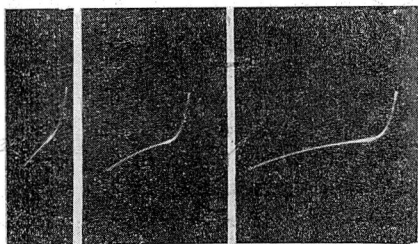


Rys. 4

elektryczne obu układów pomiarowych są przedstawione na rys. 4.

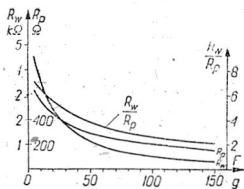
W opisanym wyżej układzie pomiarowym obserwowano na oscyloskopie zależność kształtu charakterystyk prądowo-napięciowych układu stykowego od nacisku elektrody ostrzowej na powierzchnię krzemu. Trzy typowe charakterystyki (przy małym, średnim i dużym nacisku) przedstawiono na rys. 5. Z otrzymanych charakterystyk określono zależność oporności wstecznej przy stałym prądzie wstecznym 0,4 mA oraz oporności

przewodzenia przy stałym prądzie 1 mA w zależności od nacisku elektrody ostrzowej. Wyniki kontrolowano za pomocą



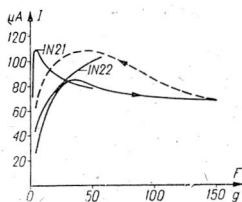
Rys. 5

bezpośrednich pomiarów oporności. Na rys. 6 przedstawiono wykresy średnich wartości oporności wstecznej R_w i odpor-



Rys. 6

ności przewodzenia R_p , określonych z 10 pomiarów, powtarzanych każdorazowo przy użyciu nowej elektrody ostrzowej, oraz wykres średnich wartości stosunku $R_w/R_p(F)$ znalezionej w krzywych $R_w(F)$ i $R_p(F)$. W dalszym ciągu określono zależność prądu wyprostowanego od nacisku styku w układzie detekcji szeregowej (rys. 7). Stwierdzono istnienie optymalnej



Rys. 7

wartości nacisku ze względu na prąd wyprostowany. Przy zmniejszeniu nacisku otrzymano przesunięcie krzywej w kie-

runku większych wartości prądu (krzywa kreskowana). Otrzymaną krzywą porównano z krzywymi otrzymanymi w identycznym układzie dla krzemu stosowanego w diodach pochodzenia zagranicznego 1N21 i 1N22.

Z otrzymanych wyników jest widoczne, że największy stosunek R_w/R_p występuje przy bardzo małych wartościach nacisku, jednakże w tym przypadku charakterystyki układu są nadzwyczaj niestabilne. Wartość prądu wyprostowanego w układzie detekcji szeregowej w funkcji nacisku osiąga maksimum, co wynika z istnienia optymalnej wartości stosunku R_w/R_p w związku z dopasowaniem obwodu obciążenia. Układy stykowe o płaskiej krzywej nacisku są wygodne w montażu i bardziej stabilne ze względu na możliwość stosowania znacznych wartości nacisku.

Pomiary przeprowadzono w zakresie wartości nacisku styku od 5 g do 150 g przy początkowej średnicy drutu stykowego ok. 0,005 mm. Występujące w tych warunkach wartości ciśnienia (rzędu 130 do 150 kg/mm²) przekraczają granicę sprężystości wolframu (70 kg/mm²). Doświadczenie przeprowadzono zatem w warunkach odkształceń trwałych drutu stykowego. Stwierdzono jednoznaczną zależność mierzonych właściwości układu stykowego od nacisku styku, natomiast niejednoznaczność tych właściwości od ciśnienia styku. Pracą nad tym zagadnieniem jest kontynuowana.

W referowanej pracy nie stosowano formowania mechanicznego styku. Przy zwiększaniu nacisku styku zmniejszają się oporności przewodzenia i wsteczne tak, że ich stosunek maleje. Jeżeli przy ustaleniu pewnej — dość znacznej — wartości nacisku poddać diodę odpowiednim wstrząsom mechanicznym (formowaniu mechanicznemu), można osiągnąć ponowny wzrost oporności wstecznej przy bardzo nieznacznym wzroście oporności przewodzenia. Zjawisko to, znane w produkcji diod krystalicznych, nie znajduje dotąd zadowalającego wyjaśnienia.

WPLYW TEMPERATURY OTOCZENIA ORAZ OBCIĄŻENIA PRĄDOWEGO NA CHARAKTERYSTYKI WSTECZNE UKŁADU O PUNKTOWYM STYKU KRZEM-WOLFRAM

Z. MAJEWSKI

621.396.622.6

Opisano układ pomiarowy oraz zbadano wpływ temperatury otoczenia i składowej stałej prądu w obwodzie detekcji szeregowej na prąd wsteczny układu o punktowym styku krzem-wolfram. Podano próby określania dopuszczalnej wartości mocy traconej w tym styku.

Celem pracy było ustalenie termicznych i energetycznych właściwości doświadczalnych diod krzemowych.

Влияние температуры окружающей среды а также тока нагрузки на обратные характеристики системы с точечным контактом кремний-вольфрам

Резюме

В статье описана измерительная схема а также исследования по влиянию температуры окружающей среды и постоянной составляющей тока в контуре последовательного детектирования на обратный ток системы с точечным контактом кремний-вольфрам. Описаны испытания для определения допустимой величины потерь мощности в точечном контакте. Автор в своей работе пытался определить термические и энергетические свойства испытательных кремниевых диодов.

Krzem pochodzący z wytopu próżniowego cięto i szlifowano w celu otrzymania płytek o grubości rzędu 1 mm, a następnie polerowano jednostronnie w celu otrzymania powierzchni lustrzanej. Drugą powierzchnię płytek powlekano elektrolitycznie niklem. Uzyskane tą drogą płytki łupano na mniejsze o powierzchni rzędu kilku milimetrów kwadratowych. Ostrza z drutu wolframowego o średnicy 0,15 mm wykonano metodą elektrolityczną. W celu dokonania pomiarów zestawiono próbną diodę krzemową. Po zmontowaniu diody układ stykowy poddawano formowaniu mechanicznemu w celu uzyskania optymalnego stosunku oporności w kierunku przewodzenia do oporności w kierunku zaporowym.

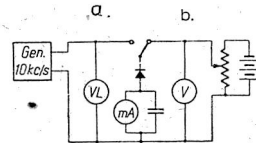
Zależność temperaturową charakterystyki prądowo-napięciowej $I(U)$ diod krzemowych mierzono w typowym układzie statycznym. Dioda znajdowała się w ultratermostacie Hoepplera. Zależność prądu wstecznego od składowej stałej prądu wyprostowanego przepływającego

The influence of the ambient temperature and current load on the reverse characteristics of the silicon-tungsten contact point arrangement.

Summary.

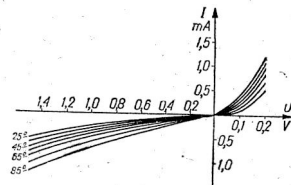
A description of the measuring circuit. The influence of the surrounding temperature and the series detection D. C. component on the reverse current of the silicon-tungsten contact point arrangement. The attempts for specification of the power losses in that contact point are given. The aim of this work was to specify the thermal and energy properties of the experimental silicon diodes.

przez diodę mierzono w układzie elektrycznym przedstawionym na rys. 1.



Rys. 1

Część a układu stanowi układ detekcji szeregowej, część b — układ statycznego pomiaru prądu wstecznego diody. Prze-

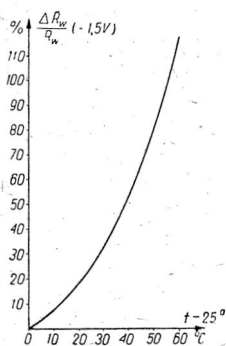


Rys. 2

łączenie diody z części a na część b układu odbywało się za pomocą przekaźnika elektrycznego. Badana dioda była podczas

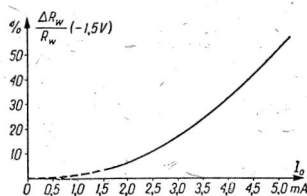
obciążenia izolowana cieplnie od otoczenia, podczas zaś przerw w obciążeniu — chłodzona za pomocą strumienia powietrza o temperaturze otoczenia.

W wyniku pomiarów w układzie statycznym (część b) znaleziono zależność charakterystyk diody krzemowej od temperatury otoczenia (rys. 2) oraz określono zależność względnych zmian oporności wstecznej przy napięciu — 1,5 V od temperatury otoczenia (rys. 3). W wyniku



Rys. 3

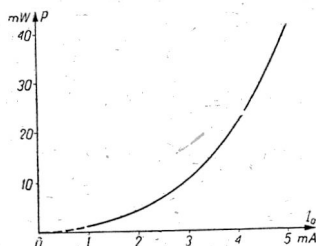
pomiarów w układzie detekcji szeregowej (część b) określono zależność względnych zmian oporności wstecznej przy napięciu — 1,5 V od składowej stałej prądu płynącego przez diodę w ciągu czasu 15 minut poprzedzającego pomiar (rys. 4). Jednocześnie obliczono zależność mocy traconej w diodzie od prądu wyprostowanego przepływającego przez diodę w



Rys. 4

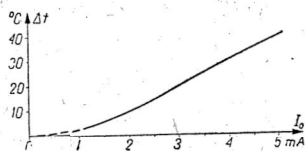
układzie detekcji szeregowej. Do obliczeń założono, że wartość napięcia stałego na oporności obciążenia jest do pominięcia w stosunku do amplitudy napięcia zmiennego doprowadzonego do układu detek-

cyjnego oraz że charakterystyka wsteczna diody jest linią prostą o nachyleniu określonym rzeczywistą opornością wsteczną diody w punkcie odpowiadającym ampli-



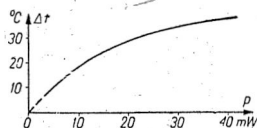
Rys. 5

tudzie napięcia wywołującego dany prąd wyprostowany. Wyniki obliczeń mocy przedstawiono na wykresie (rys. 5) w



Rys. 6

funkcji prądu wyprostowanego. Na podstawie przeprowadzonej korelacji wyników pomiarów zmian oporności wstecznej w funkcji temperatury otoczenia oraz zmian oporności wstecznej w funkcji mocy wydzielonej w diodzie ustalono pośrednio temperaturę w obszarze styku



Rys. 7

w zależności od składowej stałej prądu płynącego przez diodę oraz od mocy traconej w diodzie (rys. 6 i 7). Wszystkie pomiary przeprowadzono w zakresie zmian termicznych odwracalnych w warunkach termicznych ustalonych.

Na podstawie szeregu pomiarów stwierdzono, że trwałe zmiany charakterystyk

nie występują poniżej mocy 22 mW wydzielanej w diodzie, co odpowiada prądowi wyprostowanemu ok. 4 mA i przyrostowi temperatury w obszarze styku ok. 30° C. Przyjęto jako dopuszczalną wartość prądu średniego diod krzemowych taką wartość prądu, przy której zmiana

prądu wstecznego przy napięciu $-1,5$ V nie przekracza 10%. Zdefiniowany w ten sposób dopuszczalny prąd średni diody krzemowej wynosi ok. 2,5 mA, co odpowiada 7 mW mocy wydzielonej w diodzie i przyrostowi temperatury w obszarze styku ok. 15° C.

NIERÓWNOMIERNOŚĆ POWIERZCHNI KRZEMU POD WZGLĘDEM WYDAJNOŚCI DETEKcji

J. GROSZKOWSKI i W. ROSIŃSKI

621.396.622.6:669.782

Zbadano wydajność detekcji dla pewnej liczby punktów powierzchni krzemu kilku diod krystalicznych. Otrzymane wyniki pokazują, że maksymalny rozrzut wydajności detekcji względem wartości optymalnej wynosi ± 2 dB dla co najmniej 96% prób. Stwierdzono, że optymalny nacisk w przypadku powierzchni płytek krzemowych wykonanych przez różnych wytwórców różni się bardzo znacznie.

Неравномерность поверхности кремния с точки зрения эффективности детектирования

Heterogeneity of silicon surface as regards the detection efficiency.

Резюме

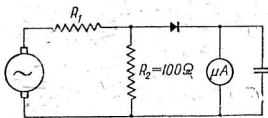
Summary.

Произведены исследования эффективности детектирования в некоторых точках поверхности кремния нескольких кристаллических диодов. Из полученных результатов видно, что максимальный разброс эффективности детектирования в отношении к оптимальной величине составляет ± 2 дБ не менее чем для 96% испытаний. Найденные оптимальные нажимы для поверхности кремниевых пластинок изготовленных в разных предприятиях значительно отличаются друг от друга.

The detection efficiency for a number of silicon surface points of several crystal diodes was investigated. The obtained results indicate that the maximum spread of the detection efficiency with respect to the optimum value amounts to ± 2 dB for at least 96% of tests. It was found that the best surface pressure for the silicon crystal plates supplied by different producers varies considerably.

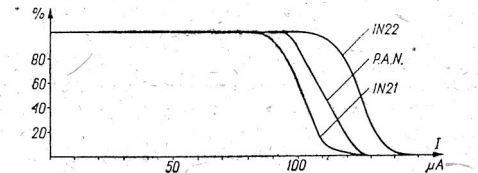
Zbadano nierówności powierzchni płytek krystalicznych krzemowych pod względem wydajności detekcji. Badaniu poddano płytki produkcji obcej i własnej. Pomiar przeprowadzono w układzie według rys. 1. Do pomiaru używano pły-

nowy regulowany za pomocą śruby mikrometrycznej. Płytką była umieszczona na stoliku o dwóch mikrometrycznie na-



Rys. 1

tek o powierzchni ok. 2,0 mm². Ostrze wolframowe było wykonane z drutu o średnicy 0,3 mm, zaostrome elektrolitycznie (powierzchnia styku wynosiła ok. $2 \cdot 10^{-3}$ mm²). Ostrze miało posuw pio-



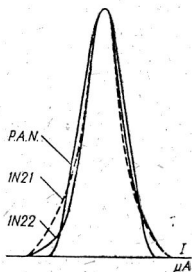
Rys. 2

ędzanych posuwach, co umożliwiło dowolny, jednak uporządkowany wybór punktu pomiaru.

Badaniu poddano trzy płytki. Dwie z nich pochodziły z diod krystalicznych typu 1N21 i 1N22 wykonanych przez

dwoch różnych producentów, trzecia pochodziła z własnego wytopu i miała powierzchnię szlifowaną, spreparowaną wg jednego z ogólnie stosowanych sposobów.

Pomiary prądu wyprostowanego wy-



Rys. 3

konano dla ponad 100 punktów powierzchni każdej z badanych płytek. Pomiary wykonywano przy optymalnym nacisku

(tj. takim, dla którego prąd wyprostowany był maksymalny).

Wyniki pomiarów podano na rys. 2 i 3. Na osi rzędnych odłożono względną liczbę zdarzeń (odniesioną do całkowitej liczby pomiarów), przy której zachodzi dany prąd wyprostowany, na osi odciętych odłożono prąd wyprostowany.

Z wykresów tych wynika, że płytki wykonania własnego mają mniejszą nierównomierność powierzchni niż płytki diod krystalicznych obcej produkcji. Najbardziej prawdopodobna wydajność detekcji dla diod własnych jest w przybliżeniu równa wartości średniej pozostałych badanych diod.

W czasie pomiarów stwierdzono, że optymalny nacisk w przypadku powierzchni płytek krzemowych wykonanych przez różnych wytwórców różni się bardzo znacznie.

METODA OSCYLOSKOPOWA BADANIA CHARAKTERYSTYKI WSTECZNEJ DIOD KRystalicznych

W. ROSIŃSKI i T. LIPOWIECKI

621.396.622.6:621.317.326

Opracowano metodę oscyloskopową badania napięcia wstecznego za pomocą generatora prądowego. Metoda ta pozwala na badanie płytki w zakresie znacznie większych napięć niż metoda statyczna.

Осциллоскопический метод исследования обратной характеристики кристаллических диодов

Резюме

Авторами разработан осциллоскопический метод исследования обратного напряжения с применением генератора тока. Изложенный метод дает возможность исследовать пластинку в пределах значительно более высоких напряжений без перегружения.

Proces zestawiania diody krystalicznej jak również badanie wpływu procesów technologicznych na właściwości elektryczne płytek półprzewodnikowych stosowanych w diodach krystalicznych wymaga ciągłej i szybkiej kontroli szeregu właściwości (np. punktu Zenera, wartości oporności dla kierunku przewodzenia i kierunku zaporowego itp.).

W celu umożliwienia szybkiej kontroli tych wielkości opracowano metodę oscy-

An oscilloscopic display the reverse characteristic investigation of crystal diodes.

Summary

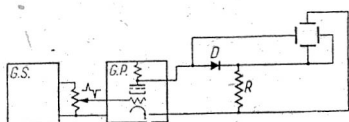
An oscilloscopic method was worked out for investigation of the reverse voltage characteristic by means of a current generator. This method makes possible the investigation of the semiconducting plate in a much larger range of voltages without overloading.

loskopowego badania elektrycznych właściwości płytek krystalicznych. Metoda ta, dzięki zastosowaniu napięcia impulsowego o kształcie zbliżonym do trójkątnego, o możliwie małej częstotliwości powtarzania, pozwala na uniknięcie przegrzewania miejsc styków, prowadzących do zmian elektrycznych właściwości lub do całkowitego zniszczenia badanego elementu, a w znacznej większości przypadków wytwarzających pętlę histerezy.

Ze względu na specyficzny charakter zależności $u = f(i)$ dla niektórych rodzajów płytek półprzewodnikowych, (np. germanowych), które w pewnej części swej charakterystyki wykazują oporność ujemną, a w innej oporność równą zero, zastosowano generator prądowy (pentodowy) o bardzo dużej oporności wewnętrznej r_w takiej, która w każdym punkcie charakterystyki daje nierówność

$$\frac{du}{di} + r_w > 0.$$

Warunek ten może być spełniony w całym zakresie charakterystyki przez od-



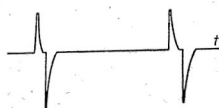
Rys. 1

powiedni dobór pentody jako generatora stałego prądu.

Układ pomiarowy (rys. 1) składa się z oscyloskopu mającego po jednym ka-

nale wzmacniającym dla każdej pary płytek odchylających oraz z diody D i oporu R , z których czerpie się odpowiednie napięcia do wzmacniaczy.

Generator prądowy G.P. jest pobudzany przez generator samodiawny G.S.



Rys. 2

dostarczający impulsów o czasie trwania ok. 1 msek, częstotliwości ok. 40 c/s i 280 c/s i kształcie podanym na rys. 2. Ten kształt impulsu pozwala na badanie części charakterystyk odpowiadających zarówno kierunkowi przewodzenia, jak i zaporowemu. Przerwa między impulsami rozjaśnia punkt $u = 0, i = 0$ charakterystyki, co jest bardzo korzystne ze względu na obserwację i ułatwia porównanie charakterystyk różnych elementów badanych.

PORÓWNANIE WŁAŚCIWOŚCI DETEKCJI STOPNIA TRANZYSTOROWEGO I DIODOWEGO

W. ROSIŃSKI

621.396.622.6:621.396.622.71

Zbadano wydajność detekcji tranzystora germanowego. Otrzymane wyniki wskazują na podobieństwo charakterystyk detekcji tranzystora i lampowego detektora anodowego. Próg czułości detekcji tranzystora germanowego wynosi ok. 0,01 V.

Сравнение свойств транзистора и диода в качестве детекторов

Резюме

Произведены исследования эффективности германиевого транзистора. Полученные результаты показывают сходство характеристик детектирования транзистора и лампового анодного детектора. Порог чувствительности детектирования германиевого транзистора равен около 0,01 в.

Ze względu na brak jakichkolwiek danych w literaturze odnośnie do wydajności detekcji stopnia tranzystorowego oraz ze względu na fakt stosowania w układach jako detektora bądź to diody, bądź to tranzystora, przeprowadzono badania

Comparison of the transistor and diode detection circuit properties.

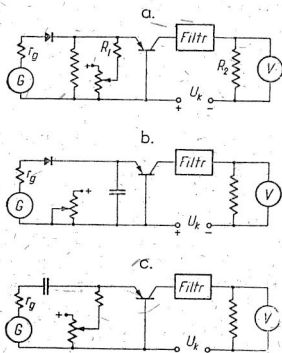
Summary.

The efficiency of a germanium transistor detection has been investigated. The obtained results show similarity between the transistor and the anode valve detection. Sensitivity threshold of a germanium transistor detector is about 0,01 V.

mające na celu porównanie obu sposobów detekcji pod względem wydajności.

Pomiary wykonano z czterema tranzystorami stosując układy wg rys. 1a, b i c. Układ rys. 1a dał gorsze wyniki niż układ rys. 1b o ok. 2 dB.

Wydajność detekcji detektora tranzystorowego (ryc. 1c) w stosunku do detek-



Rys. 1 abc

tora diodowego z jednostopniowym wzmacniaczem tranzystorowym (rys. 1b) była lepsza o 4 do 8 dB. Gorsze wyniki uzyskiwane przy użyciu diody tłumaczą się niemożnością dopasowania diody do tranzystora pomimo dostatecznej detekcji diody. Interesujące jest porównanie wydajności detektora anodowego lampowego z tranzystorowym; detektor lampowy na triodzie typu AC2 daje wydajność detekcji rzędu 26 dB, tranzystorowy zaś — od 28 do 33 (średnio ok. 30 dB).

ZALEŻNOŚĆ NIEKTÓRYCH PARAMETRÓW TRANZYSTORA GERMANOWEGO OD TEMPERATURY

J. GROSZKOWSKI i W. ROSIŃSKI

621.396.64

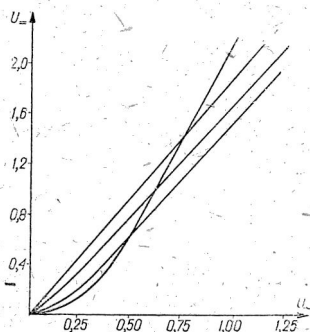
Zmierzono zależność zasadniczych parametrów germanowych tranzystorów punktowych od temperatury w zakresie -10° do $+70^{\circ}\text{C}$. Badania przeprowadzono w celu określenia dopuszczalnego zakresu temperatur dla tego typu tranzystora. Pomiar wykazały użyteczność i stabilność pracy tranzystora w zakresie temperatur spotykanych w praktycznych zastosowaniach.

Зависимость некоторых параметров германиевого транзистора от температуры

Резюме

Произведены измерения зависимости основных параметров германиевых точечных транзисторов от температуры в пределах от -10° до $+70^{\circ}\text{C}$. Испытания были произведены для определения допустимых пределов температуры для транзистора этого рода. Измерения показали, что транзистором можно с успехом пользоваться в пределах температур встречаемых на практике причем работа его сохраняет необходимую устойчивость.

Charakterystyka dynamiczna $U=f(U_{\sim})$ detektora jest kwadratowa w zakresie małych napięć wejściowych do ok. 0,03 V i jest niemal liniowa do ok. 0,2 V (rys. 2). Detektor tranzystorowy wprowadza znaczne zniekształcenia przy napięciach wejściowych powyżej 0,3 V. Ograniczenie to wynika z natury nieliniowej charakterystyki tranzystora, który pracując równocześnie jako wzmacniacz zniekształca sygnały o amplitudzie przekraczającej powyżej podaną wartość napięć. Z wykona-



Rys. 2

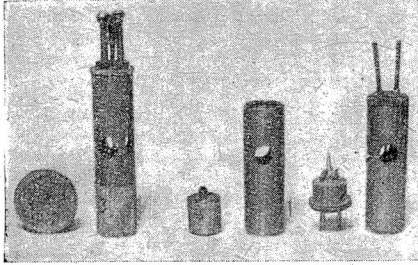
nich pomiarów wynika, iż detektor tranzystorowy jest znacznie wydajniejszy od diodowego.

The dependence of some parameters of a germanium transistor upon temperature.

Summary

The dependence of the fundamental parameters of the germanium contact point transistor upon temperature was measured for the range from -10 to $+70^{\circ}\text{C}$. Investigations were made to specify the permissible temperature range for this type of transistor. The measurements proved the stability of the transistor's work within temperature range met in practical applications.

Doświadczalne tranzystory germanowe punktowe (rys. 1) poddano badaniu pod



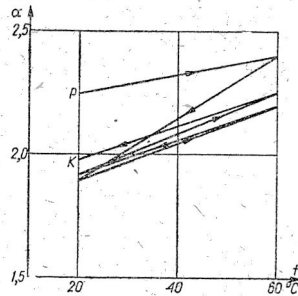
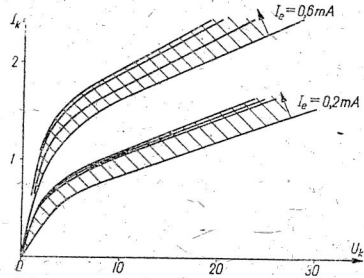
Rys. 1

względem zależności charakterystycznych parametrów współczynnika wzmocnienia prądowego α i oporności wejściowej i wyjściowej R_{11} i R_{22} od temperatury.

Układ pomiarowy składał się z termostatu oraz urządzenia do zdejmowania rodziny charakterystyk, z których wyznaczano odpowiednie parametry. Zakres mierzonych temperatur wynosił od -10°C do $+70^{\circ}\text{C}$. Pomiarów charakterystyk wykonano po uprzednim ustabilizowaniu cieplnym tranzystora, które polegało na wygrzewaniu kilkakrotnym tranzystora do temperatury ok. 65°C i stopniowym obniżaniu temperatury do 20°C . Proces ten stosowano w celu zmniejszenia zjawiska histerezy (rys. 2) wywołanego pewnymi trwałymi odkształceniami mechanicznymi zachodzącymi w tranzystorze (jak np. zmiana nacisku, zmiana wzajemnego położenia ostrzy). Po 3 do 4 pełnych okresach wygrzewania osiągnąo stan dający wyniki dostatecznie powtarzalne. Zależność parametrów α , R_{11} i R_{22} od temperatury dla trzech badanych tranzystorów przedstawiono na rys. 3. Otrzymane wyniki potwierdzają teoretyczne rozważania odnośnie do wpływu temperatury na wartość współczynnika α i charakter zmian oporności wyjściowej.

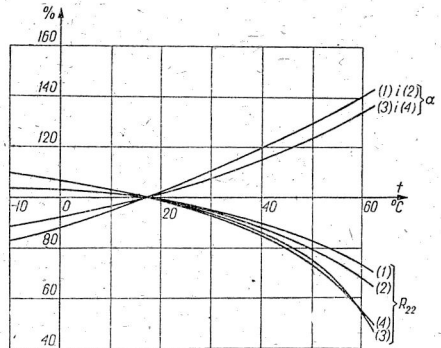
Wartość współczynnika α wzrasta średnio o ok. 60–70% przy wzroście tem-

peratury od -10°C do $+70^{\circ}\text{C}$, przy czym powyżej 50°C wzrost ten staje się szyb-



Rys. 2

szy. Towarzyszy temu znaczny spadek oporności wyjściowej R_{22} , co potwierdza



Rys. 3

w zupełności wykładniczą zależność tego parametru od temperatury.

Jak wynika z pomiarów, wpływ temperatury w zakresie do 40°C na właściwości tranzystora jest niewielki.

Jednym z ważniejszych wniosków z przeprowadzonych doświadczeń jest konieczność stosowania wstępnej obróbki

cieplnej (stabilizowania) tranzystorów, celem usunięcia czynników powodujących występowanie histerezy cieplnej.

CIEPLNE ROZMAGNESOWANIE MIĘKKICH MATERIAŁÓW MAGNETYCZNYCH

A. SMOLIŃSKI

621.318.322 : 621.318.24.042.1.002 : 528.21

Opisano zjawisko cieplnego rozmagnesowania miękkich materiałów magnetycznych, jak stal krzemowa i permalloye różnych gatunków, występujące już w temperaturach kilkudziesięciu stopni Celsjusza i ustalające się w temperaturze ok. 170°C dla stali krzemowej. Opisane zjawisko zmniejsza lub wymazuje wpływ przeszłości magnetycznej na przenikalność magnetyczną w słabych polach.

Тепловое размагничивание мягких магнитных материалов

The heat treatment demagnetisation of magnetically soft materials.

Резюме

Summary.

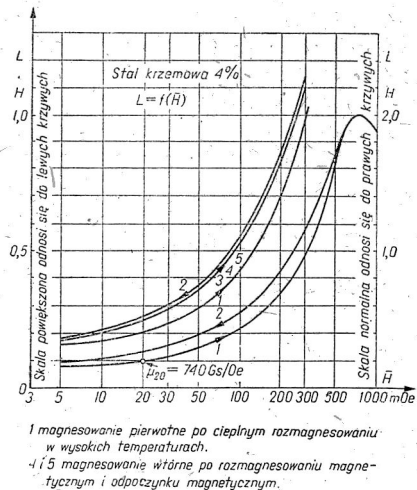
Автор поясняет явление теплового размагничивания мягких магнитных материалов как кремнистая сталь и пермаллой различных сортов. Для кремнистой стали размагничивание наблюдается уже при температуре нескольких десятков градусов Цельсия и оно окончательно устанавливается при температуре приблизительно 170° C. Это явление понижает или вполне уничтожает влияние магнитного прошлого на магнитную проницаемость в слабых полях.

The heat treatment demagnetisation effect of magnetically soft materials, such as silicon steel and various kinds of permalloys is described. This effect takes place already at temperatures well below a hundred deg. centigrade and settles at approximately 170° C for the silicon steel. The described effect diminishes or cancels „the past magnetic influence” on permeability in the weak fields.

Miękkie materiały magnetyczne, jak stal krzemowa i permalloye różnych gatunków wykazują ciekawe zjawisko cieplnego rozmagnesowania występującego już w stosunkowo niskich temperaturach rzędu kilkudziesięciu stopni Celsjusza i ustalającego się przy temperaturze ok. 200° C. Omawiane zjawisko różni się od zjawiska rozmagnesowania cieplnego w wysokich temperaturach, polegającego na przeprowadzeniu badanego materiału przez punkt Curie i ochłodzeniu go do temperatury otoczenia.

mowej 40% — od natężenia pola zmiennego o amplitudzie H). Drugą gałąź badanej zależności (krzywa 2) uzyskano

Zjawisko cieplnego rozmagnesowania, występujące już w temperaturze kilkudziesięciu stopni, ma przebieg następujący. Materiał rozmagnesowany cieplnie po przeprowadzeniu go przez punkt Curie i chłodzeniu do temperatury otoczenia np. 20° C wykazuje przy pomiarze przenikalności słabymi i średnimi natężeniami pól najmniejszą wartość przenikalności (patrz rys. 1. — krzywa 1 przedstawiająca zależność indukcyjności cewki pomiarowej z rdzeniem z badanego materiału — w tym przypadku ze stali krze-

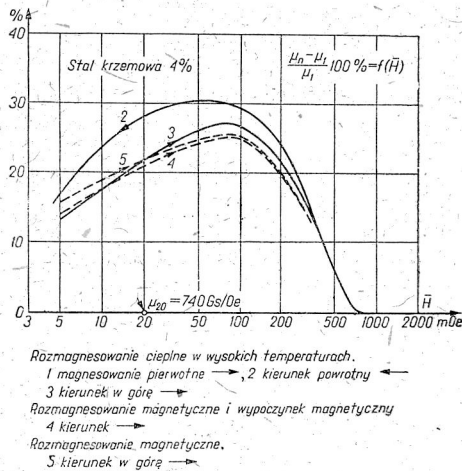


Rys. 1

zmniejszając wartości natężenia pola; gałąź ta przebiega powyżej gałęzi pierwszej. Powtórne magniesowanie przy wzra-

stającym natężeniu pola daje trzecią gałąź leżącą nieco poniżej gałęzi 2 (co można wytłumaczyć wpływem opóźnienia magnetycznego). Rozmagnesowanie magnetyczne badanego materiału, przeprowadzone w malejącym polu zmiennym od wartości rzędu setek Oe nie usuwa stanu „pobudzenia magnetycznego” materiału, gdyż badany materiał magnesowany (po wypoczęciu celem usunięcia wpływu opóźnienia magnetycznego) wzrastającym natężeniem pola wykazuje przenikalności odpowiadające krzywej 4, która praktycznie nie różni się od krzywej 3. Powtórzenie omawianych zabiegów (rozmagnesowanie cieplne, odpoczynek magnetyczny, magnesowanie coraz większym natężeniem pola) daje w wyniku krzywą 5 również praktycznie nie różniącą się od krzywych 3 i 4.

Właściwości początkowe materiału badanego odzyskuje się dopiero po ciep-



Rys. 2

nym rozmagnesowaniu próbki w wysokich temperaturach. Właściwości te wypadają jednakowe, o ile warunki obróbki cieplnej nie zmieniają składu chemicznego, struktury próbki, ani wewnętrznych naprężeń co zwykle nie zachodzi w praktyce.

Ze względu na małe różnice między krzywą 3, 4 i 5, których nie można uwi-

docznic na rys. 1, różnice te wyrażono w postaci względnej

$$\frac{L_n - L_1}{L_1} 100\% = \frac{\mu_n - \mu_1}{\mu_1} 100\%$$

(gdzie L_n i μ_n odnoszą się kolejno do krzywych 2, 3, 4 i 5 a L_1 i μ_1 do krzywej 1) i przedstawiono na rys. 2. Z krzywych tych wynika, że występujące w zakresie słabych i silnych pól dodatnie różnice względnych przenikalności sięgają w maksimum 25 do 30 procent. Największe różnice występują dla krzywej 2, podczas gdy krzywe 4 i 5 praktycznie się zlewają, co pozwala na stwierdzenie, że w tych warunkach (to jest po rozmagnesowaniu magnetycznym) uzyskuje się warunki praktycznie powtarzalne. Maksymalne różnice występują przy natężeniu pola równym około 100 mOe dla omawianej stali krzemowej. Podobne wyniki uzyskuje się dla innych gatunków stali krzemowej i permalloyów [1]. Z pomiarów tych wynika, że obok dodatniego maksimum w zakresie słabych i średnich natężeń pól występuje ujemne maksimum w zakresie silniejszych natężeń pól; to ostatnie maksimum jest jednak stosunkowo niewielkie (parę procent).

Porównanie powyższych wyników pomiarów z kształtem pierwotnej krzywej magnesowania $B=f(H)$ wykazuje, że wartości dodatnich różnic związane są z dolnym zakrzywieniem pierwotnej krzywej magnesowania. Maksimum dodatnich różnic przenikalności dla stali krzemowych występuje w środku dolnego zakrzywienia a dla permalloyów na jego końcu.

Z rozważań tych można wysnuć wniosek, że maksimum dodatnich różnic przenikalności występuje w zakresie natężeń pól magnetycznych, w których domeny magnetyczne, najbardziej zbliżone do kierunku pola magnetycznego, zaczynają wzrastać drogą skoków nieodwracalnych. Wydaje się, że po rozmagnesowaniu cieplnym w wysokich temperaturach, po którym występuje bezładne ułożenie się domen magnetycznych w kierunku najłatwiejszego namagnesowa-

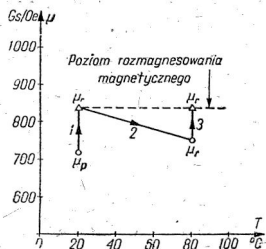
nia, pierwsze skoki nieodwracalne w domenach są wielce utrudnione. Pierwszy proces magnesowania jest trudniejszy niż następne, co wyraża się najmniejszą przenikalnością przy pierwszym magnesowaniu.

Dalsze badania oparto na wzimiance znajdującej się w literaturze [2], wskazującej, że wygrzanie rdzenia z taśmy z żelaza karbonylowego w temperaturze 450°C , a więc poniżej punktu Curie usuwa wpływ namagnesowania na przenikalność, którego nie można było usunąć rozmagnesowaniem magnetycznym. Postawiono więc pytanie w jakich temperaturach występuje ciepłe rozmagnesowanie. W tym celu przeprowadzono serię badań, których schemat przedstawiono na rys. 3.

Rdzeń pierścieniowy ze stali krzemowej o 4% Si przeprowadzono przez punkt Curie; po ochłodzeniu go do temperatury otoczenia ok. 20°C oraz nawinięciu uzwojenia wykonano pomiar przenikalności przy natężeniu pola $H = 20\text{ mOe}$, wartości przy której wykonuje się zwykle tego rodzaju pomiary według norm. W wyniku pomiaru otrzymano przenikalność μ_p . Po rozmagnesowaniu magnetycznym w malejącym polu magnetycznym o częstotliwości 50 c/s i po odpoczynku magnetycznym pomierzono powtórnie przenikalność uzyskując wartość większą μ_r . Następnie poddano rdzeń wygrzewaniu w temperaturze $T = 50^{\circ}\text{C}$ po czym znowu go ochłodzono do temperatury otoczenia. Pomiar przenikalności wykazał wartość μ_T znajdującą się między powyższe podanymi wartościami μ_p i μ_r . Powtórne rozmagnesowanie rdzenia daje po odpoczynku magnetycznym wartość przenikalności równą μ_r , która nie zależy od temperatury rozmagnesowania ciepłego i która określa tak zwany poziom rozmagnesowania magnetycznego.

Opisane badania prowadzono dalej stosując coraz wyższą temperaturę wygrzewania otrzymując w rezultacie coraz mniejszą wartość przenikalności μ_T po rozmagnesowaniu ciepłym, ustalającą się

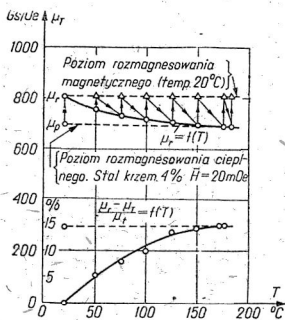
na poziomie przenikalności μ_p , wartości początkowej uzyskanej po ciepłym rozmagnesowaniu w wysokich temperaturach (rys. 4). W opisywanej serii pomia-



Rys. 3

rów temperaturę ustalania się przenikalności μ_T na poziomie μ_p należy ocenić na ok. 170°C .

Z opisanych pomiarów wynika, że już przy stosunkowo niskich temperaturach



Rys. 4

kilkudziesięciu stopni $^{\circ}\text{C}$ występuje ciepłe rozmagnesowanie, które zmniejsza wpływ przeszłości magnetycznej na przenikalność w zakresie słabych natężeń pól. Zjawisko to ustala się w temperaturze ok. 170°C dla stali krzemowej o 4% Si usuwając całkowicie wpływy przeszłości magnetycznej na przenikalności.

Z wykresu na rys. 4 widać, że rozmagnesowanie ciepłe wywołuje w rdzeniach ze stali krzemowej różnice przenikalności przy $H = 20\text{ mOe}$ sięgające do 15% i że w temperaturze 50°C różnice te są rzędu 5%.

Ponieważ przy produkcji transformatorów telekomunikacyjnych często wystę-

pują temperatury rzędu kilkudziesięciu stopni, więc częściowe rozmagnesowanie cieplne może wywołać błędy pomiarowe rzędu kilku procent. Takie różnice w pomiarze indukcyjności precyzyjnych transformatorów telekomunikacyjnych mogą powodować odrzucanie dobrego wytworu

podczas niewłaściwie przeprowadzonej kontroli fabrycznej. Celem uniknięcia powyższego należy indukcyjność transformatorów mierzyć stale na poziomie rozmagnesowania magnetycznego naturalnie po odpowiednim odpoczynku magnetycznym rdzenia.

WYKAZ LITERATURY

1. Smoliński A. — Wpływ pierwszego magnesowania na przenikalność magnetyczną — Archiwum Elektrotechniki, 1952, tom I, zeszyt 1, s. 67.
2. Richter H. — Über die magnetische Nachwirkung in schwachen Wechselfeldern — Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken, 1938, tom 17, s. 151.

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 odpowiadający 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 (unikając 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 — powołania 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, Politechnika, Gmach Elektrotechniki, Zakład Elektroniki PAN.

Cena 30.- zř