

analiza funkcji stanowiących model matematyczny przydatności ekonomicznej przekąźnika, możliwości metody optymalizacji, jaką zamierza zastosować, możliwości ich niezależnego doboru i tym podobnie.

Optymalizacja polega na znalezieniu takiego wektora decyzyjnego C_{ox} , zwanego rozwiązaniem optymalnym

$$C_{ox} = (c_{ox1}, c_{ox2}, \dots, c_{oxn}), \quad (12)$$

którego współrzędne C_{oxi} są wartościami np. znamionowymi zmiennych decyzyjnych spełniających układ nierówności (11), i dla którego funkcja celu $g(C_x, C)$ osiąga wartość najmniejszą lub największą w obszarze przydatności ekonomicznej przekąźnika A_e :

$$\bigwedge_{C_p \in A_e} g(C_{ox}, C) = \max g(C_x, C) \vee \min g(C_x, C). \quad (13)$$

4.2. Określenie kosztów składowych przekąźnika zabezpieczeniowego

Funkcję kosztów przekąźnika zabezpieczeniowego wyznaczono na podstawie rozważań podanych w artykule A. Grega [2].

W opracowaniu tym przedstawiono pewne rozważania ekonomiczne, w których przedstawiono analizę kosztów całkowitych wyrobu. Z analizy tej wynika, że koszt całkowity przekąźnika można podzielić na:

- koszty zasilania (eksploatacji) przekąźnika,
- koszt ryzyka eksploatacji,
- koszt własny przekąźnika,
- koszt konserwacji przekąźnika.

Koszty zasilania (eksploatacji) przekąźnika

Koszty zasilania (eksploatacji) przekąźnika C_1 zależą przede wszystkim od ilości zużytej energii elektrycznej, chemicznej, cieplnej itp. podczas pracy przekąźnika. Koszty te można wyznaczyć z zależności

$$C_1 = c_{11} t_e, \quad (14)$$

przy czym

- c_{11} — koszt jednostki energii zużytej w jednostce czasu,
- t_e — czas pracy, np. w godzinach w ciągu 1 roku.

Przyjmuje się, że koszty eksploatacji C_1 nie są związane z niezawodnością przekąźnika, zależą jednak od przyjętego rozwiązania układu przekąźnika.

Koszty ryzyka eksploatacji przekąźnika

Koszty ryzyka eksploatacji są związane z jednej strony z możliwością nieodwracalnej utraty przekąźnika, z drugiej strony zaś z możliwością awarii zabezpieczanego obiektu na skutek utraty przekąźnika.

Utrata przekąźnika zabezpieczeniowego może nastąpić w takich warunkach, w których nie sposób usunąć dostatecznie szybko powstałą awarię. Awaria w takim przypadku może

prowadzić do zupełnego zniszczenia przekąźnika. Koszty związane z utratą przekąźnika są proporcjonalne do intensywności uszkodzeń przekąźnika.

Zakładając, że rozkład uszkodzeń przekąźnika i jego elementów składowych jest zgodny z wykładniczym prawem niezawodności, mamy intensywność uszkodzeń i -tego elementu $\lambda_i = \text{const.}$

Stąd otrzymuje się

$$C_2 = \lambda_1 k_{11} + \lambda_2 k_{12} + \dots + \lambda_i k_{1i} + \dots + \lambda_n k_{1n}, \quad (15)$$

przy czym k_{1i} jest współczynnikiem proporcjonalności kosztów utraty przekąźnika i -tego elementu.

Koszty związane z awarią zabezpieczanego obiektu mogą przewyższać znacznie pozostałe koszty w zależności od ważności obiektu. Koszty te, jak i poprzednie, są proporcjonalne do intensywności uszkodzeń λ_i elementów przekąźnika, a więc

$$C_3 = \lambda_1 k_{21} + \lambda_2 k_{22} + \dots + \lambda_i k_{2i} + \dots + \lambda_n k_{2n}, \quad (16)$$

przy czym k_{2i} jest współczynnikiem proporcjonalności kosztów awarii zabezpieczanego obiektu i -tego elementu.

Koszty ryzyka eksploatacji można w praktyce zmniejszyć za pomocą rezerwowania elementów przekąźnika, przekąźników lub zabezpieczeń, dzięki czemu maleją λ_i . Ma to znaczenie przede wszystkim wtedy, gdy są chronione szczególnie ważne obiekty, do których można zaliczyć linię przesyłową energetyczną lub lokomotywę trakcyjną.

Koszt zakupu (własny) przekąźnika

Koszt zakupu (własny) przekąźnika C_4 jest związany z kosztem zakupu jego elementów i podzespołów oraz kosztem opracowania modeli, prototypów i uruchomienia produkcji itp.

Koszty zakupu elementów i podzespołów przekąźnika mogą być związane dowolną funkcją z ich niezawodnością, zależną od metody, technologii i jakości wytwarzania. Funkcja ta może być również zależna od czynników subiektywnych, jak np. kultury produkcji. Koszty opracowania modeli, prototypów są niezależne lub bardzo słabo zależne od niezawodności elementów.

Dla uproszczenia dalszych rozważań przyjmujemy, że koszt zakupu (własny) przekąźnika nie zależy od intensywności uszkodzeń jego elementów, czyli że

$$C_4 = \text{const.} \quad (17)$$

Koszty napraw przekąźników

Koszty napraw przekąźników są proporcjonalne do intensywności uszkodzeń przekąźnika. Jest to intuicyjnie oczywiste, ponieważ im większa jest wartość λ , tym częściej następują wymiany elementów uszkodzonych, częstsze są naprawy — i na odwrót. Koszty te są również proporcjonalne do sumy przeciętnych kosztów elementów i podzespołów oraz użytych do naprawy materiałów i kosztów robocizny.

Całkowity koszt napraw przekąźników jest sumą kosztów napraw wynikających z uszkodzeń podzespołów, jak również z kosztów wynikających z błędów produkcyjnych.

Koszt jednej naprawy C_N można wyrazić wzorem

$$C_N = C_M + K_H t_H, \quad (18)$$

w którym:

C_M — koszt podzespołu i materiału użytego do naprawy,

K_H — koszt robocizny na jednostkę czasu,

t_H — czas trwania naprawy.

Całkowity koszt napraw C_5 spowodowanych uszkodzeniem podzespołów będzie wynosił

$$C_5 = \lambda_1 k_{51} + \lambda_2 k_{52} + \dots + \lambda_i k_{5i} \dots + \lambda_n k_{5n}, \quad (19)$$

przy czym:

$k_{5i} = C_{Ni} t_N$ — współczynnik,

t_N — czas, w którym $\lambda_i = \text{const}$.

Całkowite koszty napraw przekaznika C_6 spowodowane wadami produkcyjnymi można wyrazić za pomocą wzoru

$$C_6 = C_M + C_{N2} + \dots + C_{Nq} \quad (20)$$

w którym q jest liczbą napraw wynikających z błędów produkcyjnych.

Jeżeli założymy, że intensywność uszkodzeń wynikająca z wad produkcyjnych przekaznika $\lambda_p = \text{const}$, to liczbę napraw q można obliczyć ze wzoru

$$q = \lambda_p t_p.$$

W takim przypadku

$$C_6 = q C_N = \lambda_p t_p C_N, \quad (21)$$

przy czym t_p — czas, w którym $\lambda_p = \text{const}$.

4.3. Określenie funkcji kosztów przekaznika

Po zsumowaniu kosztów składowych przekaznika określonych w rozdz. 4.2 można uzyskać wyrażenie na koszty całkowite przekaznika

$$\begin{aligned} \varphi = C_1 + \dots + C_6 = C_{11} t_e + \lambda_1 k_{11} + \lambda_2 k_{12} + \dots + \lambda_n k_{1n} + \lambda_1 k_{21} + \lambda_2 k_{22} + \\ + \dots + \lambda_n k_{2n} + C_4 + \lambda_1 k_{51} + \lambda_2 k_{52} + \dots + \lambda_n k_{5n} + \lambda_p t_p C_N. \end{aligned} \quad (22)$$

Koszty przekazników wygodnie jest obliczyć w stosunku do okresu czasu t . Wtedy, w wyniku pewnych przekształceń, otrzymuje się

$$F = \lambda_1 C_1 + \lambda_2 C_2 + \dots + \lambda_n C_n + C_o, \quad (23)$$

przy czym:

$$F = \frac{\varphi}{t},$$

$$C_1 = \frac{1}{t} (k_{11} + k_{21} + k_{51}),$$

$$C_2 = \frac{1}{t} (k_{12} + k_{22} + k_{52}),$$

$$C_n = \frac{1}{t} (k_{1n} + k_{2n} + k_{5n}),$$

$$C_o = \frac{1}{t} (C_{11} t_e + C_4 + \lambda_p t_p C_N).$$

Biorąc te rozważania pod uwagę oraz korzystając z zależności (24), obszar przydatności ekonomicznej można zapisać następująco:

$$\begin{aligned}
 \lambda_{11}C_1 + \lambda_{12}C_2 &\leq F_{\max}, & \text{a)} \\
 \lambda_{21}C_1 + \lambda_{22}C_2 &\leq F_2 - C_{20}, & \text{b)} \\
 \lambda_{31}C_1 + \lambda_{32}C_2 &\leq F_3 - C_{30}, & \text{c)} \\
 \lambda_{41}C_1 + \lambda_{42}C_2 &\geq F_{\min}, & \text{d)} \\
 C_1 &\geq C_{1\min}, \quad C_2 &\geq C_{2\min},
 \end{aligned} \tag{26}$$

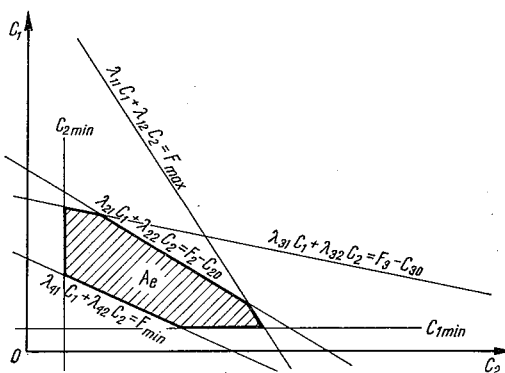
przy czym:

$\lambda_{11}, \lambda_{12}$ — minimalne wartości intensywności uszkodzeń,
 $\lambda_{41}, \lambda_{42}$ — maksymalne wartości intensywności uszkodzeń,

$$n = 2, \quad m = 4.$$

Kierunek nierówności (26 d) wynika z przyjęcia minimalnych kosztów dopuszczalnych $F_{\min}$, poniżej których nie opłacalne jest rozpoczynanie procesu realizacji.

Obszar przydatności ekonomicznej przedstawiono na rys. 1 w układzie współrzędnych O, C_1, C_2 . W celu wykreślenia tego obszaru każdą z nierówności układu (25) zamieniono



Rys. 1. Przykład obszaru przydatności ekonomicznej A_e przekąźnika zabezpieczeniowego

na równanie i następnie w płaszczyźnie O, C_1, C_2 wykreślono odpowiadającą mu prostą lub krzywą graniczną $\lambda_{i1}C_1 + \lambda_{i2}C_2 = F_i$, a następnie określono półpłaszczyznę zapisaną przez daną nierówność. Część wspólna wszystkich wyznaczonych półpłaszczyzn wyznacza obszar A_e przydatności ekonomicznej przekąźnika zabezpieczeniowego.

Optymalną wartość kosztów przekąźnika wyznacza taka para C_1 i C_2 , dla której funkcja Z (zależności 25) osiąga minimum.

6. ZAKOŃCZENIE

Wyznaczenie obszaru przydatności ekonomicznej przekąźnika pozwala na określenie takich wartości λ_i , przy których koszty całkowite przekąźnika osiągną wartość mniejszą od założonej. Tak wyznaczone wartości λ będą najbardziej ekonomicznie opłacalne.

Istnienie wartości optymalnych dla kosztów całkowitych sugeruje, że przy dużej intensywności uszkodzeń przekaznik musi być poddawany ciągłym naprawom, elementy podlegają częstej wymianie, co powoduje znaczny wzrost kosztów remontów, częste zaś przestoje przekaznika uniemożliwiają jego właściwe wykorzystanie. W przypadku, gdy koszty remontów przewyższają znacznie koszty przekaznika, celowość poprawy niezawodności nie może podlegać dyskusji, celowość zaś stosowania takich układów z punktu widzenia ekonomicznego stoi pod znakiem zapytania. Z drugiej strony mała intensywność uszkodzeń powoduje wzrost kosztów całkowitych przekaznika z powodu wzrostu kosztów konserwacji oraz elementów składowych przekaznika.

Przejście opisane funkcją celu określającą koszty przekaznika ma charakter ekstremalny i dlatego pozwala na wyznaczenie warunków, przy których osiąga się minimum kosztów urządzenia. Ponieważ różne układy będą miały na ogół różne wartości optymalne intensywności uszkodzeń λ , przy których koszty są minimalne, prowadzić to może w wyniku do konieczności produkcji elementów składowych układu o różnych intensywnościach uszkodzeń, gdyż zastosowanie elementów o za dużym lub za małym λ może być ekonomicznie nieuzasadnione.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. G. H. Goldstick, D. G. Mackie, Design of Computer Circuits Using Linear Programming Techniques, IRE Trans. on Electr. Comp., Vol. EC-9, 1962.
2. A. Greg, Związek między kosztami urządzenia a niezawodnością, Prz. Elektroniki, 1967, nr 12.
3. A. Grzegorzczak, Zarys logiki matematycznej, PWN, Warszawa 1969.
4. A. Kiliński, Z okazji setnej maszyny cyfrowej, Biuletyn Zakładowy „Elwro” (wydanie specjalne).
5. H. Rasiowa, Wstęp do matematyki współczesnej, PWN, Warszawa 1968.
6. A. Sielicki, Zagadnienia optymalnej syntezy teoretycznej podstawowych układów logicznych, Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, 1967, nr 178 (Automatyka VI).

J. ŁYSKANOWSKI

SOME PROBLEMS OF TECHNICAL AND ECONOMICAL ESTIMATION OF RELAYS

Summary

The paper has defined the states of economic utility and unutility of the relays, and also has defined the domain of their economical utility.

The function of the cost of the relay has been presented as a dependence of intensity function of this relay.

Applications of this formula have been illustrated with graphical examples of the domain of economical utility of the relay.

J. ŁYSKANOWSKI

MANCHE PROBLEME TECHNISCH-ÖKONOMISCHER EINSCHÄTZUNG VON RELAIS

Zusammenfassung

In diesem Artikel wurden die ökonomischen Zustände der Anwendbarkeit und Unanwendbarkeit von Relais bestimmt, auch analytisch der Anwendbarkeitsbereich festgelegt.

In Anlehnung an die Gesamtkostenanalyse des Erzeugnisses wurde die Kostenfunktion eines Relais als eine Abhängigkeit von der Beschädigungsintensität dieses Relais bestimmt. Es wurde auch ein graphisches Beispiel für den wirtschaftlichen Anwendungsbereich des Relais angeführt.

Я. ЛЫСКАНОВСКИ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕХНИЧЕСКО-ЭКОНОМИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ РЕЛЕ

Р е з ю м е

В статье определены состояния экономической пригодности или непригодности реле и аналитически определен диапазон его экономической пригодности.

На основании анализа общей стоимости изготовления реле определена функция стоимости реле, как зависимость от опасности отказов.

Приведен также графический пример диапазона экономической пригодности реле.

Czterokolumnowy rdzeń autotransformatora jednofazowego z uzwojeniem regulacyjnym umieszczonym na jednej z kolumn skrajnych

ALICJA KOZŁOWSKA (ŁÓDŹ)

Instytut Transformatorów, Maszyn i Aparatów Elektrycznych Politechniki Łódzkiej

Otrzymano 16.12.1972

W pracy ustalony został drogą badań doświadczalnych przeprowadzonych na autotransformatorze modelowym optymalny z punktu widzenia strat w rdzeniu rozptyw strumienia w obwodzie magnetycznym oraz sposób jego wymuszania. Ponadto zbadano podział strumienia na poszczególne ramy oraz kształt krzywych strumienia w ramach przy sinusoidalnym jego przebiegu w przekrojach całkowitych kolumn i jarzm.

1. WSTĘP

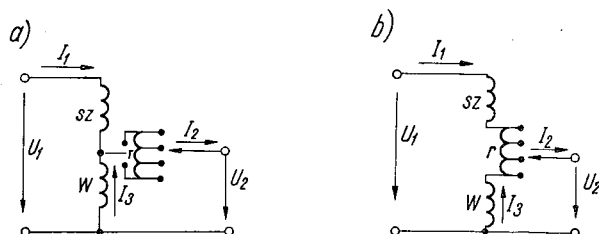
Jednym z możliwych rozwiązań dużego autotransformatora regulacyjnego o mocy np. 500 MVA i napięciach 400/220 kV jest wykonanie go w postaci trzech autotransformatorów jednofazowych o rdzeniach czterokolumnowych, przy czym uzwojenia regulacyjne byłyby zaprojektowane w sposób dotychczas w Polsce niestosowany, a mianowicie byłyby umieszczone na jednej z kolumn skrajnych. Ważniejsze przewidywane zalety takiego rozwiązania to:

- 1) ułatwienie opanowania przepięć, w szczególności od strony sieci 220 kV,
- 2) możliwość dobierania liczby zwojów uzwojenia regulacyjnego w szerokim przedziale, istotna dla opanowania przepięć w tym uzwojeniu przy pracy z tylko jednym włączonym stopniem,
- 3) możliwość wymuszenia pożądanego rozptywu strumienia w rdzeniu,
- 4) zapewnienie sinusoidalnego przebiegu wypadkowego strumienia nie tylko w kolumnach głównych, ale i w całej części jarzmowej rdzenia,
- 5) krótkie i wygodne połączenia 220 kV między uzwojeniem regulacyjnym i przełącznikiem oraz uzwojeniem regulacyjnym i głównym.

Spśród szeregu możliwych rozwiązań, do rozważań przyjęto dwa układy oznaczane dalej krótko jako I i II i przedstawione schematycznie na rys. 1.

Ze względu na wydzielenie uzwojenia regulacyjnego na skrajną kolumnę istnieje konieczność umieszczenia na niej dodatkowego uzwojenia, którego amperozwoje miałyby za zadanie kompensowanie amperozwojów uzwojenia regulacyjnego. Uzwojenie to powinno być połączone z uzwojeniem trójkątowym, znajdującym się na kolumnach głównych. Wtedy przyłożone do uzwojenia dodatkowego sinusoidalnie zmienne napięcie wznieci

sinusoidalnie zmienną SEM-ą, a zatem w skrajnej kolumnie, a tym samym i pozostałych odcinkach jarzmowych, wymuszony zostanie sinusoidalny strumień. Uzwojenie dodatkowe spełnia więc podwójną rolę.



Rys. 1. Przyjęte do rozważań układy regulacyjne autotransformatora: a) układ I, b) układ II

Poszczególne uzwojenia oznaczane będą dalej następującymi symbolami:

sz	—	uzwojenie szeregowe,
r	—	„ regulacyjne,
w	—	„ wspólne,
Δ	—	„ trójkątowe,
d	—	„ dodatkowe.

2. OPIS TRANSFORMATORA MODELOWEGO

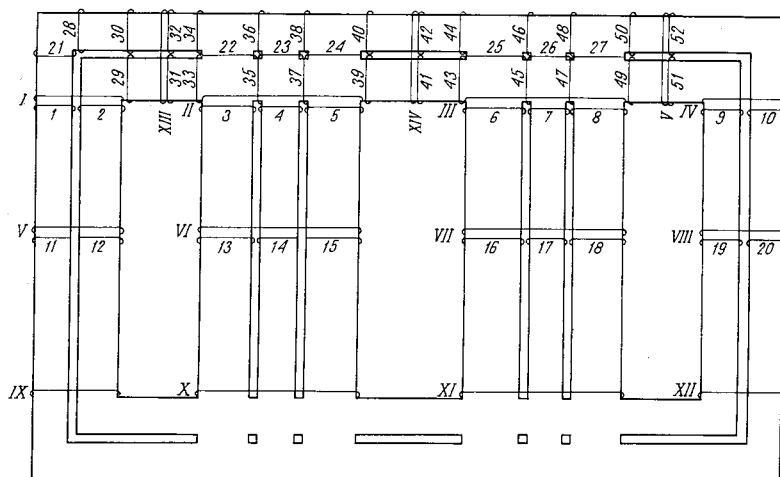
Ze względu na fakt, że układ 3-fazowy złożony z trzech autotransformatorów 1-fazowych będzie pracował przy połączeniu w gwiazdę z czynnym punktem zerowym, do badań przyjęto tylko jeden autotransformator 1-fazowy — zachodzące zjawiska w układzie 3-fazowym będą takie same, gdyż przewidziane jest uzwojenie trójkątowe.

R d z e ń. Dla przeprowadzenia doświadczeń wykorzystany został jeden z szeregu jednofazowych rdzeni czterokolumnowych badanych w pracy [5] — rdzeń G. Jego wymiary liniowe odpowiadają w skali wymiarom dużych rdzeni transformatorów 1-fazowych (9-krotnie zmniejszone wymiary transformatora $\frac{600}{3}$ MVA, $\frac{400}{\sqrt{3}}$ kV). Proporcje wymiarów rdzeni autotransformatorów z wydzielonym uzwojeniem regulacyjnym na jedną z kolumn skrajnych będą na pewno nieco inne (ze względu na większe zapotrzebowanie miejsca w oknie utworzonym przez kolumnę główną i skrajną uzwojoną), można jednak przypuszczać, że uzyskane wnioski ogólne nie ulegną przez to zasadniczej zmianie. Szczegółowy opis rdzenia modelowego podany jest w wymienionym opracowaniu [5, str. 4—18]. Tu zamieszczony zostanie jedynie rysunek przedstawiający układ ram w rdzeniu i rozmieszczenie cewek pomiarowych (rys. 2) oraz rysunek ukazujący oznaczenia początków i końców cewek pomiarowych odpowiadających przyjętym jako dodatnie kierunkom przenikania strumienia (rys. 3). Przekrój kolumn głównych (podzielone na trzy ramy) wynosi $S_k = 95,50$ cm², zaś odcinków jarzmowych, a zatem i kolumn skrajnych (podzielone na dwie ramy) $S_j = 47,75$ cm².

U z w o j e n i a. Liczby zwojów poszczególnych uzwojeń przyjęto jak niżej:

a) uzwojenie wspólne — po 30 zwojów na każdej z kolumn głównych połączone w szeregu

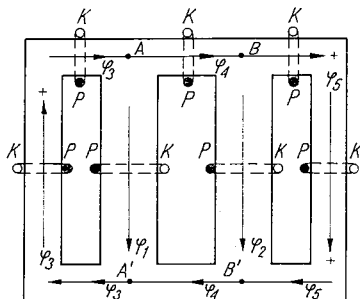
$$z_w = 30 \text{ zw.},$$



Rys. 2. Rozmieszczenie cewek pomiarowych w rdzeniu

b) uzwojenie szeregowe — dwie połówki po 40 zwojów na każdej z kolumn głównych; wszystkie połączone równolegle

$$z_{sz} = 30 \text{ zw.},$$



Rys. 3. Oznaczenia początków i końców cewek pomiarowych założonych w rdzeniu zarówno na całych kolumnach i jarzmach, jak i w sposób analogiczny na ich ramach

Strzałkami zaznaczono przyjęte jako dodatnie kierunki przenikania strumienia

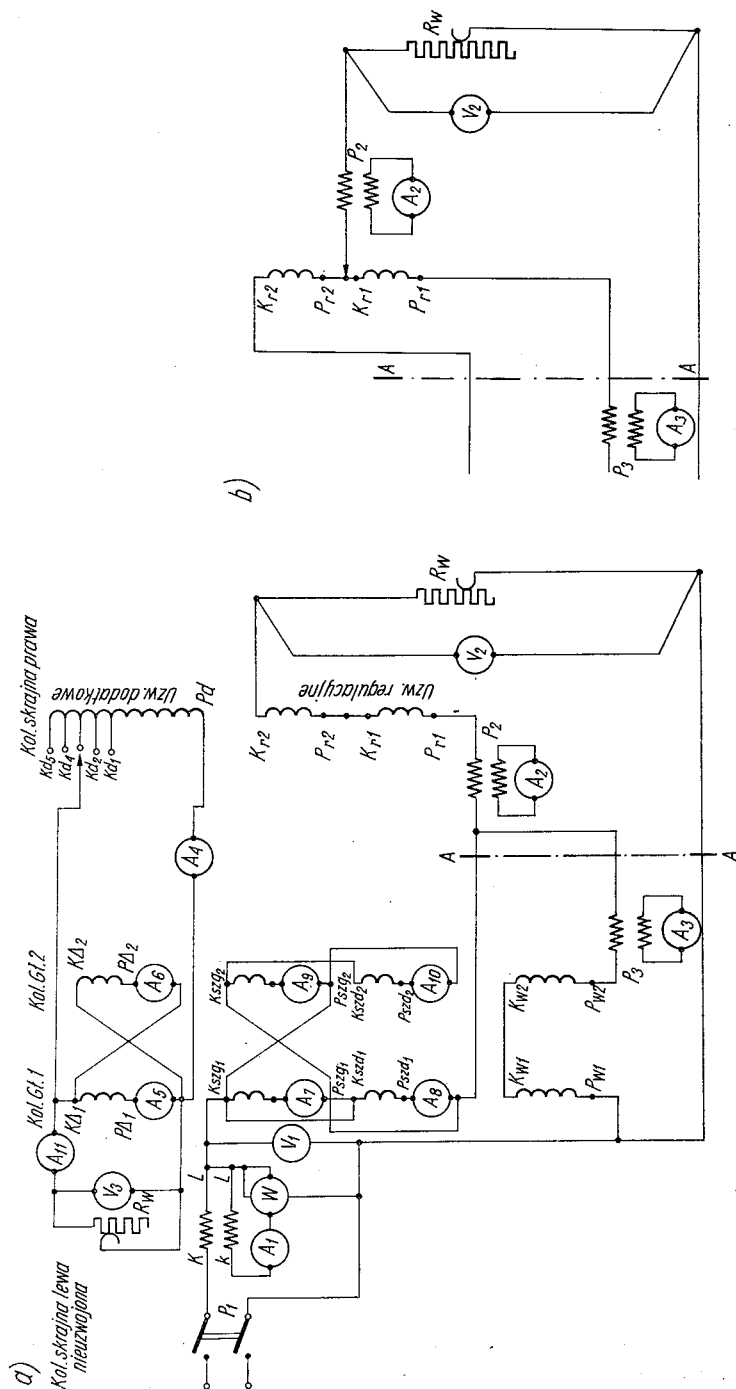
$$\varphi_1 = \varphi_3 - \varphi_4^{*)}$$

$$\varphi_2 = \varphi_4 - \varphi_5$$

*) W całej pracy przez φ i b oznaczane będą chwilowe wartości strumienia i indukcji; zaś przez Φ i B odpowiednio wartości maksymalne

c) uzwojenie regulacyjne — wykonane w dwóch stopniach 2×6 zwojów na prawej kolumnie skrajnej (przy $B_5 = B_k$ w układzie I uzyskuje się regulację $\pm 10\%$, zaś w układzie II — około $\pm 5\%$)

$$z_r = 12 \text{ zw.},$$



Rys. 4. Schemat połączeń autotransformatora: a) w układzie regulacyjnym I (przykładowo zaczip „+”)
b) w układzie regulacyjnym II (przykładowo zaczip „O”)

d) jako uzwojenie trójkątowe wykorzystano istniejące uzwojenie magnesujące o liczbie zwojów na kolumnie 106 (uzwojenia obu kolumn połączono równolegle)

$$z_A = 106,$$

e) uzwojenie dodatkowe wykonano z zaczepami tak, by mieć możliwość wymuszenia różnych wartości indukcji w skrajnej kolumnie, na której znajduje się uzwojenie regulacyjne.

Liczby zwojów na poszczególnych zaczepach:

$$z_{d1} = 186; \quad z_{d2} = 199; \quad z_{d3} = 212; \quad z_{d4} = 225; \quad z_{d5II} = 235; \quad z_{d5I} = 241.$$

Wobec przekroju jarzma $S_j = \frac{1}{2} S_k$, wykorzystując zaczep $z_{d3} = 212$ zwojów, uzyskuje się indukcję w skrajnej kolumnie B_s równą indukcji w kolumnach głównych B_k .

Wszystkie wyżej wymienione uzwojenia mają ten sam kierunek nawinięcia. Sposób ich połączenia oraz rozmieszczenie na kolumnach rdzenia pokazany jest na rys. 4, przedstawiającym schemat połączeń stosowany przy pomiarach.

3. OBLICZENIE LICZBY ZWOJÓW POSZCZEGÓLNYCH UZWOJEŃ AUTOTRANSFORMATORA

Jak zostanie wykazane niżej, zarówno rozptył strumienia w rdzeniu, jak i straty w nim uzależnione są od wartości wymuszonej w skrajnej kolumnie uzwojonej indukcji B_s (przy stałej indukcji w kolumnach głównych B_k). Ponieważ od wartości tej indukcji zależna jest również przy zadanym zakresie regulacji liczba zwojów uzwojenia regulacyjnego, niezbędna jest znajomość wzorów pozwalających obliczyć liczby zwojów poszczególnych uzwojeń autotransformatora tak, by zarówno występująca w skrajnej kolumnie indukcja B_s miała przyjętą przez projektanta jako optymalną z punktu widzenia strat w żelazie wartość, jak i uzyskany został przyjęty zakres regulacji. Wartości indukcji w kolumnach głównych B_k oraz w skrajnej kolumnie uzwojonej B_s zależą bezpośrednio od napięcia zwojowego:

e' (dla kolumn głównych), zależnego od liczby zwojów z_w i z_{sz} oraz od napięcia sieci przypadającego na nie,

e'' (dla skrajnej kolumny uzwojonej), zależnego od napięcia uzwojenia dodatkowego U_d , które jest równe napięciu przyłożonemu z uzwojenia trójkątowego U_A oraz liczby zwojów uzwojenia dodatkowego z_d .

W obu układach

$$e'' = \frac{U_d}{z_d} = \frac{U_A}{z_d} = \frac{z_A}{z_d} e', \quad (1)$$

przy czym przy sinusoidalnie zmiennym e' również e'' jest sinusoidalnie zmienne, a stąd i strumień φ_5 , a także $\varphi_4 = \varphi_5 + \varphi_2$ oraz φ_3 .

Natomiast wartości e' wyrażają się wzorami:

w układzie I

$$e' = \frac{U_1}{z_w + z_{sz}}, \quad (2)$$

w układzie II

$$e' = \frac{U_1 - \Delta U_r}{z_w + z_{sz}} = \frac{U_1 - e'' z_r}{z_w + z_{sz}} = \frac{U_1 - e' \frac{z_d}{z_d} z_r}{z_w + z_{sz}},$$

$$e' = \frac{U_1}{z_w + z_{sz} + \frac{z_d}{z_d} z_r}. \quad (3)$$

Ponieważ

$$B_k = \frac{e'}{4\sigma_{k1} f S_k}, \quad (4)$$

zatem

w układzie I

$$B_{kI} = \frac{U_1}{4\sigma_{k1} f (z_w + z_{sz}) S_k}, \quad (5)$$

w układzie II

$$B_{kII} = \frac{U_1}{4\sigma_{k1} f \left(z_w + z_{sz} + \frac{z_d}{z_d} z_r \right) S_k}. \quad (6)$$

Wartości indukcji w skrajnej kolumnie uzwojonej w obu układach wynoszą

$$B_5 = \frac{\phi_5}{S_j} = \frac{e''}{4\sigma_{k5} f S_j} = \frac{e'}{4\sigma_{k5} f S_j} \cdot \frac{z_d}{z_d}, \quad (7)$$

zatem niezależnie od układu, dzieląc równanie (7) przez (4) otrzymuje się

$$\frac{B_5}{B_k} = \frac{\sigma_{k1}}{\sigma_{k5}} \cdot \frac{S_k}{S_j} \cdot \frac{z_d}{z_d}. \quad (8)$$

Ponieważ współczynniki kształtu σ_k można przyjąć jednakowe i równe 1,11, mamy ostatecznie

$$\frac{B_5}{B_k} = \frac{S_k}{S_j} \frac{z_d}{z_d}, \quad (9)$$

a stąd

$$B_5 = B_k \frac{S_k \cdot z_d}{S_j \cdot z_d}. \quad (10)$$

Ze wzoru (10) wynika, że przy założonej wartości indukcji B_k oraz przy stałej, wynikającej z zadanego napięcia uzwojenia trójkątowego liczbie zwojów tego uzwojenia z_d , można uzyskać dowolną wartość indukcji B_5 przez zmianę liczby zwojów uzwojenia dodatkowego z_d , przy czym przebieg indukcji B_5 pozostanie zawsze praktycznie sinusoidalny. Zmieniając B_5 wpływamy oczywiście również na zmianę indukcji B_4 i B_3 .

Przy projektowaniu autotransformatora należy obliczyć liczby zwojów następujących uzwojeń: wspólnego z_w , szeregowego z_{sz} , trójkątowego z_d , dodatkowego z_d i regulacyjnego z_r .

Zadane są:

moc autotransformatora S_n ,

napięcie pierwotne U_1 ,

napięcie wtórne i zakres regulacji $U_{20} \pm \varepsilon U_{20} = U_{20}(1 \pm \varepsilon)$,

napięcie uzwojenia trójkątowego U_Δ .

Wartości indukcji w kolumnach głównych B_k oraz w skrajnej kolumnie uzwojonej B_s są zakładane. Zakładany jest również stosunek przekroju odcinków jarzmowych S_j do przekroju kolumn głównych S_k . Dla znanej mocy typowej oblicza się średnicę kolumn głównych, a stąd przekrój żelaza S_k , a następnie napięcie zwojowe e' .

Aby obliczyć pięć niewiadomych wartości liczb zwojów, korzystamy z następujących pięciu układów równań:

dla układu I

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } U_\Delta &= z_\Delta e', \\ \text{b) } \frac{z_\Delta}{z_d} &= \frac{S_j}{S_k} \frac{B_s}{B_k}, \\ \text{c) } \varepsilon U_{20} &= z_r e'' = z_r e' \frac{z_\Delta}{z_d}, \\ \text{d) } U_{20} &= z_w e', \\ \text{e) } U_1 &= (z_w + z_{sz}) e'; \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

dla układu II

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } U_\Delta &= z_\Delta e', \\ \text{b) } \frac{z_\Delta}{z_d} &= \frac{S_j}{S_k} \frac{B_s}{B_k}, \\ \text{c) } 2\varepsilon U_{20} &= z_r e'' = z_r e' \frac{z_\Delta}{z_d}, \\ \text{d) } U_{20} &= e' \left(z_w + 0,5 z_r \frac{z_\Delta}{z_d} \right), \\ \text{e) } U_1 &= e' \left(z_w + z_{sz} + z_r \frac{z_\Delta}{z_d} \right). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Na podstawie powyższych równań zostaną przykładowo policzone liczby zwojów dla autotransformatora 500/3 MVA, przy założeniu indukcji $B_s = B_k = 1,7$ T, napięcia zwojowego $e' = 120$ V/zw oraz przekroju jarzm równego połowie przekroju kolumn głównych $\left(S_j = \frac{1}{2} S_k \right)$. Napięcia poszczególnych uzwojeń wynoszą:

$$U_1 = 400/\sqrt{3} = 231 \text{ kV},$$

$$U_{20} \pm \varepsilon U_{20} = 245/\sqrt{3} (1 \pm 0,1) = (141,5 \pm 14,15) \text{ kV},$$

$$U_\Delta = 31,5 \text{ kV}.$$

Przekładnie na znamionowych oraz skrajnych zaczepek są:

$$\vartheta_+ = \frac{231}{155,65} = 1,484; \quad \vartheta_0 = \frac{231}{141,5} = 1,633; \quad \vartheta_- = \frac{231}{127,35} = 1,813.$$

W wyniku obliczeń otrzymano:

dla układu I	dla układu II
$z_A = 262$	$z_A = 262$
$z_d = 524$	$z_d = 524$
$z_r = 236$	$z_r = 472$
$z_w = 1180$	$z_w = 1062$
$z_{sz} = 746$	$z_{sz} = 628$

Jak widać w układzie II należy zastosować dwa razy więcej zwojów uzwojenia regulacyjnego niż w układzie I, jednak — ponieważ ich przekrój powinien być dobrany do prądu w przybliżeniu dwa razy mniejszego (722 A wobec 1310 A w układzie I) — można przyjąć, że zapotrzebowanie miedzi na nie jest w obu układach praktycznie jednakowe. To samo można stwierdzić odnośnie uzwojenia dodatkowego, gdyż w obu układach amperozwoje tego uzwojenia będą w przybliżeniu jednakowe. Wyżej wyprowadzone wnioski słuszne są jednak przy autotransformatorach o przekładni w granicach $1,6 \div 2,0$. Przy przekładniach zbliżonych do jedności zapotrzebowanie miedzi na uzwojenie regulacyjne i dodatkowe będzie większe w układzie II niż w układzie I. Jednakże, biorąc pod uwagę fakt, że uzwojenia wspólne (tu o 10%) i szeregowo (tu o 16%) w układzie II mają zawsze mniejszą (każde o $\frac{1}{2} z_r$ dla układu I) liczbę zwojów, zatem niezależnie od przekładni przy stosowaniu układu II jest mniejsze zużycie miedzi.

Korzystając z niżej podanych wzorów na przekładnię autotransformatora:

dla układu I

$$\vartheta = \frac{z_w + z_{sz}}{z_w \pm z_r \frac{z_A}{z_d}}, \quad (13)$$

dla układu II

$$\vartheta = \frac{z_w + z_{sz} + z_r \frac{z_A}{z_d}}{z_w + \kappa z_r \frac{z_A}{z_d}}, \quad (14)$$

gdzie κ — współczynnik charakteryzujący zaczepek regulacyjny w układzie II (na zaczepek skrajnym „+” $\kappa = 1$, na znamionowym $\kappa = 0,5$ i na skrajnym „-” $\kappa = 0$), obliczono ją, stwierdzając zgodność z założoną.

Wyżej przeprowadzono obliczenie liczby zwojów w założeniu, że $B_5 = B_k$. Gdyby przyjąć $B_5 \neq B_k$, to zmieniłyby się jedynie w stosunku $\frac{B_k}{B_5}$ liczby zwojów uzwojenia dodatkowego i regulacyjnego.

4. ROZKŁAD STRUMIENIA W RDZENIU

Doświadczalne wyznaczenie rozkładu strumienia

Pomiary przeprowadzono za pomocą wektoromierza f-my AEG wykorzystując założone cewki pomiarowe (rys. 2) [1], [4], [5], przy maksymalnej wartości indukcji w kolumnach głównych $B_k = 1,716$ T (stwierdzono, że w rdzeniu modelowym jako wartość maksymalną indukcji wzdłuż całych kolumn można przyjmować wartość zmierzoną w ich środku).

Wyznaczenie rozkładu strumienia, a zatem i indukcji (ograniczono się jedynie do wartości maksymalnych), przeprowadzono przy obu układach połączeń I i II autotransformatora dla szeregu różnych sposobów magnesowania rdzenia, a mianowicie:

1) przy odłączonym uzwojeniu dodatkowym i rozłączonym uzwojeniu trójkątowym — przypadek zwykłego magnesowania rdzenia, zwanego dalej magnesowaniem naturalnym (m.n.) — przebieg strumieni w jarzmach jest odkształcony,

2) z uzwojeniem dodatkowym na zaczeple K_{d3} (212 zwojów) dołączonym do uzwojenia trójkątowego — w stanie jałowym oraz przy obciążeniu autotransformatora na zaczeplach regulacyjnych „+”, „0” i „-” ($B_5 \approx B_k$),

3) z uzwojeniem dodatkowym na zaczeple K_{d5} (241 zwojów w układzie I, zaś 235 zwojów w układzie II) — w stanie jałowym i przy obciążeniu transformatora na zaczeplach regulacyjnych „+”, „0” i „-” ($B_5 \approx B_{5\text{m.n.}}$ przy magnesowaniu naturalnym). Dobór liczby zwojów na zaczeple K_{d5} w obu układach przeprowadzono metodą próby w ten sposób, by uzyskać przy stanie jałowym minimum prądu I_4 w uzwojeniu dodatkowym (rys. 4). Stwierdzono, że wartość indukcji w prawej skrajnej kolumnie, na której znajduje się uzwojenie dodatkowe i regulacyjne, równa jest wtedy w przybliżeniu wartości indukcji jaka występuje w tej kolumnie przy magnesowaniu naturalnym. W ten sposób dobrane liczby zwojów będą nazywane dalej optymalnymi $z_{d\text{opt}}$ (różne dla różnych indukcji B_k i zależne od układu).

Pełne wyniki pomiarów rozkładu strumienia w rdzeniu dla stanu jałowego (stwierdzono, że obciążenie autotransformatora nie wpływa w sposób wyczuwalny na rozkład strumienia w rdzeniu) we wszystkich wymienionych wyżej przypadkach przedstawione są na rys. 5 i 6 oraz w sposób skrócony na rys. 7.

Należy zauważyć, że zgodność obliczenia indukcji B_5 wymuszanej w skrajnej uzwojonej kolumnie (wzór 10) z pomiarem (rys. 7) jest w obu układach bardzo duża:

układ I

$$K_{d5}: B_5 = 2 \cdot 1,716 \cdot \frac{106}{241} = 1,509 \text{ T} \text{ — pomiar } 1,507 \text{ T,}$$

$$K_{d3}: B_5 = 2 \cdot 1,716 \cdot \frac{106}{212} = 1,716 \text{ T} \text{ — pomiar } 1,719 \text{ T,}$$

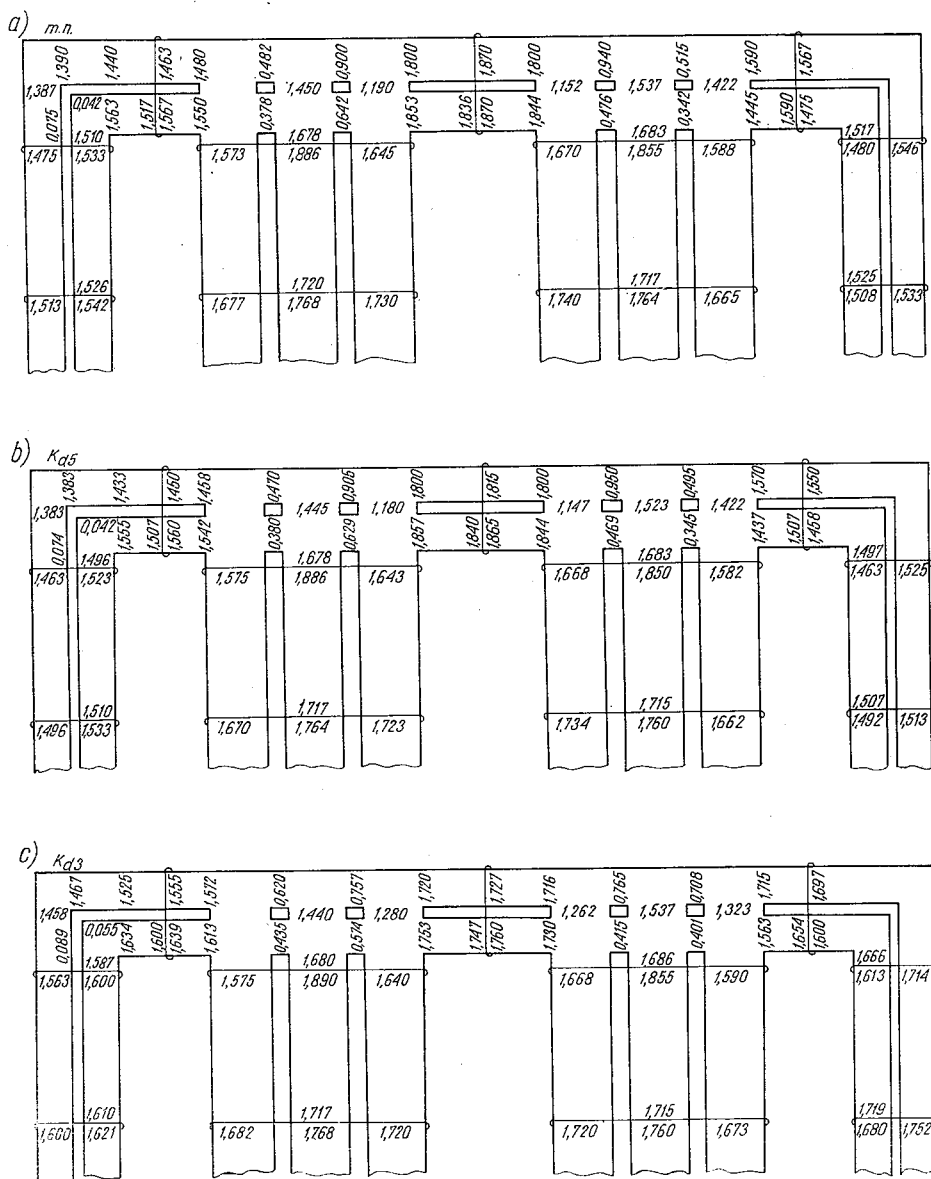
układ II

$$K_{d5}: B_5 = 2 \cdot 1,716 \cdot \frac{106}{235} = 1,548 \text{ T} \text{ — pomiar } 1,550 \text{ T,}$$

$$K_{d3}: B_5 = 2 \cdot 1,716 \cdot \frac{106}{212} = 1,716 \text{ T} \text{ — pomiar } 1,714 \text{ T.}$$

Na podstawie uzyskanych wyników pomiarów wyjaśnione zostaną niżej różnice w rozpiętych strumienia w układach I i II przy różnych sposobach magnesowania.

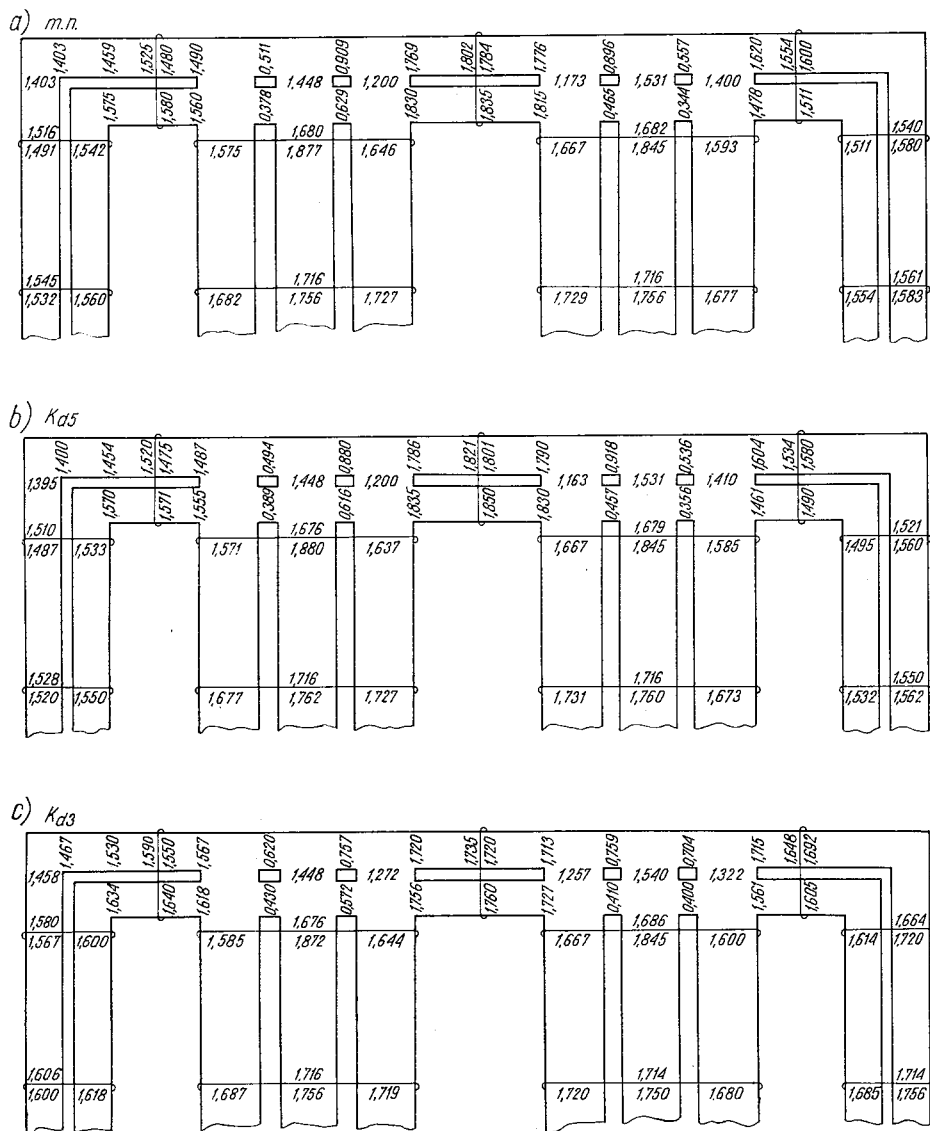
Sposób magnesowania naturalny w układzie I (rys. 5a) jest identyczny jak przy normalnym magnesowaniu rdzenia w układzie transformatorowym. Przebieg strumienia,



Rys. 5. Maksymalne wartości indukcji występujące w poszczególnych częściach obwodu magnetycznego autotransformatora w układzie I przy magnesowaniu:

- | | |
|--|---------------------------|
| a) naturalnym, | } $B_k = 1,716 \text{ T}$ |
| b) z uzwojeniem dodatkowym na zaczepek K_{d5} (241 zwojów) | |
| c) z uzwojeniem dodatkowym na zaczepek K_{d3} (212 zwojów) | |

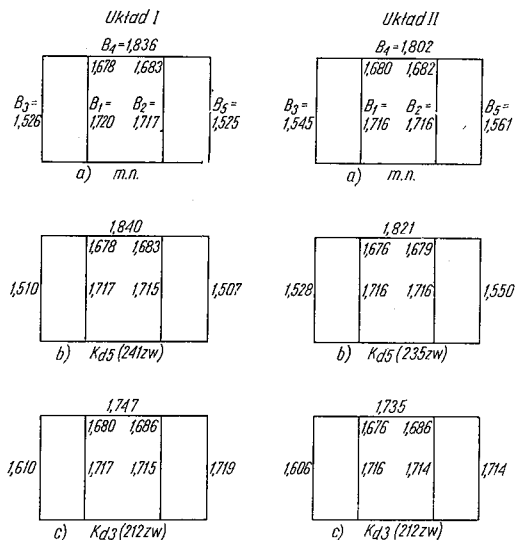
a zatem i indukcji w odcinkach jarzmowych, jest wtedy odkształcony — rys. 8a, b. Połączenie uzwojenia dodatkowego z uzwojeniem trójkątowym powoduje usinusoidalnienie strumienia, przy czym na zaczepek K_{d5} amplitudy indukcji pozostają zbliżone do amplitud występujących przy magnesowaniu naturalnym — rys. 8c, d oraz rys. 7, zaś na zaczepek K_{d3} uzyskuje się zrównanie indukcji w kolumnach głównych (B_1, B_2) oraz w uzwojonej



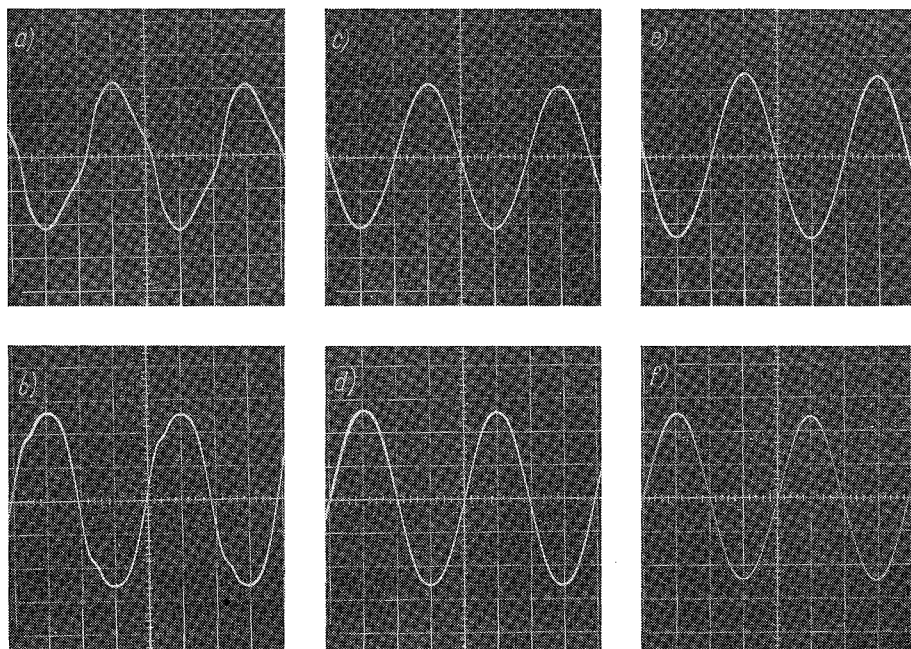
Rys. 6. Maksymalne wartości indukcji występujące w poszczególnych częściach obwodu magnetycznego autotransformatora w układzie II przy magnesowaniu:

- | | |
|--|---------------------------|
| a) naturalnym, | } $B_k = 1,716 \text{ T}$ |
| b) z uzwojeniem dodatkowym na zaczepek K_{d5} (235 zwojów) | |
| c) z uzwojeniem dodatkowym na zaczepek K_{d3} (212 zwojów) | |

kolumnie skrajnej (B_5) — rys. 8e, f oraz rys. 7. Należy tu zauważyć, że o ile w przypadku zaczeplu K_{d5} (magnesowanie zbliżone do naturalnego) indukcje B_3 i B_5 są praktycznie takie same, to przy zaczeplu K_{d3} , mimo zrównania indukcji B_5 z B_1 i B_2 , rozptyw stru-



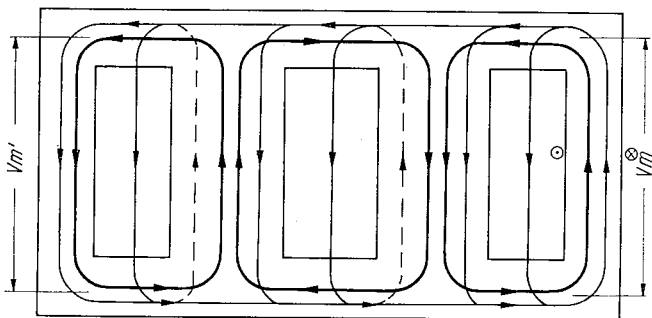
Rys. 7. Wartości indukcji w kolumnach i jarzmach rdzenia przy różnych sposobach magnesowania (podane liczby — patrz rys. 5 i 6) przy $B_k = 1,716 \text{ T} = \text{const}$



Rys. 8. Przebieg indukcji w odcinkach jarzmowych rdzenia (układ I) przy magnesowaniu naturalnym (a, b), na zaczeplu uzwojenia dodatkowego K_{d5} (c, d) oraz K_{d3} (e, f) — $1 \text{ dz} \hat{=} 0,7 \text{ T}$: a) $b_{VIII} - m, n$; b) $b_{XIV} - m, n$; c) $b_{VIII} - K_{d5}$; d) $b_{XIV} - K_{d5}$; e) $b_{VIII} - K_{d3}$; f) $b_{XIV} - K_{d3}$

mieni ϕ_3 i ϕ_4 (oba również sinusoidalne) pozostał nadal nierównomierny, ale teraz w mniejszym stopniu (K_{d5} : $B_3 = 1,510$ T, $B_4 = 1,840$ T, $\Delta B \approx 20\%$; K_{d3} : $B_3 = 1,610$ T, $B_4 = 1,747$ T, $\Delta B \approx 8\%$). Uzasadnienie tego podano poniżej.

Przy magnesowaniu na zaczeple K_{d5} rozpliw strumienia jest bardzo zbliżony do naturalnego i przez uzwojenie dodatkowe płyną jedynie niewielkie prądy wyższych harmonicznych powodujące usinusoidalnienie strumienia przy jego praktycznie tej samej amplitudzie. Przy pracy na zaczeple K_{d3} w skrajnej kolumnie uzwojonej wymuszony zostaje znacznie większy strumień. W uzwojeniu dodatkowym musi zatem popłynąć prąd powodujący domagnesowanie tej kolumny. Wytworzony dodatkowy strumień domagnesowujący zamyka się w przeważającej mierze poprzez nieuzwojoną kolumnę skrajną i częściowo przez



Rys. 9. Poglądowe przedstawienie rozkładu strumieni przy magnesowaniu na zaczeple K_{d3} . Napięcie magnetyczne V_m jest większe niż V_u'

- strumień odpowiadający magnesowaniu naturalnemu
- · — strumień wymuszający wzrost indukcji w skrajnej kolumnie uzwojonej
- strumień utrzymujący stałą wartość indukcji w kolumnach głównych

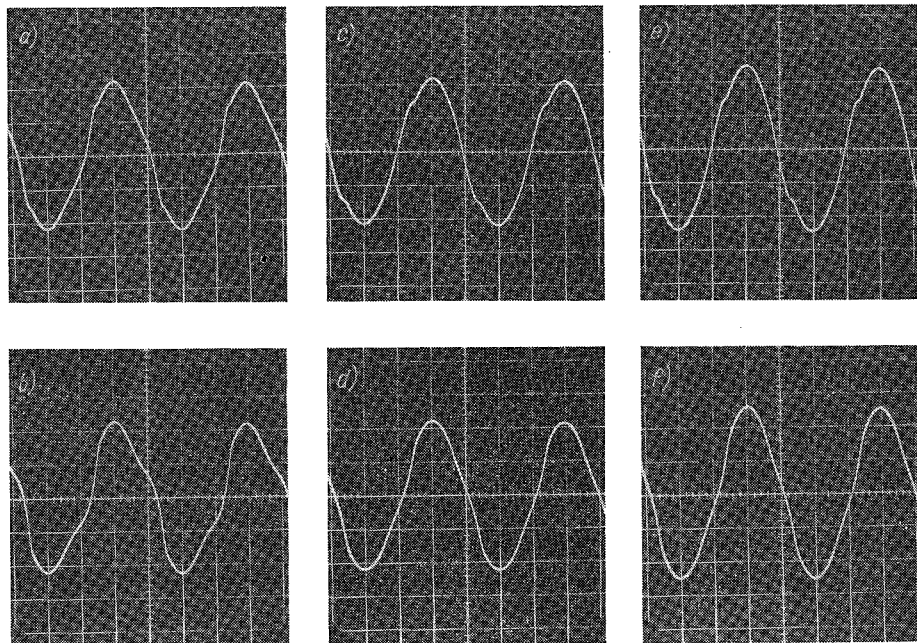
zewewnętrzne, położone bliżej skrajnej kolumny uzwojonej ramy kolumn głównych. Ponieważ jednak w kolumnach głównych całkowity strumień nie może ulec zmianie, stąd w pozostałych ramach zewnętrznych musi popłynąć strumień o odpowiedniej wartości, przeciwnie skierowany. Powyższe ilustruje rys. 9, a potwierdzają wartości indukcji w poszczególnych częściach obwodu magnetycznego podane na rys. 5c w porównaniu z rys. 5b. Z dokładnej analizy wartości indukcji wynika, że część strumienia zamyka się również jako strumień jarzmowy, co jest w zupełności uzasadnione, biorąc pod uwagę stosunek reluktancji przestrzeni powietrznej do reluktancji obwodu magnetycznego.

Przechodząc do magnesowania w układzie II należy zauważyć, że:

1) Magnesowanie naturalne w tym układzie przebiega inaczej niż magnesowanie naturalne w układzie I, co jest spowodowane wprowadzeniem amperozwojów magnesujących głównych na skrajną kolumnę. Z rys. 7a obu układów widać, że w układzie II indukcja w poziomym odcinku jarzmowym B_4 maleje, natomiast w kolumnach skrajnych B_3 i B_5 rośnie, ale nieco większa utrzymuje się w skrajnej kolumnie uzwojonej ($B_5 > B_3$). Zmiany te wywołują oczywiście również pewne różnice w rozplywie strumienia w poszczególnych ramach jarzm i kolumn głównych (por. rys. 5a i 6a). Fizyczne uzasadnienie zjawiska jest analogiczne jak przy magnesowaniu na zaczeple K_{d3} w układzie I. Tu również zostały wprowadzone dodatkowe amperozwoje magnesujące na skrajną kolumnę uzwojoną.

2) Magnesowanie na zaczeple K_{d5} daje wartości indukcji w jarzmach zbliżone do wartości przy magnesowaniu naturalnym — duża nierównomierność między $B_3 = 1,528$ T i $B_4 = 1,821$ T (B_3 pozostaje jak przy magnesowaniu naturalnym mniejsze od B_5) — rys. 7b układu II.

3) Magnesowanie na zaczeple K_{d3} wyrównuje indukcje B_5 z B_1 i B_2 , ale nierówność indukcji B_3 i B_4 — choć mniejsza niż na zaczeple K_{d5} — pozostaje ($B_3 = 1,606$ T, $B_4 = 1,735$ T, $\Delta B \approx 8\%$), rys. 7c układu II.

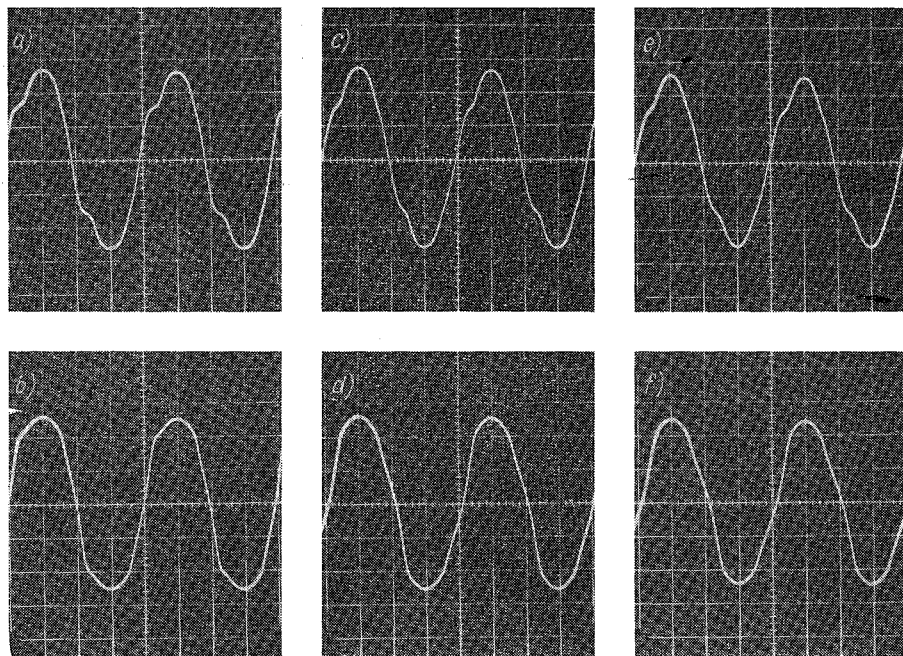


Rys. 10. Przebieg indukcji w ramach skrajnej kolumny uzwojonej (układ I) przy magnesowaniu naturalnym (a, b), na zaczeple K_{d5} (c, d) i na zaczeple K_{d3} (e, f) — $1 \text{ dz} \hat{=} 0,7 \text{ T}$: a) $b_{19} — m, n$; b) $b_{20} — m, n$; c) $b_{19} — K_{d5}$; d) $b_{20} — K_{d5}$; e) $b_{19} — K_{d3}$; f) $b_{20} — K_{d3}$

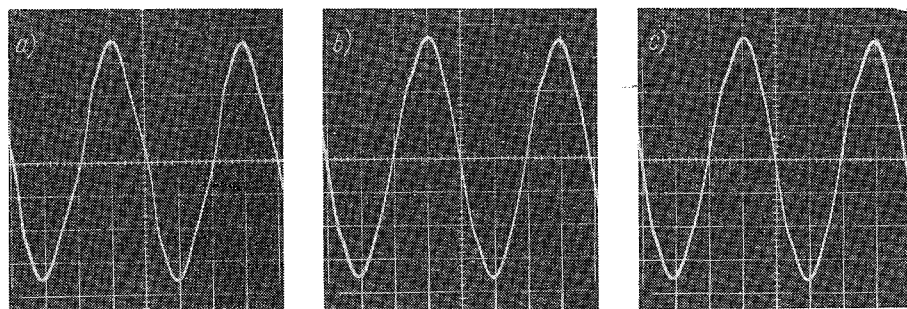
Jak wynika z rysunków 10, 11 i 12, przebieg strumienia w poszczególnych ramach jarzm, mimo usinusoidalnienia strumienia całkowitego w jarzmach, pozostał nadal odkształcony — teraz jednak w mniejszym stopniu.

Jeśli chodzi o przebieg krzywych indukcji zarówno w całych przekrojach jarzm jak i w poszczególnych ramach jarzm i kolumn przy różnych sposobach magnesowania w układzie I i II, nie obserwuje się istotnych zmian w tych przebiegach w zależności od zastosowanego układu. Stąd załączono oscylogramy (rys. 8, 10, 11 i 12) dotyczące tylko jednego z nich, a mianowicie układu I.

Niezależnie od sposobu magnesowania i układu (I lub II) charakter nierównomierności rozkładu strumienia na poszczególne ramy jest taki sam, jak przy naturalnym magnesowaniu transformatorowym (rys. 5 i 6). Jedynie wartości bezwzględne indukcji są większe lub mniejsze w zależności od wartości wypadkowych indukcji w przekroju całkowitym.



Rys. 11. Przebieg indukcji w ramach poziomego odcinka jarzmowego (układ I) przy magnesowaniu naturalnym (a, b), na zaczeple K_{d5} (c, d) i na zaczeple K_{d3} (e, f) — $1 \text{ dz} \triangleq 0,7 \text{ T}$: a) $b_{41} - m, n$; b) $b_{42} - m, n$; c) $b_{41} - K_{d5}$; d) $b_{42} - K_{d5}$; e) $b_{41} - K_{d3}$; f) $b_{42} - K_{d3}$



Rys. 12. Przebieg indukcji w ramie zewnętrznej kolumny głównej lewej (układ I) przy magnesowaniu naturalnym (a), na zaczeple K_{d5} (b) i na zaczeple K_{d3} (c) — $1 \text{ dz} \triangleq 0,46 \text{ T}$: a) $b_{13} - m, n$; b) $b_{13} - K_{d5}$; c) $b_{13} - K_{d3}$

Obliczenie rozkładu strumienia

Jak wynika z pomiarów i obliczeń przytoczonych w punkcie poprzednim, dokładne ustalenie wartości maksymalnych indukcji jest możliwe jedynie dla całkowitych przekrojów kolumn głównych — B_k oraz dla całkowitego przekroju skrajnej kolumny uzwojonej — B_5 , która to indukcja zależna jest od doboru liczby zwojów uzwojenia dodatkowego. Indukcji w pozostałych odcinkach jarzma — B_3 i B_4 obliczyć w sposób ścisły nie można. Są one zależne od stosunku reluktancji odcinków, wzdłuż których przenikają strumienie Φ_3

i Φ_4 oraz od reluktancji przestrzeni powietrznej. Stwierdzono w badanym modelu, że na zaczepie K_{d3} przy obu układach otrzymuje się w kolumnie skrajnej nieuzwojonej $B_3 \approx 0,94 B_k$, zaś w poziomym odcinku jarzmowym $B_4 \approx 1,01 B_k$ (rys. 7). Przyczyną tego, że B_3 różni się od B_k w innym stopniu niż B_4 jest rozproszenie strumienia. Na zaczepach K_{c5} wartości indukcji B_3 , B_4 i B_5 są w obu układach zbliżone do wartości przy magnesowaniu naturalnym (różne w układzie I i II). Dokładna metoda obliczenia tych indukcji nie jest opracowana.

Na podstawie wzorów podawanych w literaturze [2], [6], [8], dotyczących rdzeni 4-kolumnowych nie dzielonych na ramy, można obliczyć jedynie wartości przybliżone dla magnesowania naturalnego w układzie I:

$$\left. \begin{aligned} B_3 &= -B_k \frac{S_k}{S_j} \frac{1}{1 + 2 \frac{m}{n} \frac{\mu_4}{\mu_3}}, \\ B_4 &= B_3 + B_k \frac{S_k}{S_j}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

gdzie:

m — długość skrajnych odcinków jarzmowych, czyli od punktu A do A' na rys. 3,

n — długość dwóch odcinków jarzmowych zawartych między kolumnami głównymi,

μ_3 i μ_4 — przenikalności magnetyczne blachy odpowiadające indukcjom B_3 i B_4 .

Korzystając z tych wzorów obliczono dla rdzenia modelowego przy indukcji $B_k = 1,716$ T (jak przy pomiarach) indukcje

$$B_3 = B_5 = 1,66 \text{ T},$$

$$B_4 = 1,77 \text{ T}.$$

Odpowiadające im wartości pomierzone wynoszą

$$B_3 = 1,526 \text{ T},$$

$$B_5 = 1,525 \text{ T},$$

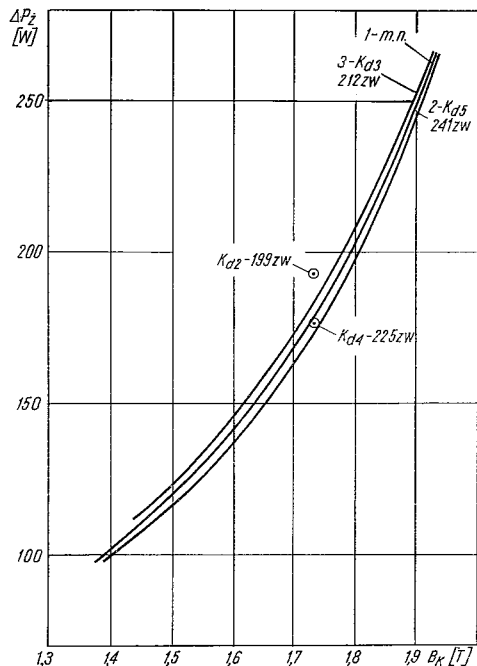
$$B_4 = 1,836 \text{ T},$$

czyli $B_3 \approx B_5$ obliczono o około 8,5% za duże, zaś B_4 o ok. 3,5% za małe. Rozbieżność zatem jest dość znaczna. Można jednak przypuszczać, że w rdzeniu dużego transformatora rozbieżność ta będzie mniejsza, gdyż przy jednostkach dużych rola szczelin powietrznych jest stosunkowo mniejsza, a wzory, z których obliczano indukcje, nie uwzględniają ich występowania.

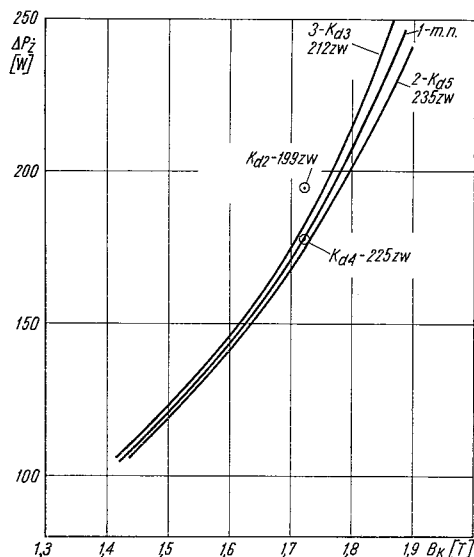
5. STRATY W ŻELAZIE

Straty w żelazie autotransformatora połączonych w układzie I i II uzwojeń pomierzono w układzie pomiarowym jak na rys. 4, stosując przy tym różne sposoby magnesowania, tj. magnesowanie naturalne (odłączone uzwojenie dodatkowe i trójkątowe) oraz wymuszanie różnych indukcji w odcinkach jarzmowych (uzwojenie trójkątowe załączane na różną liczbę zwojów uzwojenia dodatkowego). Wyniki pomiarów przedstawione są w for-

mie wykresów na rys. 13 i 14. Jak widać z tych wykresów charakterystyka strat w żelazie dla magnesowania naturalnego w układzie I przebiega nieco niżej niż w układzie II (173,5 W wobec 176 W przy $B_k = 1,716$ T). Jest to uzasadnione tym, że w układzie II jest bardziej równomierny rozkład indukcji w odcinkach jarzmowych niż w układzie I (por. rys. 7a dla obu układów), a zatem wzrost indukcji występuje w częściach o większej masie żelaza,



Rys. 13. Straty w żelazie autotransformatora połączanego w układzie I w funkcji indukcji
1 — charakterystyka przy magnesowaniu naturalnym (odłączane uzwojenie dodatkowe i trójkątowe), 2 — charakterystyka przy uzwojeniu dodatkowym na zaczepek K_{d5} — liczba zwojów optymalna dla $B_k = 1,716$ T, 3 — charakterystyka przy uzwojeniu dodatkowym na zaczepek K_{d3} — maksymalne wartości indukcji B_3 i B_4 możliwie zbliżone
Pojedyncze zaznaczone punkty dotyczą innych jeszcze liczb zwojów uzwojenia dodatkowego



Rys. 14. Straty w żelazie autotransformatora połączanego w układzie II w funkcji indukcji
1 — charakterystyka przy magnesowaniu naturalnym (odłączane uzwojenie dodatkowe i trójkątowe), 2 — charakterystyka przy uzwojeniu dodatkowym na zaczepek K_{d5} — liczba zwojów optymalna dla $B_k = 1,716$ T, 3 — charakterystyka przy uzwojeniu dodatkowym na zaczepek K_{d3} — maksymalne wartości indukcji B_3 i B_4 możliwie zbliżone
Pojedyncze zaznaczone punkty dotyczą innych jeszcze liczb zwojów uzwojenia dodatkowego

a malenie indukcji w częściach o mniejszej masie, co wpływa na ogólny niewielki wzrost strat w żelazie.

Straty w żelazie przy liczbie zwojów uzwojenia dodatkowego z_d dobranej dla indukcji 1,716 T tak, by prąd w uzwojeniu dodatkowym był najmniejszy (zaczepek K_{d5}) — rozkład strumienia zbliżony do naturalnego — są w obu układach jeszcze mniejsze niż przy magnesowaniu naturalnym. Wynika to stąd, że przebieg indukcji w całych przekrojach jarzm został usinusoidalniony. Przebieg indukcji w poszczególnych ramach pozostał wprawdzie nadal odkształcony, ale stopień odkształcenia zmniejszył się, szczególnie w odcinkach jarzmowych — por. rys. 10, 11 i 12. Stwierdzono, że w układzie I zmniejszenie odkształcenia strumienia nastąpiło w całym obwodzie magnetycznym, z wyjątkiem jedynie we-

wewnętrznych ram kolumn głównych, zaś w układzie II — z wyjątkiem wewnętrznych ram kolumn głównych oraz wewnętrznych ram pionowych odcinków jarzmowych. Stąd w układzie II na zaczepie K_{d5} występuje tylko nieznaczne zmniejszenie strat w żelazie w stosunku do magnesowania naturalnego.

Przy magnesowaniu na zaczepie K_{d3} ($z_d = 212$ zwojów) indukcja w skrajnej kolumnie uzwojonej zostaje w obu układach wymuszona do wartości równej indukcji w kolumnach głównych. Wobec tej samej indukcji w kolumnach głównych w obu układach, również w pozostałych odcinkach jarzmowych indukcje będą zbliżone, a więc przy $B_k = 1,716$ T $B_3 \approx 1,61$ T, zaś $B_4 \approx 1,74$ T (por. rys. 7c dla obu układów). Należy się więc spodziewać takiego samego przebiegu charakterystyk strat w żelazie w obu układach na zaczepie K_{d3} . Jak wynika z rys. 13 i 14 w układzie II charakterystyka przebiega nieco wyżej (przy $B_k = 1,716$ T $\Delta P_{z_I} = 178,5$ W, zaś $\Delta P_{z_{II}} = 181,0$ W — różnica 1,4%). Wynika to stąd, że jak stwierdzono stopień odkształcenia SEM-ych w poszczególnych ramach jest na zaczepie K_{d3} w układzie II większy niż w układzie I. Przyczyną tego może być fakt, że w układzie II źródłem wymuszającym odpowiednią wartość strumienia w skrajnej kolumnie uzwojonej są, oprócz amperozwojów uzwojenia dodatkowego, amperozwoje uzwojenia regulacyjnego.

Pojedyncze punkty zaznaczone na rys. 13 i 14 dotyczą magnesowania przy innych liczbach zwojów uzwojenia dodatkowego. Jak widać, im większa jest liczba zwojów uzwojenia dodatkowego, a zatem im mniejsza jest wymuszona indukcja w pionowych odcinkach jarzmowych, tym straty w żelazie są mniejsze. Malenie strat w żelazie przebiega jednak coraz wolniej.

Dla bardziej przejrzystego ujęcia zależności strat w żelazie od zastosowanej liczby zwojów uzwojenia dodatkowego z_d wykonano szereg pomiarów (w układzie I i II), zachowując stałą wartość indukcji w kolumnach głównych ($B_k = 1,716$ T) przy zmianie liczby zwojów z_d . Rezultaty pomiarów dla układu I przedstawiono w formie graficznej na rys. 15. Jak widać, zarówno minimum prądu I_4 , jak i I_1 występuje przy $z_d = 241$ zwojów (K_{d5}). Wtedy prądy I_7 , I_8 , I_9 , I_{10} w połówkach połączonych równolegle uzwojenia szeregowego wypadają zbliżone do siebie; przy innych liczbach zwojów prądy w połówkach leżących na różnych kolumnach głównych wypadają różne.

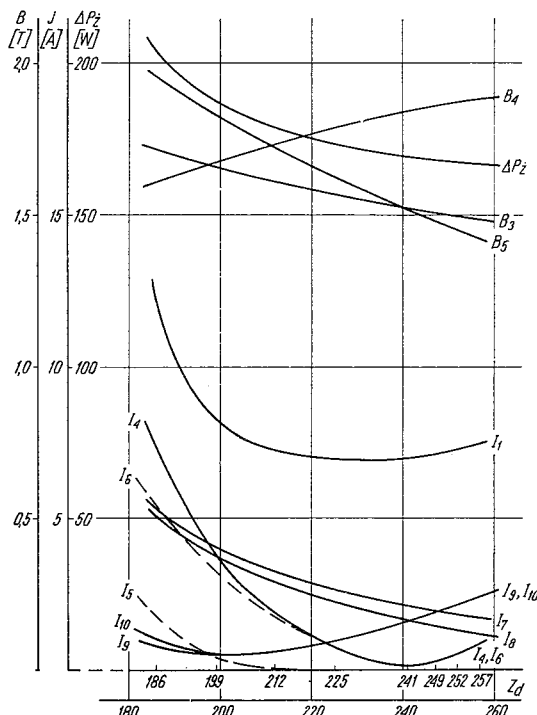
Przy omawianej liczbie zwojów $z_d = 241$ indukcje w pionowych odcinkach jarzmowych wypadają jednakowe i zbliżone do indukcji przy magnesowaniu naturalnym. Jeżeli chodzi o straty w żelazie, to są one stale ze wzrostem z_d malejące, przy czym malenie to jest coraz wolniejsze. W zakresie liczby zwojów z_d , rozsądnej do stosowania w praktyce, a zatem zawartej w naszym przypadku w granicach między 212 a 241, co odpowiada wymuszaniu indukcji w skrajnej kolumnie uzwojonej od wartości $B_5 = B_k$ w kolumnach głównych do $B_5 = B_{5\text{m.n.}}$ przy magnesowaniu naturalnym, straty w żelazie maleją od wartości 178,5 W do 169,0 W, czyli o ok. 5,5%.

Należy tu zauważyć, że zmniejszenie strat w żelazie, uzyskane wyżej drogą powiększenia liczby zwojów z_d , powoduje większe zużycie miedzi i to nie tylko na uzwojenie dodatkowe, ale również i na regulacyjne, gdyż jak wynika ze wzorów (13) i (14), aby uzyskać zadaną przekładnię na wszystkich zaczepach należy odpowiednio również powiększyć liczbę zwojów regulacyjnych.

Jeżeli chodzi o analogiczny do rys. 15 rysunek dla układu II, to nie wykonywano go, gdyż stwierdzono, że:

- 1) przebiegi indukcji B_3 , B_4 i B_5 są identyczne,
- 2) przebieg strat w żelazie praktycznie jest taki sam (różnice nie przekraczają 1%),
- 3) przebiegi prądów są bardzo zbliżone zarówno co do wartości jak i charakteru, jedynie minimum prądu I_4 występuje tu przy innej liczbie zwojów, a mianowicie przy $z_{d_{opt}} = 235$.

Stosując w układzie II optymalną z punktu widzenia prądu I_4 liczbę zwojów $z_{d_{opt}} = 235$, otrzyma się przy $B_k = 1,716$ T straty w żelazie 173 W, a więc w porównaniu ze stratami przy $z_d = 212$ zwojów (181 W) o około 4,5% mniejsze.



Rys. 15. Charakterystyki strat w żelazie, prądów w poszczególnych uzwojeniach oraz indukcji w odcinkach jarzmowych w funkcji liczby zwojów uzwojenia dodatkowego z_d przy $B_k = 1,716$ T (układ I)

Liczba $z_{d_{opt}}$ w układzie II zależy nie tylko od indukcji w kolumnie, dla której ją wyznaczamy, ale przede wszystkim od zakresu regulacji. W badanym modelu zakres regulacji w układzie II wynosił nieco poniżej 5%. Przy regulacji 10%-owej $z_{d_{opt}}$ wypadłoby znacznie bardziej zbliżone do z_{dB_k} , przy którym uzyskuje się w skrajnej kolumnie uzwojonej indukcję równą indukcji w kolumnach głównych. Wynika to stąd, że przy magnesowaniu naturalnym w tym układzie wprowadzone stosunkowo duże amperozwoje uzwojenia regulacyjnego domagnesowują w znacznym stopniu kolumny skrajne. Stosując w układzie II liczbę zwojów uzwojenia dodatkowego $z_{d_{opt}}$ wynikającą z naturalnego rozkładu strumienia, uzyska się w przypadku szerokiego zakresu regulacji większe straty w żelazie niż przy wąskim zakresie regulacji.

Jak wynika z powiedzianego wyżej, celowym jest takie dobieranie liczby zwojów z_d , żeby otrzymać rozkład indukcji możliwie zbliżony do naturalnego. Przy projektowaniu autotransformatora dobór $z_{d_{opt}}$ może być zrobiony jedynie na podstawie policzonego rozkładu naturalnego dla magnesowania w układzie I.

Jak stwierdzono, indukcja w skrajnych kolumnach $B_3 = B_5$ policzona dla rozkładu naturalnego wypada znacznie większa niż pomierzona. Stąd przyjęcie liczby zwojów uzwojenia dodatkowego z_d wynikającej z indukcji policzonej da w skrajnych kolumnach indukcję większą niż uzyskano z pomiarów dla rozkładu naturalnego, a zatem i większe straty w żelazie. Z obliczeń dla rdzenia modelowego otrzymano $B_3 = B_5 = 1,66$ T (przy $B_k = 1,716$ T). Aby wymusić tę indukcję w skrajnej kolumnie uzwojonej, należałoby zastosować liczbę zwojów z_d o $\frac{1,716}{1,66}$ większą w stosunku do liczby zwojów z_{dk_B} wymuszającej indukcję 1,716 T. Jak wynika z rys. 15 spowodowałoby to obniżenie strat w żelazie z 178,5 W do 175 W, a zatem o 2%.

Przy układzie II $z_{d_{opt}}$ jest mniejsze niż w układzie I i tu jest dość duże prawdopodobieństwo, że przyjmując z_d wynikające z indukcji obliczonej dla magnesowania naturalnego w układzie I będziemy znajdować się stosunkowo blisko $z_{d_{opt}}$. Nie jest zresztą rzeczą konieczną utrafienie dokładne z liczbą zwojów uzwojenia dodatkowego do wartości $z_{d_{opt}}$. Jeśli nawet przyjmimy $z_d \neq z_{d_{opt}}$, to wprowadzie składowa magnesująca prądu I_d będzie większa, jak również prądy magnesujące w połówkach równoległych uzwojenia szeregowego będą różne, nie ma to jednak większego znaczenia, gdyż w dużych transformatorach prąd magnesujący jest pomijalnie mały w porównaniu z prądem obciążenia, a za to przy przyjęciu $z_d > z_{dk_B}$ straty w żelazie napewno będą mniejsze niż przy $z_d = z_{dk_B}$. Nie należy jedynie przyjmować $z_d < z_{dk_B}$, gdyż to, jak widać z rys. 15, powoduje szybki wzrost strat w żelazie.

Omówione tu zjawiska dotyczą magnesowania autotransformatora od strony 400 kV.

6. UWAGI I WNIOSKI

W niniejszym artykule poruszonych zostało szereg zagadnień dotyczących obwodu magnetycznego jednofazowego autotransformatora wykonanego na rdzeniu 4-kolumnowym z uzwojeniem regulacyjnym umieszczonym na jednej z kolumn skrajnych. Szczegółowe rozpatrzenie tych zagadnień zawierają odpowiednie rozdziały. Tu zostaną zebrane jedynie najważniejsze wnioski.

1) Sposób magnesowania rdzenia zbadany w układzie I i II (rys. 1) z punktu widzenia zachodzących zjawisk jest zasadniczo różny i znacznie bardziej skomplikowany niż przy magnesowaniu rdzenia posiadającego uzwojenia tylko na kolumnach głównych.

2) Konieczność wprowadzenia na kolumnę skrajną przy umieszczeniu tam uzwojenia regulacyjnego jeszcze dodatkowego uzwojenia, które prócz kompensacji amperozwojów uzwojenia regulacyjnego usinusoidalnia strumień w jarzmach, powoduje dodatkowe koszty zarówno materiałowe jak i robocizny, a także daje dodatkowe straty obciążeniowe.

3) Usinusoidalnienie strumienia w jarzmach ma miejsce przy rozpatrywaniu całego przekroju. Natomiast przebieg strumienia w poszczególnych ramach (zarówno kolumn

głównych, jak i jarzm) pozostaje nadal odkształcony, stopień odkształcenia jednak w poszczególnych ramach jest na ogół mniejszy.

4) W zależności od doboru liczby zwojów uzwojenia dodatkowego z_d można wymusić w skrajnej kolumnie uzwojonej dowolną wartość indukcji B_5 (odpowiednio do tego zmienia się rozkład indukcji w pozostałych odcinkach jarzmowych B_3 i B_4), przy czym zachodzi tu zależność

$$B_5 = B_k \frac{S_k}{S_j} \frac{z_d}{z_A}.$$

W omawianej pracy do badań wykorzystywany był rdzeń modelowy o przekroju jarzm S_j równym połowie przekroju kolumn głównych S_k , co najczęściej ma miejsce. Wyciągnięte wnioski dotyczą tego przypadku.

5) Jako graniczne wartości indukcji B_5 w skrajnej kolumnie uzwojonej można przyjmować:

a) $B_5 = B_k$ w kolumnach głównych. Wtedy w kolumnie skrajnej nieuzwojonej występuje indukcja B_3 nieco mniejsza od B_k , zaś w poziomym odcinku jarzma B_4 nieco większa od B_k ; stosunkowo duża jest równomierność rozkładu indukcji w całym rdzeniu. Stan ten uzyskuje się przy $S_j = \frac{1}{2} S_k$, przyjmując liczbę zwojów uzwojenia dodatkowego z_d równą 2-krotnej liczbie zwojów uzwojenia trójkątowego z_A (ogólnie wzór (9)).

b) $B_5 = B_{5\text{m.n.}}$ jaka występuje w kolumnach skrajnych przy magnesowaniu naturalnym. Wtedy w kolumnach skrajnych występują znacznie mniejsze indukcje B_3 i B_5 niż w kolumnach głównych B_k , zaś w poziomym odcinku jarzma indukcja B_4 większa od B_k . Nierównomierność rozkładu indukcji w całym rdzeniu jest stosunkowo duża. Jako wartość indukcji B_5 potrzebną do obliczenia liczby zwojów uzwojenia dodatkowego

$$z_d = \frac{S_k}{S_j} \frac{B_k}{B_5} z_A$$

można przyjąć wartość uzyskaną drogą obliczeniową — wzory (15).

6) Wartość strat w żelazie uzależniona jest od rozkładu strumienia w rdzeniu a zatem od wartości indukcji, jaka jest wymuszana w skrajnej kolumnie uzwojonej. Przyjmując jako porównawcze straty w żelazie, które występują przy doborze $B_5 = B_k$, należy stwierdzić, że zmniejszenie B_5 powoduje malenie strat, przy czym najpierw jest ono stosunkowo szybkie a potem coraz wolniejsze (por. rys. 15). Przyczyną malenia strat jest fakt, że w częściach o większej masie (kolumny skrajne) wymuszamy mniejszą indukcję, a spowodowany tym wzrost indukcji w poziomych odcinkach jarzmowych między kolumnami głównymi dotyczy stosunkowo mniejszej masy. Przy podjęciu decyzji odnośnie wyboru wartości indukcji B_5 należy wziąć pod uwagę również stronę ekonomiczną zagadnienia, a mianowicie ustalić czy ważniejszą rzeczą jest obniżenie strat w żelazie, czy też mniejszy koszt uzwojenia dodatkowego i regulacyjnego (przy mniejszych stratach w żelazie większa liczba zwojów powyższych uzwojeń). Orientacyjnie można przyjąć (rys. 15), że powiększenie liczby zwojów uzwojenia dodatkowego z_d (a zatem i regulacyjnego z_r) o 4% w stosunku do z_d wymuszającej indukcję $B_5 = B_k$ daje obniżenie strat w żelazie o ok. 2,5%. Dalsze powiększenie liczby zwojów z_d , np. o następne 4%, powoduje dalsze zmniejszenie strat w żelazie, ale już tylko o ok. 1,2%.

7) Przy wyborze układu regulacyjnego (I lub II) należy wziąć pod uwagę fakt, że przy układzie II mamy mniejsze zużycie miedzi, ale zastosowany przełącznik zaczepów musi posiadać dwa razy większą liczbę kontaktów niż przy układzie I.

8) Dla uogólnienia wniosków i uściślenia ich byłoby celowym przeprowadzenie analogicznych badań na modelowych rdzeniach 4-kolumnowych różniących się między sobą:

a) proporcjami wymiarów — różne długości jarzm bocznych,

b) różnymi szerokościami okna między skrajną kolumną uzwojoną a kolumną główną i skrajną kolumną nieuzwojoną a kolumną główną,

c) różnymi przekrojami odcinków jarzmowych (niektóre wytwórnice stosują powiększenie przekroju poziomych odcinków jarzmowych). Byłoby również celowe ustalenie — w przypadku wyboru układu II — wpływu na omawiane zjawiska bardzo szerokiego zakresu regulacji, np. $\pm 15\%$.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. Bedienungsanweisung für den Vektormesser II, Instrukcja firmy AEG.
2. E. Jeziński, Transformatory. Podstawy teoretyczne, WNT, Warszawa 1965.
3. A. Kozłowska, Układy blach w warstwach węzła magnetycznego oraz węzeł magnetyczny wieloramowego rdzenia transformatora złożony z tych układów, Patent nr 62685 z dn. 23.12.1970.
4. A. Kozłowska, Rozkład strumienia w trójfazowych wieloramowych rdzeniach pięciokolumnowych. Rozprawy Elektrotechniczne, z. 1, 1970, s. 127—146.
5. A. Kozłowska, Transformatory 1-fazowe 4-kolumnowe i 5-kolumnowe, Praca E6/9z/69/70/B, Katedra Maszyn Elektrycznych i Transformatorów Politechniki Łódzkiej.
6. A. Kozłowska, Rozkład strumienia w jednofazowych wieloramowych rdzeniach czterokolumnowych, Przegląd Elektrotechniczny, z. 6, 1973.
7. A. Kozłowska, 4-kolumnowy rdzeń autotransformatora 1-fazowego z uzwojeniem regulacyjnym umieszczonym na jednej z kolumn skrajnych. Rozkład strumienia w rdzeniu, straty w żelazie, rozpyły prądów w poszczególnych uzwojeniach. Praca IE3/M/23z/71/B, Instytut Transformatorów, Maszyn i Aparatów Elektrycznych Politechniki Łódzkiej.
8. R. Küchler, Die Transformatoren, Springer Verlag, Berlin 1956.

A. KOZŁOWSKA

FOUR LEG CORE OF A SINGLE PHASE AUTOTRANSFORMER WITH A RATIO CONTROL WINDING SITUATED ON ONE OF EXTREME LEGS

Summary

In the paper an optimal flux distribution has been stated in a four leg core of a model autotransformer taking into account the minimisation of no load losses and using the experimental method of research. The way of forcing the optimal flux distribution is described. The part fluxes and the form of their waves in individual frames were investigated when the common flux of the whole leg or yoke has a sine-form.

A. KOZŁOWSKA

LE NOYAU À QUATRE COLONNES D'UN AUTOTRANSFORMATEUR
MONOPHASÉ À ENROULEMENT DE RÉGLAGE PLACÉ SUR L'UNE
DES COLONNES EXTRÊMES

R é s u m é

Dans l'article à l'aide d'une méthode expérimentelle on a établi la distribution optimale du flux magnétique dans le noyau à quatre colonnes d'un autotransformateur monophasé. Le critère en était la minimisation des pertes en fer. Est décrite aussi la façon de former une distribution optimale du flux. Les flux partiels dans les cadres individuels du noyau et leurs formes ont été analysées pour le cas d'une forme sinusoïdale du flux total de la colonne et de la culasse.

A. KOZŁOWSKA

VIERSCHENKELRAHMENKERN DES EINPHASIGEN AUTOTRANSFORMATORS
MIT EINER AUF DEM ÄUSSERSTEN SCHENKEL UNTERGEBRACHTEN
REGELWICKLUNG

Z u s a m m e n f a s s u n g

In diesem Artikel wurde an einem Modellautotransformator die hinsichtlich des Eisenverlustes im Kern optimale Flussverteilung sowie deren Erzwingungsweise experimentell bestimmt. Ausserdem wurde die Flussverteilung auf die einzelnen Kernrahmen untersucht und die Oszilogramme, die Kurvenformen der Flüsse gezeigt.

А. КОЗЛОВСКА

ЧЕТЫРЕХСТЕРЖНЕВОЙ СЕРДЕЧНИК ОДНОФАЗНОГО
АВТОТРАНСФОРМАТОРА С РЕГУЛИРОВОЧНОЙ ОБМОТКОЙ
РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ОДНОМ ИЗ КРАЙНИХ СТЕРЖНЕЙ

Р е з ю м е

Путем экспериментальных исследований, проведенных на модельном автотрансформаторе, установлены: оптимальное с точки зрения потерь в сердечнике распределение потока в магнитной цепи и метод его вынуждения. Кроме того исследовано распределение потока по отдельным рамам, а также форма кривых потока в рамах при синусоидальной форме потока в полных сечениях стержней и ярм.

Metodyka obliczania strat dodatkowych w uzwojeniu stojana turbogenerators wywołanych strumieniem strefy czołowej

JACEK LASOCIŃSKI (ŁÓDŹ)

Instytut Elektrotechniki, Oddział w Łodzi

Otrzymano 17.7.1972

W pracy podano metodykę obliczania poszczególnych składowych strat dodatkowych w uzwojeniu stojana turbogenerators wywołanych przez strumień strefy czołowej przy założeniu, że rozkład indukcji w strefie czoł jest znany. Rozpatrzono zarówno przypadek przewodów pełnych, jak i drażonych. Zaproponowana metodyka nadaje się do zaprogramowania na matematyczną maszynę cyfrową.

Przytoczono przykład obliczenia strat dodatkowych w uzwojeniu stojana turbogenerators o mocy 63 MW.¹⁾

1. WSTĘP

Zagadnienie obliczania strat dodatkowych w uzwojeniach maszyn elektrycznych ma bardzo obszerną literaturę. Pierwsze fundamentalne prace z tej dziedziny, Fielda [5] i Emdego [4] — ukazały się już w pierwszych latach bieżącego stulecia i są do dziś wykorzystywane w praktyce obliczeniowej biur konstrukcyjnych. Jednakże wzory Fielda dotyczą tylko części żłobkowej uzwojenia.

Do niedawna problem strat dodatkowych w części czołowej uzwojenia praktycznie nie istniał, ponieważ pole w tej strefie było tak słabe, że straty w uzwojeniu przez nie wywoływane były pomijalnie małe. Problem ten pojawił się wprawdzie krótkotrwale w latach dwudziestych bieżącego stulecia w związku ze stosowaniem w turbogeneratorach masywnych połączeń czołowych przykręcanych do żłobkowej części prętów wykonanej z przeplecionych przewodów równoległych [11], jednakże szybko zniknął z chwilą przejścia na pręty jednolite.

W ostatnich latach zagadnienie strat dodatkowych wywołanych strumieniem strefy czołowej nabiera znowu wagi ze względu na bardzo duże okłady prądowe stosowane w największych produkowanych obecnie maszynach elektrycznych, zwłaszcza turbogeneratorach i związane z tym pojawienie się silnych pól magnetycznych w strefie połączeń czołowych. Straty dodatkowe wywołane strumieniem żłobkowym są, w obecnie budowanych turbogeneratorach, skutecznie ograniczane przez stosowanie przepleceń (najczęściej

¹⁾ Materiały do niniejszego artykułu autor zgromadził w czasie swej pracy w Katedrze Maszyn Elektrycznych i Transformatorów Politechniki Łódzkiej.

typu Roebła), natomiast w połączeniach czołowych do niedawna przepleceń w ogóle nie stosowano uważając, że nie są one potrzebne, a wykonanie ich nastrocza trudności technologiczne.

Wraz ze wzrostem mocy jednostkowej produkowanych maszyn straty w uzwojeniu wywołane strumieniem czołowym zaczęły stanowić tak poważną pozycję w ogólnym bilansie strat dodatkowych, że konieczne stało się zastosowanie specjalnych środków zmierzających do ich ograniczenia, takich jak przeplot o kącie 540° w części żłobkowej, przeplot w połączeniach czołowych, oddzielne łączenie poszczególnych drutów równoległych w głowicach z równoczesnym przeplotem wydzielonych grup przewodów [3] itp. W związku z powyższym również sprawa dokładnego obliczenia strat w uzwojeniu wywołanych strumieniem czołowym nabrała nowego znaczenia, gdyż wartość tych strat decyduje o tym, czy konieczne jest stosowanie w.w. specjalnych środków do ich zmniejszenia, czy też można pozostać przy rozwiązaniu konwencjonalnym.

O ile problem obliczenia strat dodatkowych w uzwojeniu wywołanych strumieniem strefy żłobkowej można uznać za praktycznie opanowany nie tylko w odniesieniu do przewodów masywnych [4], [5], lecz również drażonych [2], [7], [16], o tyle zagadnienie obliczania strat dodatkowych w uzwojeniu wywołanych strumieniem czołowym nie jest w dotychczasowej literaturze w sposób wystarczający opracowane. Podawane w literaturze [2], [6], [10], [11], [13], [16] metody obliczania tych strat bazują na pewnym wyidealizowanym rozkładzie pola w strefie czoł, który, jak wykazały pomiary wykonane przez autora na turbogeneratorze o mocy typowej 63 MW, znacznie odbiega od rozkładu rzeczywistego. W związku z tym należy przypuszczać, że również straty obliczone w.w. metodami mogą się znacznie różnić od rzeczywistości występujących w turbogeneratorze.

Jedynie prace Staatsa [14] i Macdonalda [9] zawierają metodykę obliczania omawianych strat opartą o wyznaczony rozkład pola w strefie czołowej w sposób stosunkowo dokładny. Jednakże metodyka Staatsa budzi poważne zastrzeżenia ze względu na przyjęte przez niego założenie, że połączenia czołowe są masywne, a nie wykonane z drutów równoległych.

Macdonald nie robi podobnego założenia, jednakże zaproponowana przez niego metodyka obliczeń oparta o wyznaczenie wszystkich indukcyjności własnych i wzajemnych poszczególnych obwodów prądów cyrkulacyjnych jest bardzo skomplikowana i wymaga stosowania wysokopojemnych maszyn cyfrowych. Ponadto metodyka ta dotyczy tylko strat wywołanych prądami cyrkulacyjnymi krążącymi między przewodami znajdującymi się na różnej wysokości pręta (ΔP_{cx}), które stanowią wprawdzie dominujący, lecz nie jedyny składnik strat wywołanych strumieniem czołowym.

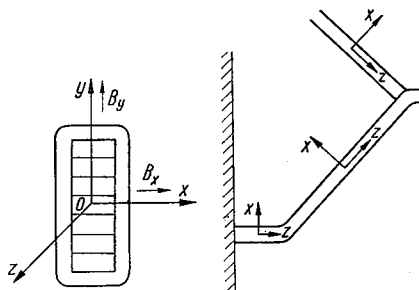
W niniejszej pracy podano stosunkowo prostą metodykę obliczania wszystkich składników strat dodatkowych w uzwojeniu turbogeneratora wywołanych strumieniem strefy czołowej opartą na bardziej dokładnej analizie zjawisk, niż to czyniono w pracach [2], [6], [10], [11], [13], [16].

Punktem wyjściowym do przytoczonej analizy jest założenie, że rozkład indukcji w strefie połączeń czołowych jest znany. Wyznaczenie tego rozkładu jest możliwe bądź na drodze obliczeniowej przy wykorzystaniu cyfrowych maszyn matematycznych [1], [8], [9], [12], [14], [15], [17], bądź na drodze pomiarowej. Jest to jednakże oddzielny poważny problem, który w niniejszej pracy nie będzie analizowany.

2. PODZIAŁ STRAT

Straty dodatkowe w uzwojeniu wywołane strumieniem strefy czołowej $\Delta P_{ud_{cz}}$ można podzielić na straty wiropądowe i cyrkulacyjne. Pierwsze z nich wywołane są przez prądy wirowe zamykające się w obrębie poszczególnych przewodów, drugie — przez prądy wyrównawcze (cyrkulacyjne) krążące między poszczególnymi przewodami równoległymi. Straty wiropądowe wywołane przez strumień czołowy wydzielają się tylko w części czołowej cewek, natomiast straty cyrkulacyjne wydzielają się zarówno w części czołowej jak i żłobkowej.

Ponadto wprowadzony zostanie podział strat na straty od pola stycznego i straty od pola normalnego, przy czym przez pole styczne należy rozumieć pole skierowane stycznie do powierzchni połączeń czołowych traktowanych jako całość, a prostopadłe do powierzchni



Rys. 1. Sposób obrócenia układu współrzędnych Oxyz związanego z cewką

bocznej cewki, przez pole normalne zaś — pole skierowane prostopadłe do powierzchni połączeń czołowych, czyli równoległe do powierzchni bocznej cewki. Jeśli obrócić układ współrzędnych prostokątnych Oxyz związany z cewką w ten sposób, że płaszczyzna Oxy leży w płaszczyźnie rozpatrywanego przekroju cewki, oś z pokrywa się z osią cewki, a osie x i y z osiami symetrii przekroju cewki (rys. 1), to pole styczne będzie miało kierunek zgodny z osią x zaś pole normalne — kierunek zgodny z osią y. Trzecia składowa pola — osiowa (B_z) przy stosowanych w praktyce wymiarach przewodów wywołuje w uzwojeniu straty pomijalnie małe w porównaniu ze stratami wywołanymi przez składowe B_x i B_y .

Ostatecznie więc straty $\Delta P_{ud_{cz}}$ można rozbić na następujące składniki:

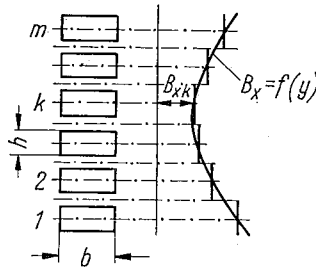
- straty wiropądowe od pola stycznego ΔP_{wx} ,
- straty wiropądowe od pola normalnego ΔP_{wy} ,
- straty cyrkulacyjne od pola stycznego ΔP_{cx} ,
- straty cyrkulacyjne od pola normalnego ΔP_{cy} .

Uwzględniając typowy rozkład wzdłuż szerokości i wysokości pręta gęstości prądów powodujących w.w. straty nietrudno uzasadnić [13], że wyróżnione składniki strat można sumować arytmetycznie, tzn. że można napisać

$$\Delta P_{ud_{cz}} = \Delta P_{wx} + \Delta P_{wy} + \Delta P_{cx} + \Delta P_{cy}. \quad (1)$$

3. STRATY WIOPRĄDOWE OD POŁA STYCZNEGO

Rzeczywisty rozkład indukcji B_x wzdłuż wysokości pręta zastąpimy rozkładem schodkowym w sposób przedstawiony na rys. 2, tzn. założymy, że indukcja wzdłuż wysokości każdego z przewodów ma wartość stałą równą rzeczywistej wartości tej indukcji w środku wysokości rozpatrywanego przewodu. Ponadto założymy, że indukcja nie ulega zmianie



Rys. 2. Rzeczywisty i zastępczy rozkład indukcji stycznej B_x wzdłuż wysokości pręta

wzdłuż szerokości pręta (kierunek x). Przy powyższych założeniach straty dodatkowe na jednostkę długości w k -tym przewodzie wywołane indukcją B_{xk} wyrażą się wzorem (p. załącznik 1)

$$\Delta P'_{wxk} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b h^3 B_{xk}^2, \quad (2)$$

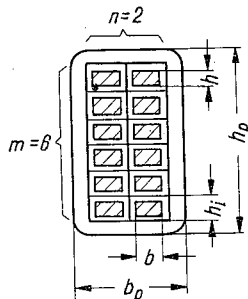
gdzie:

$\omega = 2\pi f$ — pulsacja indukcji,

γ — konduktywność materiału przewodowego,

b, h — wymiary przewodu bez izolacji wg rys. 3,

B_{xk} — wartość skuteczna indukcji w środku wysokości k -tego przewodu (p. rys. 2).



Rys. 3. Układ przewodów równoległych w przecie

Jeśli bok cewkowy składa się z m jednakowych przewodów ułożonych jeden nad drugim i z n jednakowych przewodów ułożonych jeden obok drugiego (p. rys. 3), to straty wioprowadowe od pola stycznego na jednostkę długości tego boku będą równe

$$\Delta P'_{wx} = n \sum_{k=1}^m \Delta P'_{wxk} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b h^3 n \sum_{k=1}^m B_{xk}^2. \quad (3)$$

Straty w całym połączeniu czołowym

$$\Delta P_{wx} = \int_0^{l_{cz}} \Delta P'_{wx} dz = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b h^3 n l_{cz} \sum_{k=1}^m (B_{xk}^2)_{\dot{s}r}, \quad (4)$$

gdzie:

$$(B_{xk}^2)_{\dot{s}r} = \frac{1}{l_{cz}} \int_0^{l_{cz}} B_{xk}^2 dz, \quad (5)$$

l_{cz} — długość połączenia czołowego.

4. STRATY WIROPRAĐOWE OD POLA NORMALNEGO

Zakładając podobnie jak poprzednio, że indukcja B_y nie zmienia się wzdłuż szerokości pręta i wzdłuż wysokości każdego z przewodów, można jednostkowe straty wiroprowadowe od pola normalnego w przewodzie znajdującym się na poziomie k obliczyć ze wzoru analogicznego do (2) zastępując b przez h i na odwrót oraz B_{xk} przez B_{yk} . Otrzymuje się

$$\Delta P'_{wyk} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma h b^3 B_{yk}^2, \quad (6)$$

gdzie B_{yk} — wartość skuteczna indukcji normalnej na poziomie k .

Straty jednostkowe dla całego pręta wyrażą się wzorem

$$\Delta P'_{wy} = n \sum_{k=1}^m \Delta P'_{wyk} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma h b^3 n \sum_{k=1}^m B_{yk}^2. \quad (7)$$

Straty w całym połączeniu czołowym będą równe

$$\Delta P_{wy} = \int_0^{l_{cz}} \Delta P'_{wy} dz = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma h b^3 n l_{cz} \sum_{k=1}^m (B_{yk}^2)_{\dot{s}r}, \quad (8)$$

gdzie

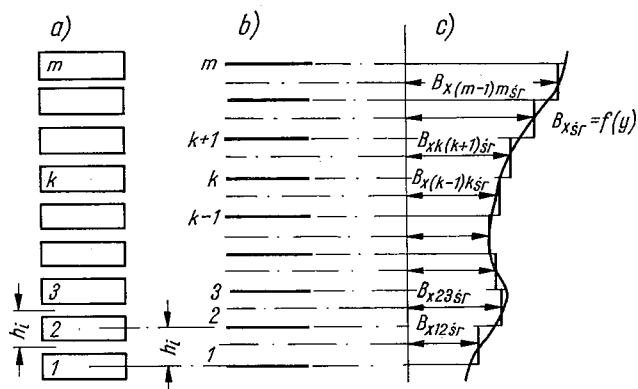
$$(B_{yk}^2)_{\dot{s}r} = \frac{1}{l_{cz}} \int_0^{l_{cz}} B_{yk}^2 dz. \quad (9)$$

Przedstawiony tu sposób obliczenia strat ΔP_{wx} i ΔP_{wy} nie uwzględnia oddziaływania wtórnego (reakcji) prądów wirowych na pole wywołujące te straty, może być więc traktowany jako pierwsze przybliżenie. Z uwagi na to, że przy stosowanych w praktyce wymiarach przewodów oddziaływanie wtórne jest stosunkowo słabe oraz udział strat ΔP_{wx} i ΔP_{wy} w ogólnym bilansie strat dodatkowych jest stosunkowo mały (p. przykład obliczeniowy), można na takim przybliżeniu poprzestać.

5. STRATY CYRKULACYJNE OD POŁA STYCZNEGO

Straty cyrkulacyjne zostaną wyznaczone dla uzwojenia prętowego zbudowanego z przewodów równoległych połączonych ze sobą metalicznie w każdej głowicy. Zakładamy, że w części żłobkowej przewody równoległe są przeplecione w sposób zupełny (np. metodą Roebła), natomiast w częściach czołowych nie ma przepłotu.

Rozpływ prądów cyrkulacyjnych zostanie obliczony przy założeniu, że przewody są nieskończenie cienkie i skupione w osi rzeczywistych przewodów (rys. 4a i b), przy czym



Rys. 4. Do obliczenia strat ΔP_{cx} : a) rzeczywisty układ przewodów równoległych w przecie, b) zastąpienie przewodów rzeczywistych przewodami, nieskończenie cienkimi, c) rzeczywisty i zastępczy rozkład indukcji $B_{x\delta r}$ wzdłuż wysokości pręta

ich rezystancje są równe rezystancjom rzeczywistych przewodów. Obliczenie przeprowadzimy najpierw bez uwzględnienia oddziaływania wtórnego prądów cyrkulacyjnych na pole je wywołujące, a następnie z uwzględnieniem tego oddziaływania.

5.1. Obliczenie rozplywu prądów cyrkulacyjnych bez uwzględnienia oddziaływania wtórnego

Ponieważ założono, że w części żłobkowej przewody równoległe są przeplecione w sposób zupełny, więc przy pominięciu oddziaływania wtórnego przyczyną płynięcia prądów cyrkulacyjnych może być tylko strumień czołowy. Zgodnie z przyjętym we wstępie założeniem rozkład tego strumienia jest znany.

Rozpatrzmy obwód złożony z dwóch sąsiednich przewodów o numerach k i $k-1$. Dla obwodu takiego można napisać równanie

$$\underline{I}_k R - \underline{I}_{k-1} R = j\omega \underline{\Phi}_{x(k-1)k}, \quad (10)$$

gdzie:

- $\underline{I}_k$ — prąd cyrkulacyjny w przewodzie k -tym (wartość zespolona),
- $\underline{I}_{k-1}$ — prąd cyrkulacyjny w przewodzie $(k-1)$ -szym,
- R — rezystancja jednego przewodu,
- $\underline{\Phi}_{x(k-1)k}$ — strumień przenikający przez pętlę utworzoną z dwóch sąsiednich przewodów równoległych o numerach $(k-1)$ i k .

Rezystancję R pojedynczego przewodu wchodzącego w skład wielodrutowego pręta można wyrazić wzorem

$$R = \frac{l_t + l_{cz}}{\gamma s}, \quad (11)$$

gdzie:

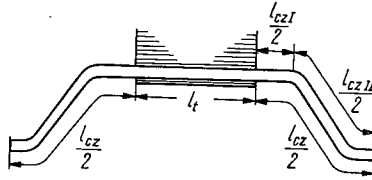
l_t — długość twornika,

l_{cz} — długość połączenia czołowego (p. rys. 5),

s — przekrój przewodu.

W przypadku przewodów pełnych

$$s = bh. \quad (12)$$



Rys. 5. Podział pręta na części

Suma prądów cyrkulacyjnych we wszystkich przewodach równoległych wzdłuż wysokości pręta musi być oczywiście równa zero

$$\sum_{k=1}^m \underline{I}_k = 0. \quad (13)$$

Zależności (10) i (13) tworzą układ m równań algebraicznych z m niewiadomymi. Rozwiązanie tego układu można przedstawić w postaci

$$\underline{I}_1 = \frac{j\omega}{mR} \sum_{k=2}^m (m-k+1) \underline{\Phi}_{x(k-1)k}, \quad (14)$$

$$\underline{I}_k = \underline{I}_{k-1} - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x(k-1)k}.$$

A zatem znając wartości strumieni $\underline{\Phi}_{x(k-1)k}$ można obliczyć prąd cyrkulacyjny w dowolnym przewodzie.

Poniżej podano sposób obliczenia strumieni $\underline{\Phi}_{x(k-1)k}$ przy przepleceniu typu Roebła o kącie 360° i 540° .

a) Przeplecenie o kącie 360° (rys. 6a)

W tym przypadku przewody w obu połączeniach czołowych danego pręta znajdują się w jednakowych warunkach. Wystarczy zatem obliczyć strumień dla jednego połączenia czołowego i pomnożyć go przez 2. Strumień $\underline{\Phi}_{x(k-1)k}$ można więc przedstawić zależnością

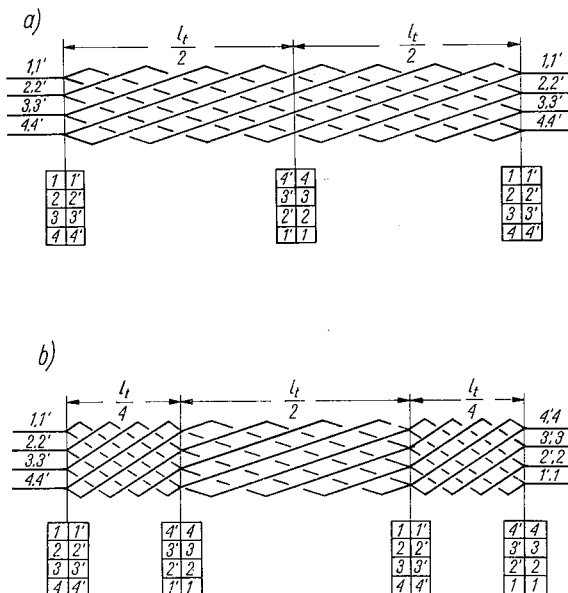
$$\underline{\Phi}_{x(k-1)k} = 2h_i \int_0^{\frac{l_{cz}}{2}} \underline{B}_{x(k-1)k} dz = h_i l_{cz} \underline{B}_{x(k-1)k} \dot{s}r, \quad (15)$$

gdzie:

h_i — odległość między osiami sąsiednich przewodów równa wysokości przewodu w izolacji (rys. 3 i 4),

$\underline{B}_{x(k-1)k\text{śr}}$ — średnia wartość indukcji $\underline{B}_x$ między przewodami o numerach $(k-1)$ i k na długości całego połączenia czołowego. Jest ona równa

$$\underline{B}_{x(k-1)k\text{śr}} = \frac{2}{l_{cz}} \int_0^{\frac{l_{cz}}{2}} \underline{B}_{x(k-1)k} dz. \quad (16)$$



Rys. 6. Przeplecenie typu Roebła w przypadku $m = 4$: a) o kącie 360° , b) o kącie 540°

Ponieważ założono, że rozkład indukcji w strefie czoł jest znany, więc na podstawie zależności (15) i (16) można wyznaczyć wypadkowy strumień czołowy zawarty między dwoma sąsiednimi przewodami.

Wypadkowy strumień żłobkowy zawarty między dwoma sąsiednimi przewodami przy pominięciu oddziaływania wtórnego jest równy zeru, ponieważ przeplecenie typu Roebła jest przepleceniem zupełnym.

b) Przeplecenie o kącie 540° (rys. 6b)

W tym przypadku połączenia czołowe na obu końcach twornika są skręcone względem siebie o 180° , tzn. kolejność przewodów równoległych w czołe po lewej stronie twornika jest odwrotna niż po stronie prawej. A zatem numerowi przewodu k po stronie lewej odpowiada numer $k' = m - k + 1$ po stronie prawej.

Strumień wypadkowy zawarty między przewodami o numerach $k-1$ i k będzie więc w tym przypadku równy

$$\begin{aligned}\underline{\Phi}_{(k-1)k} &= h_i \left[\int_0^{\frac{l_{cz}}{2}} \underline{B}_{x(k-1)k} dz - \int_0^{\frac{l_{cz}}{2}} \underline{B}_{x(m-k+1)(m-k+2)} dz \right] = \\ &= h_i \frac{l_{cz}}{2} [\underline{B}_{x(k-1)k} \dot{s}_r - \underline{B}_{x(m-k+1)(m-k+2)} \dot{s}_r],\end{aligned}\quad (17)$$

przy czym występujące w powyższym wzorze średnie wartości indukcji oblicza się wg zależności (16).

5.2. Uwzględnienie oddziaływania wtórnego prądów cyrkulacyjnych

Prądy cyrkulacyjne płynące w poszczególnych przewodach równoległych wytwarzają pewne dodatkowe strumienie $\Delta \underline{\Phi}_{x(k-1)k}$, które dodają się do strumieni pierwotnych $\underline{\Phi}_{x(k-1)k}$. O rzeczywistym rozplywie prądów cyrkulacyjnych decydują strumienie sumaryczne $\underline{\Phi}_{x(k-1)k} + \Delta \underline{\Phi}_{x(k-1)k}$.

A zatem przy uwzględnieniu oddziaływania wtórnego prądów cyrkulacyjnych równanie (10) należy zapisać w postaci

$$\underline{I}_k = \underline{I}_{k-1} - \frac{j\omega}{R} [\underline{\Phi}_{x(k-1)k} + \Delta \underline{\Phi}_{x(k-1)k}], \quad (18)$$

przy czym strumienie $\underline{\Phi}_{x(k-1)k}$ traktujemy jako zadane i niezależne od prądów $\underline{I}_k$, natomiast strumienie $\Delta \underline{\Phi}_{x(k-1)k}$ są funkcjami tych prądów.

Strumień dodatkowy $\Delta \underline{\Phi}_{x(k-1)k}$ można przedstawić w postaci sumy dwóch składników:

$$\Delta \underline{\Phi}_{x(k-1)k} = \Delta \underline{\Phi}_{zx(k-1)k} + \Delta \underline{\Phi}_{czx(k-1)k}, \quad (19)$$

gdzie:

$\Delta \underline{\Phi}_{zx(k-1)k}$ — dodatkowy strumień w strefie żłobkowej,

$\Delta \underline{\Phi}_{czx(k-1)k}$ — dodatkowy strumień w strefie czołowej.

Przy przepleceniu typu Roebela, jak można wykazać [16], wypadkowy strumień żłobkowy wytworzony przez prądy cyrkulacyjne w obszarze zawartym między dwoma dowolnymi przewodami równoległymi jest równy strumieniowi, jaki występowałby między tymi przewodami w przecie nieprzeplecionym o dwukrotnie mniejszej długości. A zatem dodatkowy strumień żłobkowy można obliczyć ze wzoru (p. rys. 7)

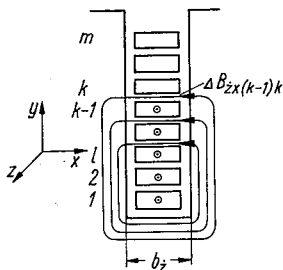
$$\Delta \underline{\Phi}_{zx(k-1)k} = \Delta \underline{B}_{zx(k-1)k} h_i \frac{l_i}{2}, \quad (20)$$

gdzie:

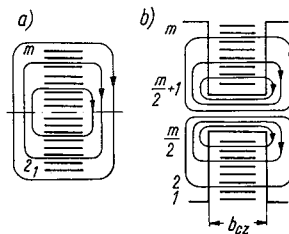
$$\Delta \underline{B}_{zx(k-1)k} = -n \frac{\mu_0}{b_z} \sum_{l=1}^{k-1} \underline{I}_l, \quad (21)$$

$\underline{I}_l$ — prąd cyrkulacyjny w przewodzie o numerze l .

Strumień wywołany przez prądy cyrkulacyjne w strefie czołowej ma nieco inny przebieg niż w strefie żłobkowej (rys. 8a). Można go wyznaczyć w sposób uproszczony stosując metodę zaproponowaną przez Pohla [11], tzn. rozbić pręt na dwie równe części i założyć, że



Rys. 7. Do obliczenia indukcji w żłobku



Rys. 8. Rzeczywisty (a) i zastępczy (b) obraz pola rozproszenia pręta w strefie połączeń czołowych

każda część umieszczona jest w oddzielnym żłobku o pewnej zastępczej szerokości b_{cz} w sposób przedstawiony na rys. 8b.

Indukcja w dolnej części pręta, tzn. dla $k = 2 \dots \frac{m}{2}$, dana będzie wzorem

$$\Delta B_{czz(k-1)k} = n \frac{\mu_0}{b_{cz}} \sum_{l=k}^{\frac{m}{2}} I_l, \quad (22a)$$

zaś w części górnej pręta, tzn. dla $k = \frac{m}{2} + 2 \dots m$ — wzorem

$$\Delta B_{czz(k-1)k} = -n \frac{\mu_0}{b_{cz}} \sum_{l=\frac{m}{2}+1}^{k-1} I_l. \quad (22b)$$

W środkowej części pręta, tzn. dla $k = \frac{m}{2} + 1$, indukcja jest równa zeru

$$\Delta B_{czz \frac{m}{2} \left(\frac{m}{2} + 1 \right)} = 0. \quad (22c)$$

W przypadku, gdy m jest liczbą nieparzystą można przyjmować, że w części dolnej pręta znajduje się $\frac{m-1}{2}$ przewodów, a w części górnej $\frac{m+1}{2}$ przewodów, lub na odwrót.

We wzorach (21a, b, c) w miejsce $\frac{m}{2}$ należy wówczas wstawić odpowiednio $\frac{m-1}{2}$ lub $\frac{m+1}{2}$. Postępowanie takie przy dużych wartościach m , co w praktyce z reguły ma miejsce, nie prowadzi do istotnych błędów. Szerokość b_{cz} zastępczego żłobka w turbogeneratorach wg [2] można wyznaczyć ze wzoru

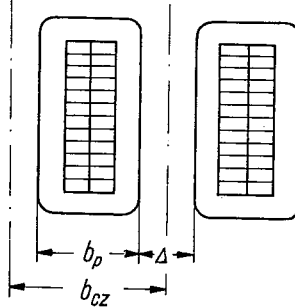
$$b_{cz} = b_p + \Delta, \quad (23)$$

gdzie:

b_p — grubość pręta w izolacji,

Δ — odległość między sąsiednimi izolowanymi prętami (rys. 9).

Wymiar Δ nie jest na ogół stały w różnych punktach połączenia czołowego, ale można wydzielić pewne odcinki połączeń czołowych, dla których jest $\Delta \approx \text{const}$. W ogólnym przypadku może być tych odcinków N . W praktyce na ogół wystarcza podział na $N = 2$ odcinki, a mianowicie na część prostoliniową o długości l_{czI} i część ewolwentową o dłu-



Rys. 9. Do wyznaczenia b_{cz}

gości l_{czII} (p. rys. 5). Odpowiednie szerokości zastępczych żłobków dla poszczególnych wyróżnionych części połączenia czołowego będą równe

$$\left. \begin{aligned} b_{czI} &= b_p + \Delta_I, \\ b_{czII} &= b_p + \Delta_{II}, \\ &\dots \dots \dots \\ b_{czN} &= b_p + \Delta_N. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Dodatkowy strumień czołowy zawarty między dwoma sąsiednimi przewodami wyrazi się zależnością

$$\Delta \underline{\Phi}_{czz(k-1)k} = \Delta \underline{\Phi}_{czz(k-1)k}^I + \Delta \underline{\Phi}_{czz(k-1)k}^{II} + \dots + \Delta \underline{\Phi}_{czz(k-1)k}^N, \quad (25)$$

przy czym:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \underline{\Phi}_{czz(k-1)k}^I &= \Delta B_{czz(k-1)k}^I h_i l_{czI}, \\ \Delta \underline{\Phi}_{czz(k-1)k}^{II} &= \Delta B_{czz(k-1)k}^{II} h_i l_{czII}, \\ &\dots \dots \dots \\ \Delta \underline{\Phi}_{czz(k-1)k}^N &= \Delta B_{czz(k-1)k}^N h_i l_{czN}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Indukcje $\Delta B_{czz(k-1)k}^I$, $\Delta B_{czz(k-1)k}^{II}$, ..., $\Delta B_{czz(k-1)k}^N$ oblicza się ze wzorów (22a, b, c) podstawiając w miejsce b_{cz} odpowiednio b_{czI} , b_{czII} ... b_{czN} . w zależności od rozpatrywanej strefy połączenia czołowego.

Uwzględniając zależności (19) ... (26) można równanie (18) zapisać w następującej postaci:

$$a) \text{ dla } k = 2 \dots \frac{m}{2}$$

$$\underline{I}_k = \underline{I}_{k-1} - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x(k-1)k} + \frac{jX_z}{R} \left(\sum_{l=1}^{k-1} \underline{I}_l - \varepsilon \sum_{l=k}^{\frac{m}{2}} \underline{I}_l \right), \quad (27a)$$

gdzie:

$$X_z = \frac{\omega \mu_0 h_i l_t n}{2b_z}, \quad (28)$$

$$\varepsilon = \frac{2b_z}{l_t} \left(\frac{l_{czI}}{b_{czI}} + \frac{l_{czII}}{b_{czII}} + \dots + \frac{l_{czN}}{b_{czN}} \right), \quad (29)$$

b) dla $k = \frac{m}{2} + 2, \dots, m$

$$\underline{I}_k = \underline{I}_{k-1} - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x(k-1)k} + \frac{jX_z}{R} \left(\sum_{l=1}^{k-1} \underline{I}_l + \varepsilon \sum_{l=\frac{m}{2}+1}^{k-1} \underline{I}_l \right), \quad (27b)$$

c) dla $k = \frac{m}{2} + 1$

$$\underline{I}_{\left(\frac{m}{2}+1\right)} = \underline{I}_{\frac{m}{2}} - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x\frac{m}{2}\left(\frac{m}{2}+1\right)} + \frac{jX_z}{R} \sum_{l=1}^{\frac{m}{2}} \underline{I}_l. \quad (27c)$$

W przypadku, gdy m jest liczbą nieparzystą, należy w powyższych równaniach w miejsce $\frac{m}{2}$ wstawić $\frac{m-1}{2}$ lub $\frac{m+1}{2}$.

Równanie (13) musi być oczywiście w dalszym ciągu spełnione — suma prądów cyrkulacyjnych w całym przecie musi być równa zero. Zależności (27a, b, c) oraz (13) pozwalają na napisanie układu m równań liniowych z m niewiadomymi. Rozwiązując ten układ można wyznaczyć prądy cyrkulacyjne $\underline{I}_1, \underline{I}_2, \underline{I}_3, \dots, \underline{I}_m$ w poszczególnych przewodach równoległych z uwzględnieniem oddziaływania wtórnego. Ponieważ zarówno niewiadome jak i współczynniki w powyższych równaniach są zespolone, więc rozwiązanie takiego układu równań na maszynie cyfrowej sprowadza się do rozwiązania układu $2m$ równań rzeczywistych o $2m$ niewiadomych.

Przykładowo dla $m = 6$ i podziału połączeń czołowych na dwie strefy ($N = II$) otrzymuje się następujący układ równań zespolonych:

$$\begin{aligned} \underline{I}_2 &= \underline{I}_1 - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x12} + \frac{jX_z}{R} [\underline{I}_1 - \varepsilon(\underline{I}_2 + \underline{I}_3)], \\ \underline{I}_3 &= \underline{I}_2 - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x23} + \frac{jX_z}{R} (\underline{I}_1 + \underline{I}_2 - \varepsilon \underline{I}_3), \\ \underline{I}_4 &= \underline{I}_3 - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x34} + \frac{jX_z}{R} (\underline{I}_1 + \underline{I}_2 + \underline{I}_3), \\ \underline{I}_5 &= \underline{I}_4 - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x45} + \frac{jX_z}{R} (\underline{I}_1 + \underline{I}_2 + \underline{I}_3 + \underline{I}_4 + \varepsilon \underline{I}_4), \\ \underline{I}_6 &= \underline{I}_5 - \frac{j\omega}{R} \underline{\Phi}_{x56} + \frac{jX_z}{R} [\underline{I}_1 + \underline{I}_2 + \underline{I}_3 + \underline{I}_4 + \underline{I}_5 + \varepsilon(\underline{I}_4 + \underline{I}_5)], \\ \underline{I}_1 + \underline{I}_2 + \underline{I}_3 + \underline{I}_4 + \underline{I}_5 + \underline{I}_6 &= 0. \end{aligned} \quad (30)$$

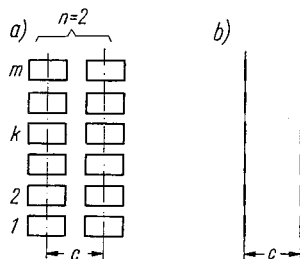
W przypadku, gdy rozkład indukcji w strefie połączeń czołowych jest wyznaczony na drodze pomiarowej, nie trzeba już dodatkowo uwzględniać strumieni $\Delta \Phi_{czx(k-1)k}$, gdyż mieszczą się one w zadanych strumieniach $\Phi_{x(k-1)k}$. Prądy cyrkulacyjne I_k można wówczas obliczać ze wzorów (27a, b, c) kładąc $\varepsilon = 0$.

Mając wyznaczone wartości prądów cyrkulacyjnych I_k w poszczególnych przewodach równoległych można obliczyć sumaryczne straty w przecie wywołane tymi prądami ze wzoru

$$\Delta P_{cx} = n \sum_{k=1}^m I_k^2 R. \quad (31)$$

6. STRATY CYRKULACYJNE OD POLA NORMALNEGO

W przypadku, gdy przewody równoległe są ułożone w więcej niż jednej kolumnie, jak to ma miejsce w przecie typu Roebła, między leżącymi obok siebie przewodami mogą płynąć prądy cyrkulacyjne wywołane przez pole normalne. Prądy te będą płynęły w przypadku



Rys. 10. Do obliczenia strat ΔP_{cy} : a) rzeczywisty układ przewodów równoległych w przecie, b) układ zastępczy przyjmowany do obliczenia ΔP_{cy}

przeplecenia o kącie 360° (rys. 6a), natomiast nie popłyną w przypadku przeplecenia o kącie 540° (rys. 6b), gdyż wówczas siły elektromotoryczne w obwodzie utworzonym przez dwa sąsiednie przewody (np. 1 i 1' na rys. 6b) będą się wzajemnie kompensować ze względu na odwrotny układ tych przewodów w lewym i prawym połączeniu czołowym. W związku z tym w przypadku przeplecenia Roebła o kącie 540° można przyjmować

$$\Delta P_{cy} = 0.$$

W przypadku pręta roebłowskiego o przepleceniu 360° straty ΔP_{cy} można obliczyć w sposób uproszczony pomijając oddziaływanie wtórne prądów cyrkulacyjnych oraz zakładając, że przewody równoległe są nieskończenie cienkie i skupione w osi rzeczywistych przewodów (rys. 10). Strumień czołowy objęty przez obwód utworzony z dwóch przewodów równoległych leżących na poziomie k jest równy

$$\Phi_{yk} = c \int_0^{l_{cz}} B_{yk} dz = cl_{cz} B_{yk} s_r, \quad (32)$$

gdzie:

$$\underline{B}_{yk\,sr} = \frac{1}{l_{cz}} \int_0^{l_{cz}} \underline{B}_{yk} dz, \quad (33)$$

$\underline{B}_{yk}$ — indukcja normalna do powierzchni połączeń czołowych w środku pręta ($x = 0$) na poziomie k ,

c — odległość między osiami przewodów (rys. 10).

Strumień Φ_{yk} zaindukuje w rozpatrywanym obwodzie siłę elektromotoryczną o wartości skutecznej

$$E_{yk} = 2\pi f \Phi_{yk}. \quad (34)$$

A zatem straty w danym obwodzie będą równe

$$\Delta P_{cyk} = \frac{E_{yk}^2}{R}. \quad (35)$$

Wstawiając (32) i (34) do (35) otrzymuje się

$$\Delta P_{cyk} = \frac{2\pi^2 f^2 c^2 l_{cz}^2 B_{yk\,sr}^2}{R}. \quad (36)$$

Straty w całym pręcie wynoszą:

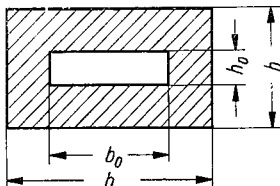
$$\Delta P_{cy} = \frac{2\pi^2 f^2 c^2 l_{cz}^2}{R} \sum_{k=1}^m B_{yk\,sr}^2. \quad (37)$$

7. OBLICZENIE STRAT W PRZYPADKU PRĘTA ZBUDOWANEGO Z PRĘTÓW DRAŻONYCH

W przypadku zastosowania chłodzenia bezpośredniego uzwojenia część, a czasami wszystkie przewody pręta wykonuje się jako drażnione. Tę okoliczność trzeba uwzględnić przy obliczaniu strat dodatkowych w uzwojeniu.

7.1. Wszystkie przewody drażnione

Jeżeli pręt zbudowany jest z jednakowych przewodów drażnionych o wymiarach jak na rys. 11, to jak wykazano w załączniku 2, straty wiroprowadowe od pola stycznego i normalnego można obliczać ze wzorów analogicznych jak dla przewodów pełnych — wzory



Rys. 11. Przewód drażniony

(4) i (8) — z wprowadzeniem odpowiednich współczynników k_T i k'_T uwzględniających wydrążenie. Mamy więc

$$\Delta P_{wx} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b h^3 n l_{cz} k_T \sum_{k=1}^m (B_{xk}^2)_{sr}, \quad (38)$$

$$\Delta P_{wy} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b^3 h n l_{cz} k'_T \sum_{k=1}^m (B_{yk}^2)_{sr}, \quad (39)$$

przy czym:

$$k_T = 1 - \frac{b_0 h_0^3}{b h^3}, \quad (40)$$

$$k'_T = 1 - \frac{b_0^3 h_0}{b^3 h}. \quad (41)$$

Straty cyrkulacyjne ΔP_{cx} i ΔP_{cy} można obliczać w identyczny sposób jak dla przewodów pełnych z tym, że we wzorze (11) na rezystancję przewodu należy wstawić rzeczywisty przekrój przewodu równy

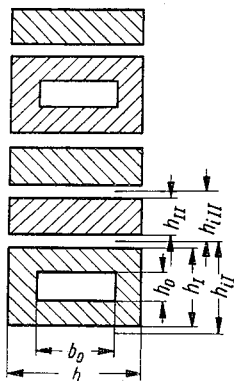
$$s = b h k_s,$$

gdzie

$$k_s = 1 - \frac{b_0 h_0}{b h}. \quad (43)$$

7.2. Przewody mieszane

Rozpatrzmy z kolei pręt zbudowany z przewodów mieszanych — drażonych i pełnych o jednakowej szerokości b (rys. 12). Oznaczmy przez m_I — liczbę przewodów drażonych na wysokość pręta, przez m_{II} — odpowiednią liczbę przewodów pełnych. Zastąpimy rze-



Rys. 12. Przewody mieszane

czywisty pręt zbudowany z przewodów mieszanych prętem zbudowanym z jednakowych przewodów pełnych o wysokości tak dobranej, aby straty dodatkowe w przecie zastępczym były równe stratom w przecie rzeczywistym, przy czym założymy, że liczba przewodów na wysokość w przecie zastępczym wynosi

$$m = m_I + m_{II}. \quad (44)$$

Wysokość przewodów w takim zastępczym przecie będzie równa (p. załącznik 3)

a) przy obliczaniu strat ΔP_{wx}

$$h' = \sqrt[3]{\frac{m_I h_I^3 k_T + m_{II} h_{II}^3}{m}}, \quad (45)$$

b) przy obliczaniu strat ΔP_{wy}

$$h'' = \frac{m_I h_I k'_T + m_{II} h_{II}}{m}, \quad (46)$$

c) przy obliczaniu strat ΔP_{cx} i ΔP_{cy}

$$h''' = \frac{m_I h_I k_s + m_{II} h_{II}}{m}. \quad (47)$$

W powyższych wzorach oznaczono

$$\left. \begin{aligned} k_T &= 1 - \frac{b_0 h_0^3}{b h_I^3}, \\ k'_T &= 1 - \frac{b_0^3 h_0}{b^3 h_I}, \\ k_s &= 1 - \frac{b_0 h_0}{b h_I}. \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Straty dodatkowe ΔP_{wx} , ΔP_{wy} , ΔP_{cx} i ΔP_{cy} w uzwojeniu o przewodach mieszanych można obliczać ze wzorów jak dla przewodów pełnych wstawiając w miejsce h odpowiednio wartość h' , h'' lub h''' .

Przy obliczaniu strat cyrkulacyjnych ΔP_{cx} potrzebna jest dodatkowo znajomość odległości osi przewodów h_i (rys. 4), która w przypadku pręta zbudowanego z przewodów jednakowych równa jest po prostu wysokości przewodu w izolacji (rys. 3). W przypadku pręta zbudowanego z przewodów mieszanych można przyjąć, że zastępcza odległość h_i jest równa średniej ważonej wysokości izolowanych przewodów drażonych i pełnych, tzn.

$$h_i = \frac{m_I h_{iI} + m_{II} h_{iII}}{m}, \quad (49)$$

gdzie h_{iI} , h_{iII} — jak na rys. 12.

8. PRZYKŁAD LICZBOWY

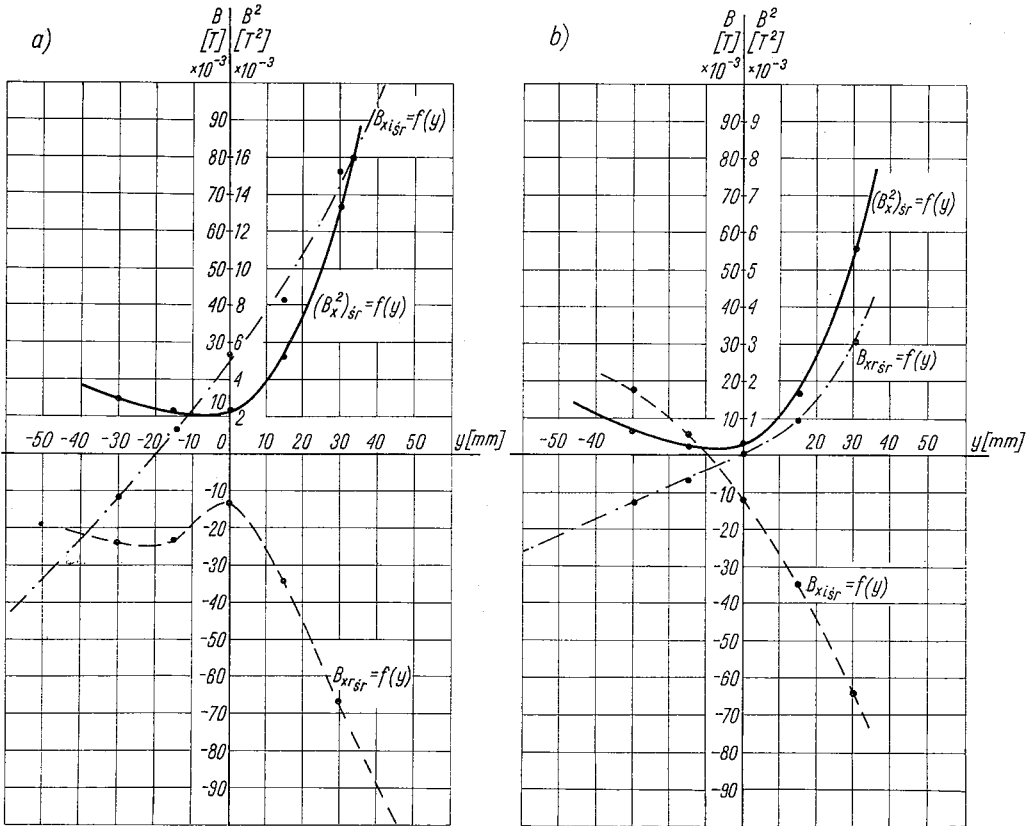
Poniżej podano przykład obliczenia strat dodatkowych w uzwojeniu stojana turbogeneratorsa o mocy 63 MW. W turbogeneratorze tym pomierzono przy pomocy specjalnie zamontowanych czujników rozkład składowej normalnej i stycznej indukcji w strefie połączeń czołowych. Pomiary wykonano podczas próby zwarcia turbogeneratorsa przy prądzie $I = 0,8 I_n$.

Mierzono zarówno wartość maksymalną indukcji $\hat{B}$ jak i jej kąt fazowy φ . Na podstawie tych pomiarów obliczono wartość skuteczną indukcji B oraz jej część rzeczywistą B_r i urojoną B_i wg wzorów

$$\left. \begin{aligned} B &= \frac{\hat{B}}{\sqrt{2}}, \\ B_r &= B \cos \varphi, \\ B_i &= B \sin \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Planimetrując otrzymane z pomiaru krzywe rozkładu indukcji wzdłuż połączeń czołowych ($B_r = f(z)$, $B_i = f(z)$ oraz $B^2 = f(z)$) wyznaczono wartości średnie indukcji potrzebne do obliczenia strat wiroprowadowych i cyrkulacyjnych wywołanych strumieniem strefy czołowej. Uzyskane wyniki przedstawiono na rys. 13a, b oraz w tablicy 1. Badany turbogenerator posiadał następujące dane (oznaczenia wg rys. 5, 10 i 12):

$$\begin{aligned} l_{cz} &= 2,3 \text{ m}, & l_t &= 2,6 \text{ m}, & m_I &= 6, & m_{II} &= 12, & n &= 2, & b &= 9 \text{ mm}, \\ h_I &= 5 \text{ mm}, & h_{II} &= 2,5 \text{ mm}, & h_{iI} &= 5,58 \text{ mm}, & h_{iII} &= 3,08 \text{ mm}, \\ b_0 &= 6 \text{ mm}, & h_0 &= 2 \text{ mm}, & c &= 9,35 \text{ mm}, \end{aligned}$$



Rys. 13. Rozkład średnich wartości indukcji stycznej wzdłuż wysokości pręta badanego turbogeneratora:
a) w warstwie górnej, b) w warstwie dolnej

uzwojenie 2-warstwowe, skrót uzwojenia $\frac{s}{\tau} = \frac{17}{21}$, przeplecenie typu Roebła o kącie 360° tylko w części żłobkowej, liczba żłobków $Z = 42$, szerokość żłobka $b_z = 28,7$ mm. Ponadto do obliczeń przyjęto $\gamma = 47 \cdot 10^6 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ (dla miedzi w temperaturze 75°C), $f = 50$ Hz.

Ze względu na to, że turbogenerator posiadał pręty o przewodach mieszanych, wyznaczono jego parametry zastępcze zgodnie ze wzorami (44) ... (49). Po podstawieniu odpowiednich danych liczbowych otrzymano:

$$m = 18, k_T = 0,957, k'_T = 0,882, k_s = 0,733, \\ h' = 3,69 \text{ mm}, h'' = 3,14 \text{ mm}, h''' = 2,94 \text{ mm}, h_i = 3,90 \text{ mm}.$$

T a b l i c a 1

Wartości średnie indukcji normalnej B_y turbogenerators 63MW
wyznaczone dla całej długości połączenia czołowego w środku wysokości
pręta

Warstwa	$B_{yr\text{ }sr}$	$B_{yi\text{ }sr}$	$(B_y^2)_{sr}$
	10^{-3} T	10^{-3} T	10^{-3} T^2
górna	41,6	-23,0	3,38
dolna	-7,82	-23,4	2,93

Rezystancja pojedynczego przewodu, zgodnie ze wzorami (11) i (12) przy podstawieniu h''' w miejsce h jest równa $R = 3,95 \cdot 10^{-3} \Omega$.

Mając powyższe dane można przystąpić do obliczania poszczególnych składników strat dodatkowych w uzwojeniu.

8.1. Straty wiroprowadowe od pola stycznego

Straty te dla jednego pręta obliczono ze wzoru (4) podstawiając w miejsce h wartość $h' = 3,69$ mm. W wyniku otrzymano (w jednostkach SI):

$$\Delta P_{wx} = 808 \sum_{k=1}^m (B_{xk}^2)_{sr}.$$

Wartość sumy $\sum_{k=1}^m (B_{xk}^2)_{sr}$ obliczono na podstawie wykresów z rysunku 13 przyjmując $m = 18$, $h_i = 3,9$ mm. Otrzymano następujące wyniki:
a) dla prętów warstwy górnej

$$\sum_{k=1}^{18} (B_{xk}^2)_{sr} = 88,7 \cdot 10^{-3} \text{ T}^2, \quad \Delta P_{wxg} = 71,7 \text{ W},$$

b) dla prętów warstwy dolnej

$$\sum_{k=1}^{18} (B_{xk}^2)_{\dot{s}r} = 27,9 \cdot 10^{-3} T^2, \quad \Delta P_{wxd} = 22,5 \text{ W}.$$

Sumaryczne straty wiroprowadowe od pola stycznego w całym uzwojeniu są równe

$$\sum \Delta P_{wx} = \dot{Z}(\Delta P_{wxg} + \Delta P_{wxd}) = 42(71,7 + 22,5) = 3950 \text{ W} = 3,95 \text{ kW}.$$

8.2. Straty wiroprowadowe od pola normalnego

Straty te dla jednego pręta obliczono ze wzoru (8) podstawiając w miejsce h wartość $h'' = 3,14 \text{ mm}$. W wyniku otrzymano

$$\Delta P_{wy} = 4090 \sum_{k=1}^m (B_{yk}^2)_{\dot{s}r}.$$

Wartość sumy $\sum_{k=1}^m (B_{yk}^2)_{\dot{s}r}$ obliczono w założeniu, że wartość indukcji B_y nie zmienia się wzdłuż wysokości pręta i jest równa wartości tej indukcji pomierzonej w środku wysokości pręta. W związku z tym założeniem można napisać

$$\sum_{k=1}^m (B_{yk}^2)_{\dot{s}r} = m(B_y^2)_{\dot{s}r}.$$

Uwzględniając dane z tablicy 1 oraz kładąc $m = 18$ otrzymuje się

a) dla warstwy górnej

$$\Delta P_{wyg} = 4090 \cdot 18 \cdot 3,38 \cdot 10^{-3} = 248 \text{ W},$$

b) dla warstwy dolnej

$$\Delta P_{wyd} = 4090 \cdot 18 \cdot 2,93 \cdot 10^{-3} = 216 \text{ W}.$$

Sumaryczne straty wiroprowadowe od pola normalnego w całym uzwojeniu są równe

$$\sum \Delta P_{wy} = \dot{Z}(\Delta P_{wyg} + \Delta P_{wyd}) = 42(248 + 216) = 19\,500 \text{ W} = 19,5 \text{ kW}.$$

8.3. Straty cyrkulacyjne od pola stycznego

8.3.1. Obliczenie strat bez uwzględnienia oddziaływania wtórnego

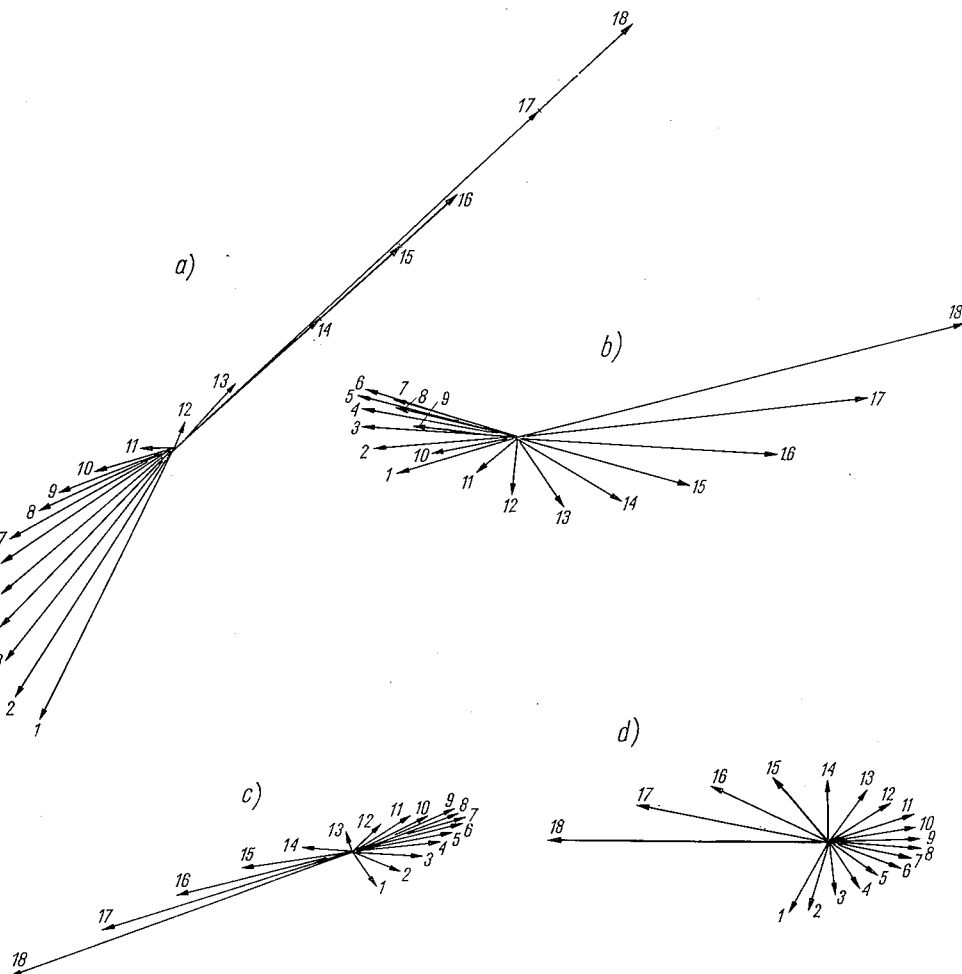
Podstawiając do wzorów (14) i (15) odpowiednie dane liczbowe otrzymano następujący układ $m = 18$ równań zespolonych

$$\underline{I}_1 = j 39,7 \sum_{k=2}^{18} (19-k) \underline{B}_{x(k-1)k} \dot{s}r,$$

$$\underline{I}_k = \underline{I}_{k-1} - j 714 \underline{B}_{x(k-1)k} \dot{s}r,$$

$$k = 2, 3, \dots, 18.$$

Wstawiając do powyższych równań wartości zespolone indukcji $\underline{B}_{x(k-1)k\text{ }sr} = B_{xr(k-1)k\text{ }sr} + jB_{xi(k-1)k\text{ }sr}$, odczytane z wykresów na rys. 13, wyznaczono zespolone wartości prądów cyrkulacyjnych $\underline{I}_k = I_{rk} + jI_{ik}$ w poszczególnych przewodach (rys. 14a, c), a następnie wartości skuteczne tych prądów $I_k = \sqrt{I_{rk}^2 + I_{ik}^2}$ (rys. 15, krzywe przerywane).



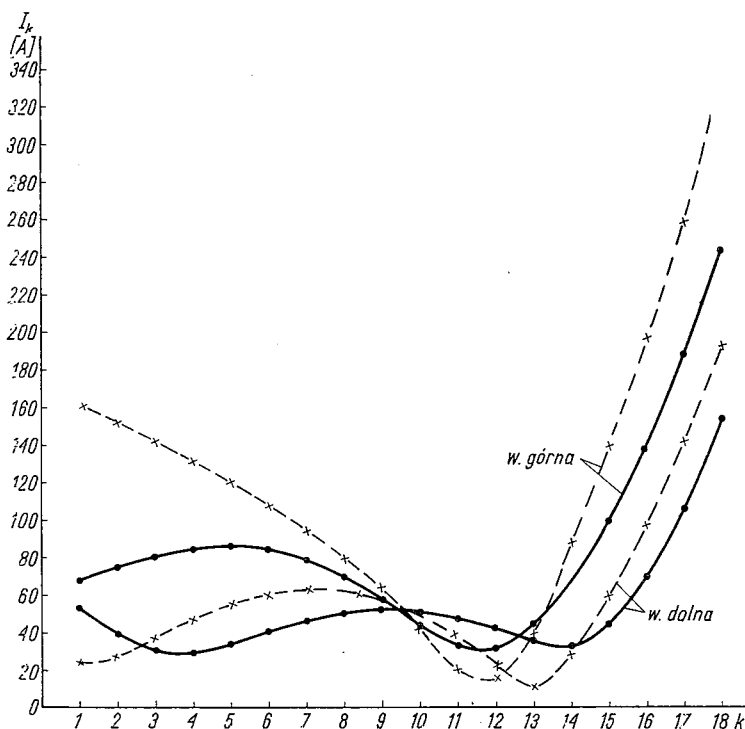
Rys. 14. Wykres wskazowy prądów cyrkulacyjnych w poszczególnych zastępczych przewodach równoległych badanego turbogenerатора: a) warstwa górna bez uwzględnienia oddziaływania wtórnego, b) warstwa górna z uwzględnieniem oddziaływania wtórnego, c) warstwa dolna bez uwzględnienia oddziaływania wtórnego, d) warstwa dolna z uwzględnieniem oddziaływania wtórnego

Straty cyrkulacyjne w jednym przecie wyznaczono ze wzoru (31) wstawiając $n = 2$, $m = 18$, $R = 3,95 \cdot 10^{-3} \Omega$ oraz wartości prądów I_k wg rys. 15 (krzywe przerywane). Otrzymano odpowiednio dla jednego pręta warstwy górnej i dolnej

$$\Delta P_{cxg} = 3000 \text{ W}, \quad \Delta P_{cxd} = 780 \text{ W}.$$

Sumaryczne straty cyrkulacyjne od pola stycznego w całym uzwojeniu bez uwzględnienia oddziaływania wtórnego są równe

$$\sum \Delta P_{cx} = \dot{Z}(\Delta P_{cxg} + \Delta P_{cxd}) = 42(3000 + 780) = 159\,000 \text{ W} = 159 \text{ kW}.$$



Rys. 15. Obliczone wartości skuteczne prądów cyrkulacyjnych I_k w poszczególnych zastępczych przewodach równoległych badanego turbogeneratorsa

----- bez uwzględnienia oddziaływania wtórnego,
 — z uwzględnieniem oddziaływania wtórnego

8.3.2. Obliczenie strat z uwzględnieniem oddziaływania wtórnego

Ponieważ wartości indukcji w strefie czół zostały wyznaczone na drodze pomiarowej, więc uwzględniają już one oddziaływanie wtórne prądów cyrkulacyjnych w tej strefie. Pozostaje do uwzględnienia tylko oddziaływanie wtórne prądów cyrkulacyjnych w strefie żłobkowej. A zatem rozpyływ prądów cyrkulacyjnych należy obliczać ze wzorów (27a, b, c) oraz (13) przyjmując $\varepsilon = 0$. Rozbijając zespolone wartości prądów i indukcji na części rzeczywiste i urojone i podstawiając we wzorach (27) konkretne dane liczbowe otrzymuje się następujący układ 36 równań

$$I_{rk} = I_{r(k-1)} + 714 B_{xi(k-1)k} \delta r - 0,0354 \sum_{l=1}^{k-1} I_{il},$$

$$I_{ik} = I_{i(k-1)} - 714 B_{xr(k-1)k} \dot{s}r + 0,0354 \sum_{l=1}^{k-1} I_{rl},$$

$$k = 2, 3, \dots, 18,$$

$$\sum_{k=1}^{18} I_{rk} = 0,$$

$$\sum_{k=1}^{18} I_{ik} = 0.$$

Wstawiając do powyższych równań odpowiednie wartości indukcji odczytane z krzywych na rys. 13 i rozwiązując cały układ na maszynie cyfrowej otrzymano wyniki przedstawione w sposób graficzny na rys. 14b i d oraz 15 (krzywe ciągłe). Wstawiając obliczone wartości prądów I_k do wzoru (31) otrzymano następujące wartości strat w jednym przecie odpowiednio warstwy górnej i dolnej:

$$\Delta P_{cxg} = 1510 \text{ W},$$

$$\Delta P_{cxd} = 523 \text{ W}.$$

Sumaryczne straty cyrkulacyjne od pola stycznego w całym uzwojeniu z uwzględnieniem oddziaływania wtórnego wynoszą

$$\sum \Delta P_{cx} = \dot{Z}(\Delta P_{cxg} + \Delta P_{cxd}) = 42(1510 + 523) = 85\,500 \text{ W} = 85,5 \text{ kW}.$$

Z porównania tego wyniku z wynikiem uzyskanym poprzednio (159 kW) widać, że w przypadku badanego turbogenerators pominięcie wpływu oddziaływania wtórnego prądów cyrkulacyjnych jest niedopuszczalne.

8.4. Obliczenie strat cyrkulacyjnych od pola normalnego

Podstawiając odpowiednie dane liczbowe do wzoru (37) otrzymuje się dla jednego pręta

$$\Delta P_{cy} = 5790 \sum_{k=1}^m B_{yk}^2 \dot{s}r.$$

Zakładając, podobnie jak przy obliczeniu strat ΔP_{wy} , że indukcja B_y nie zmienia się wzdłuż wysokości pręta, można napisać

$$\sum_{k=1}^m B_{yk}^2 \dot{s}r = m B_y^2 \dot{s}r = m(B_{yr}^2 \dot{s}r + B_{yi}^2 \dot{s}r).$$

Kładąc $m = 18$ oraz wartości $B_{yr} \dot{s}r$ i $B_{yi} \dot{s}r$ wg tablicy 1 otrzymano dla jednego pręta odpowiednio warstwy górnej i dolnej następujące wartości strat:

$$\Delta P_{cyg} = 236 \text{ W},$$

$$\Delta P_{cyd} = 63,5 \text{ W}.$$

Sumaryczne straty cyrkulacyjne od pola normalnego w całym uzwojeniu są równe

$$\sum \Delta P_{cy} = \dot{Z}(\Delta P_{cyg} + \Delta P_{cyd}) = 42(236 + 63,5) = 12\,600 \text{ W} = 12,6 \text{ kW}.$$

8.5. Obliczanie strat dodatkowych wywołanych strumieniem strefy żłobkowej

Ze względu na to, że w danym turbogeneratorze przewody w strefie żłobkowej są przeplecione w sposób zupełny (Roebel 360°), strumień strefy żłobkowej będzie wywoływał w uzwojeniu tylko straty wiroprowadowe. Straty te można obliczyć ze wzoru:

$$\Delta P_{udz} = (k_z - 1) \Delta P_{pz}, \quad (51)$$

gdzie:

k_z — współczynnik strat dodatkowych dla części żłobkowej uzwojenia,

ΔP_{pz} — straty podstawowe w części żłobkowej uzwojenia.

Współczynnik k_z w przypadku przewodów mieszanych wg [2] i [7] można obliczać ze wzoru

$$k_z = 1 + \frac{1}{9} \left(1 + \frac{m_{II}}{m_I} \frac{h_{II}}{h_I k_s} \right) \left(m_I^2 \xi_I^4 k_s k_T + m_I m_{II} \xi_{II}^4 \frac{h_I k_s}{h_{II}} \right) k_\beta, \quad (52)$$

w którym:

$$\left. \begin{aligned} \xi_I &= \alpha h_I, \\ \xi_{II} &= \alpha h_{II}, \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega \mu_0 \gamma}{2} \frac{nb}{b_z}}, \quad (54)$$

$$k_\beta = 0,437 + 0,563 \frac{s}{\tau}. \quad (55)$$

Pozostałe oznaczenia wg wzorów (48) oraz rys. 12.

Wstawiając do powyższych wzorów odpowiednie dane liczbowe analizowanego turbogenerators otrzymamo

$$k_z = 1,635.$$

Straty podstawowe danego turbogenerators przy $I = 0,8 I_n$, $t = 75^\circ\text{C}$ wynoszą

$$\Delta P_p = 118,5 \text{ kW}.$$

Straty podstawowe w części żłobkowej uzwojenia

$$\Delta P_{pz} = \Delta P_p \frac{I_t}{I_t + I_{cz}} = 118,5 \frac{2,6}{2,6 + 2,3} = 62,9 \text{ kW}.$$

Wstawiając powyższe dane do wzoru (51) otrzymamo

$$\Delta P_{udz} = (1,635 - 1) 62,9 = 39,9 \text{ kW}.$$

8.6. Zestawienie wyników obliczeń

Zestawienie wyników obliczeń strat dodatkowych w uzwojeniu analizowanego turbogenerators podano w tablicy 2.

Z zestawienia tego widać, że straty dodatkowe wywołane w uzwojeniu analizowanego turbogenerators przez strumień strefy czołowej są przeszło trzykrotnie większe od strat wywołanych przez strumień strefy żłobkowej, przy czym główną pozycję w bilansie tych strat stanowią straty cyrkulacyjne od pola stycznego.

T a b l i c a 2

Zestawienie wyników obliczenia strat w uzwojeniu stojana turbogenerators 63 MW podczas próby zwarcia przy prądzie $I = 0,8 I_n$

Lp.	Przyczyna wywołująca straty	Rodzaj strat	Oznaczenie	Wartość strat	
				kW	% ΔP_p
1.	strumień strefy czołowej	wiropądowe od pola stycznego	ΔP_{wx}	3,95	3,33
2.	„	wiropądowe od pola normalnego	ΔP_{wy}	19,5	16,5
3.	„	cyrkulacyjne od pola stycznego	ΔP_{cx}	88,5	74,6
4.	„	cyrkulacyjne od pola normalnego	ΔP_{cy}	12,6	10,6
5.	„	suma strat z poz. 1...4	ΔP_{ucz}	124,55	105,0
6.	strumień strefy żłobkowej	wiropądowe	ΔP_{udz}	39,9	33,7
7.	strumień strefy czołowej i żłobkowej	straty dodatkowe w uzwojeniu (suma strat z poz. 5 i 6)	ΔP_{ud}	164,45	138,7
8.	prąd obciążenia	straty podstawowe	ΔP_p	118,5	100,0

9. WNIOSKI

Przedstawiona w niniejszej pracy metodyka obliczania strat dodatkowych w uzwojeniu wywołanych strumieniem strefy czołowej pozwala w sposób stosunkowo dokładny wyznaczyć nie tylko sumę tych strat, lecz również poszczególne ich składowe. Znajomość tych strat składowych może stanowić dla konstruktora cenną wskazówkę, jakie środki winien on przedsięwziąć dla najbardziej skutecznego ograniczenia sumarycznych strat dodatkowych w uzwojeniu. Jak można sądzić na podstawie przytoczonego przykładu liczbowego, w turbogeneratorach posiadających przeplecenie Roebbla o kącie 360° największą pozycję w ogólnym bilansie strat dodatkowych w uzwojeniu stanowią straty cirkulacyjne od pola stycznego ΔP_{cx} . Straty te można znacznie zmniejszyć przy jednoczesnym całkowitym wyeliminowaniu strat cirkulacyjnych od pola normalnego, stosując w części żłobkowej uzwojenia przeplecenie o kącie 540° .

Dalsze obniżenie wartości strat ΔP_{cx} jest możliwe przez zastosowanie przepleceń w części czołowej lub przez oddzielne łączenie w głowicach poszczególnych przewodów równoległych i odpowiednie ich przeplatanie. W tym ostatnim przypadku wg [3] można uzyskać praktycznie zupełne wyeliminowanie strat cirkulacyjnych w uzwojeniu. Jednakże rozwią-

zanie takie sprawia poważne trudności wykonawcze, zwłaszcza w przypadku stosowania bezpośredniego chłodzenia wodnego uzwojenia stojana.

Straty wiropądowe przy stosowanych w praktyce wymiarach przewodów są, jak wynika z przytoczonego przykładu, stosunkowo niewielkie jeśli chodzi o strefę czołową, stanowią natomiast dość pokaźną pozycję w bilansie strat, jeśli chodzi o strefę żłobkową. Obniżenie tych strat można uzyskać w zasadzie tylko przez zmniejszenie wymiarów przewodów (w pierwszym rzędzie chodzi tu o wysokość przewodów drążonych h_1).

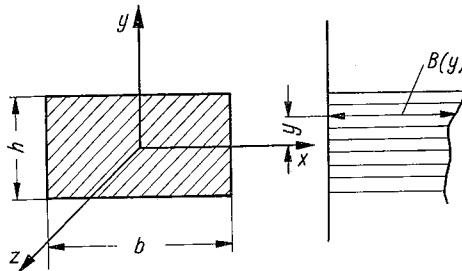
Przytoczona metodyka jest stosunkowo prosta w przypadku użycia matematycznej maszyny cyfrowej. Obliczenia suwakowe są bardzo żmudne i pracochłonne. Można się zastanawiać nad ich celowością tylko w przypadku, gdy rozkład pola w strefie czoł dany jest na drodze pomiarowej. W przypadku, gdy rozkład ten wyznacza się przy użyciu maszyny cyfrowej, rozszerzenie programu o obliczenie strat w uzwojeniu nie stanowi już poważnej komplikacji. Ze względu na fakt, że w turbogeneratorze dużej mocy straty dodatkowe w uzwojeniu stanowią poważną pozycję w ogólnym bilansie strat, opracowanie programu na maszynę cyfrową do ich obliczenia wydaje się celowe i uzasadnione.

Załącznik 1

WYPROWADZENIE WZORU NA JEDNOSTKOWE STRATY WIROPĄDOWE PRZY ZADANYM ROZKŁADZIE INDUKCJI

Rozpatrzmy przewód o przekroju prostokątnym umieszczony w polu jednowymiarowym o indukcji $B(y)$ skierowanej równolegle do boku b (rys. 16). Zakładając sinusoidalną zmienność pola w czasie na podstawie II prawa Maxwella można napisać

$$\frac{dJ}{dy} = j\omega\gamma B. \quad (56)$$



Rys. 16. Do wyznaczania strat wiropądowych w przewodach masywnych

Sumaryczną gęstość prądu w przewodzie $\underline{J}$ można przedstawić w postaci sumy dwóch składników

$$\underline{J} = \underline{J}_0 + \underline{J}_w, \quad (57)$$

gdzie:

$\underline{J}_0$ — średnia wartość gęstości prądu w przewodzie, czyli gęstość prądu podstawowego,

$\underline{J}_w$ — gęstość prądów wirowych.

$\underline{J}_0$ nie zależy od y zatem

$$\frac{dJ}{dy} = \frac{dJ_w}{dy}. \quad (58)$$

Z drugiej strony, ponieważ rozpatrujemy tylko prądy wirowe zamykające się w obrębie jednego przewodu, musi być spełniona zależność

$$\int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \underline{J}_w dy = 0. \quad (59)$$

Równania (58) i (59) pozwalają przy zadanym rozkładzie indukcji $\underline{B}(y)$ wyznaczyć rozkład gęstości prądów wirowych $\underline{J}_w(y)$.

W przypadku gdy $\underline{B} = \underline{B}_k = \text{const}$, otrzymuje się

$$\underline{J}_w = j\omega\gamma\underline{B}_k y. \quad (60)$$

Straty wiroprowodowe na jednostkę długości przewodu można wyznaczyć z zależności

$$\Delta P'_w = b \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{J_w^2}{\gamma} dy. \quad (61)$$

Uwzględniając (60) otrzymuje się

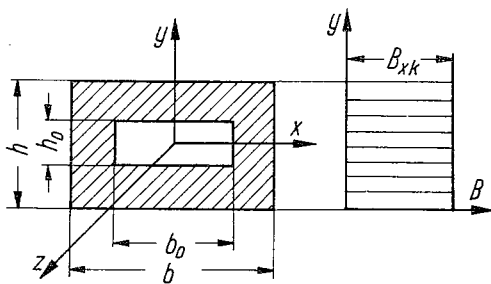
$$\Delta P'_w = \frac{\omega^2 \gamma b h^3}{12} B_k^2, \quad (62)$$

przy czym $B_k = |\underline{B}_k|$ — wartość skuteczna indukcji w obszarze rozpatrywanego przewodu.

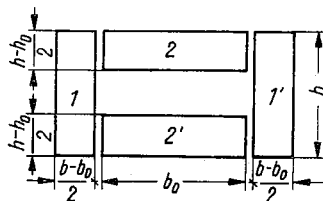
Załącznik 2

WYZNACZENIE STRAT WIROPROWODOWYCH W PRZEWODACH DRAŻONYCH

Rozpatrzmy przewód drażony o przekroju prostokątnym umieszczony w polu równomiernym o indukcji B_{xk} skierowanej zgodnie z osią x (rys. 17). Wyznamy straty wiroprowodowe w tym przewodzie przy pominięciu oddziaływania wtórnego prądów wirowych na pole zewnętrzne. Rozbijemy rozpatrywany



Rys. 17. Do wyznaczania strat wiroprowodowych w przewodach drażonych



Rys. 18. Podział przewodu drażonego na cztery części

przewód drażony na 4 części, tak jak to pokazano na rys. 18 i obliczymy najpierw straty w częściach 1-1', a następnie w częściach 2-2' [7], [16].

Straty w częściach 1-1' można wyznaczyć ze wzoru (62). Wprowadzając do tego wzoru oznaczenia wg rys. 18 otrzymuje się

$$\Delta P'_{wx1} = \frac{\omega^2 \gamma (b-b_0) h^3}{12} B_{xk}^2. \quad (63)$$

Rozkład gęstości prądów wirowych w częściach 2-2' będzie dany równaniem (60) z tym, że straty będą występowały tylko w przedziałach

$$-\frac{h}{2} \leq y \leq -\frac{h_0}{2} \quad \text{oraz} \quad \frac{h_0}{2} \leq y \leq \frac{h}{2}.$$

Straty wiroprowadowe na jednostkę długości w częściach 2-2' będą więc równe

$$\Delta P'_{wx2} = b_0 \left[\int_{-\frac{h}{2}}^{-\frac{h_0}{2}} \frac{J_w^2}{\gamma'} dy + \int_{\frac{h_0}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{J_w^2}{\gamma'} dy \right] = 2b_0 \omega^2 \gamma B_{xk}^2 \int_{\frac{h_0}{2}}^{\frac{h}{2}} y^2 dy = \frac{\omega^2 \gamma b_0 (h^3 - h_0^3)}{12} B_{xk}^2. \quad (64)$$

Sumaryczne straty wiroprowadowe na jednostkę długości w przewodzie drażonym będą równe sumie strat w częściach 1-1' i 2-2'

$$\Delta P'_{wx} = \Delta P'_{wx1} + \Delta P'_{wx2}. \quad (65)$$

Uwzględniając zależności (63) i (64) otrzymuje się

$$\Delta P'_{wx} = \frac{\omega^2 \gamma b h^3 k_T}{12} B_{xk}^2, \quad (66)$$

gdzie

$$k_T = 1 - \frac{b_0 h_0^3}{b h^3}. \quad (67)$$

Porównując ze sobą wzory (62) i (66) widać, że różnią się one tylko współczynnikiem $k_T < 1$ danym wzorem (67).

Analogiczne do (66) i (67) wzory na straty wiroprowadowe można wyprowadzić dla przypadku pola skierowanego zgodnie z osią y .

Otrzymuje się

$$\Delta P'_{wy} = \frac{\omega^2 \gamma b^3 h k'_T}{12} B_{yk}^2, \quad (68)$$

$$k'_T = 1 - \frac{b_0^3 h_0}{b^3 h}. \quad (69)$$

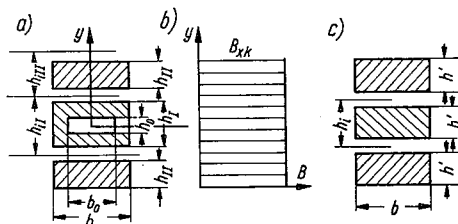
Z a ł ą c z n i k 3

WYZNACZENIE ZASTĘPCZEJ WYSOKOŚCI PRZEWODÓW MIESZANYCH

Rozpatrzmy grupę składającą się z jednego przewodu drażonego i M symetrycznie względem niego położonych przewodów pełnych (rys. 19a), gdzie

$$M = \frac{m_{II}}{m_I}. \quad (70)$$

Założmy, że w obrębie tej grupy indukcja styczna B_x ma wartość stałą równą B_{xk} (rys. 19b).



Rys. 19. Do wyznaczenia zastępczej wysokości przewodów mieszanych: a) wyróżniona grupa przewodów, b) założony rozkład indukcji w obrębie tej grupy, c) grupa zastępcza

Jednostkowe straty wiroprądowe w przewodzie drażonym zgodnie ze wzorami (66) i (67) będą równe

$$\Delta P'_{wxI} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b h_I^3 k_T B'_{xk}, \quad (71)$$

$$k_T = 1 - \frac{b_0 h_0^3}{b h_I^3}, \quad (72)$$

zaś straty w przewodzie pełnym zgodnie ze wzorem (62)

$$\Delta P'_{wxII} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b h_{II}^3 B_{xk}^2. \quad (73)$$

Sumaryczne straty w rozpatrywanej grupie przewodów

$$\Delta P'_{wx} = \Delta P'_{wxI} + M \Delta P'_{wxII} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b (h_I^3 k_T + M h_{II}^3) B_{xk}^2. \quad (74)$$

Zastąpmy rozpatrywaną grupę przewodów $(M+1)$ przewodami pełnymi o jednakowej wysokości h' (rys. 18c) tak dobranej, aby straty ΔP_{wx} w grupie nie uległy zmianie. Straty w takiej grupie zastępczej dane będą wzorem

$$\Delta P'_{wx} = \frac{1}{12} (M+1) \omega^2 \gamma b h'^3 B_{xk}^2. \quad (75)$$

Przyrównując stronami (74) i (75) otrzymuje się

$$h'^3 = \frac{h_I^3 k_T + M h_{II}^3}{M+1}. \quad (76)$$

Uwzględniając zależność (70) otrzymujemy

$$h' = \sqrt[3]{\frac{m_I h_I^3 k_T + m_{II} h_{II}^3}{m_I + m_{II}}}. \quad (77)$$

W podobny sposób można wyprowadzić wzór na zastępczą wysokość h'' przewodu do obliczenia strat wiroprądowych od pola normalnego.

Przy założeniach analogicznych jak poprzednio można napisać

$$\Delta P'_{wyI} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b^3 h_I k'_T B_{yk}^2, \quad (78)$$

$$\Delta P'_{wyII} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b^3 h_{II} B_{yk}^2, \quad (79)$$

$$\Delta P'_{wy} = \Delta P'_{wyI} + M \Delta P'_{wyII} = \frac{1}{12} \omega^2 \gamma b^3 (h_I k'_T + M h_{II}) B_{yk}^2, \quad (80)$$

gdzie

$$k'_T = 1 - \frac{b_0^3 h}{b^3 h_I}. \quad (81)$$

Z drugiej strony

$$\Delta P'_{wy} = \frac{1}{12} (M+1) \omega^2 \gamma b^3 h'' B_{yk}^2. \quad (82)$$

Porównując stronami (80) i (82) otrzymujemy

$$h'' = \frac{h_I k'_T + M h_{II}}{M+1} = \frac{m_I h_I k'_T + m_{II} h_{II}}{m_I + m_{II}}. \quad (83)$$

Przy wyznaczaniu zastępczej wysokości przewodu dla przypadku obliczania strat cyrkulacyjnych wychodzimy z warunku równości sumarycznego przekroju grupy $(M+1)$ przewodów mieszanych i odpowiadających im $(M+1)$ zastępczych przewodów pełnych o jednakowych wysokościach h''' .

Oznaczając przez s_I — przekrój przewodów drążonych, przez s_{II} — przekrój rzeczywistych przewodów pełnych i przez s — przekrój zastępczych przewodów pełnych możemy napisać

$$(M+1)s = s_I + Ms_{II}, \quad (84)$$

przy czym:

$$\left. \begin{aligned} s &= bh''', \\ s_I &= bh_I k_s, \\ s_{II} &= bh_{II}, \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

$$k_s = 1 - \frac{b_0 h_0}{bh_I}. \quad (86)$$

Wstawiając (85) do (84) i uwzględniając (70) otrzymujemy

$$h''' = \frac{m_I h_I k_s + m_{II} h_{II}}{m_I + m_{II}}. \quad (87)$$

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. D. S. Asworth, P. Hammond, The Calculation of the Magnetic Field of Rotating Machines Part 2: The Field of Turbogenerator End Windings, Proc. IEE, Part A, Vol. 108, Nr 42, 1961, p. 527—558.
2. J. B. Danilewicz, E. G. Kaszarskij, Dobawocnyje potieri w elektriczeskich maszinach, Gosenergoizdat, Moskwa-Leningrad 1963.
3. M. G. Darrieus, Modern Problems of High Power Turboalternators, CIGRE, 1964, Rap. 133.
4. F. Emde, Einseitige Stromverdrängung in Ankernuten, E. und M., 1908, s. 703.
5. A. B. Field, Eddy Current in Large Slotwound Conductors, AIEE (1905), p. 761—788.
6. J. Lammeraner, Přispevek k určení jistých přídavných ztrát turboalternátorů, Elektrotechnický Obzor, 50 (1960), Nr 1, 58—63.
7. J. Lasociński, F. Sobczak, Straty dodatkowe w części żłobkowej uzwojenia o przewodach drążonych, 25-lecie Wydziału Elektrycznego Politechniki Łódzkiej. Materiały Sesji Naukowej, Zeszyt 2, Łódź 1970, s. 50—62.
8. P. J. Lawrenson, The Magnetic Field of the End-Windings of Turbo-Generators, Proc. IEE, Vol. 108, Nr 42, 1961, pp. 538—553.
9. D. C. Macdonald, Circulating-Current Loss Within Roebel-bar Stator Windings in Hydroelectric Alternators, Proc. IEE, 1971, Vol. 118, Nr 5, pp. 689—697.
10. D. Mayer, Zusätzliche Verluste in den Stirnverbindungen der Wechselstromwicklungen, E. und M., 1958, s. 97—103.
11. R. Pohl, Die zusätzliche Verluste in massiven Bügeln, ETZ, 41, 1920, s. 997.
12. A. B. J. Reece, A. Pramanik, Calculation of the End-Region Field of A. C. Machines, Proc. IEE, Vol. 112, Nr 7, 1965, pp. 1355—1368.
13. W. Schuiskey, Berechnung elektrischer Maschinen, Springer-Verlag, Wien 1960.
14. G. W. Staats, Eddy Current in the End Portion of Turbine Generator Stator Windings, Trans. AIEE, III, Power App. a. Syst., 76, 1957, pp. 384—392.
15. J. A. Tegopoulos, Determination of the Magnetic Field in the End Zone of Turbine Generators, Power App. and Syst., Nr 67, 1963, pp. 562—571.
16. W. W. Titow, G. M. Chutoreckij i inni, Turbogienieratory, Rasczet i konstrukcija, Izd. „Energija”, 1967.
17. A. I. Woldek, J. B. Danilewicz, Metod rasczeta magnitnogo pola w zonie łobowych czastiej obmotok statora i rotora turbogeneratory, Zbiór artykułów pt. „Issledowanijeelektromagnitnych polej, parametrow i potier w moszcznych elektriczeskich maszinach”, Nauka, Moskwa-Leningrad 1966, s. 48—64.

J. LASOCIŃSKI

METHOD OF CALCULATING ADDITIONAL LOSSES
WITHIN TURBOGENERATOR STATOR WINDING CAUSED
BY END-REGION FLUX

Summary

A method of calculating individual components of the additional losses within the turbogenerator stator winding caused by the end-region flux has been presented in the paper, the assumption having been made that the distribution of the magnetic induction across the end-region is given. Both the case of using the massive conductors and the hollow ones has been considered. The presented method is suitable for its programming to be calculated by means of digital computers.

An example of calculation of the additional losses within the 63 MW turbogenerator stator winding has been presented.

J. LASOCIŃSKI

BERECHNUNGSMETHODE FÜR DIE DURCH DEN STIRNFLUSS
HERVORGERUFENEN ZUSATZVERLUSTE IN DER STATORWICKLUNG
DES TURBOGENERATORS

Zusammenfassung

In der Arbeit wird eine Methode zur Berechnung einzelner Komponenten der durch den Stirnfluss in der Statorwicklung des Turbogenerators hervorgerufenen Zusatzverluste angeführt. Es wird hierbei angenommen, dass die Induktionsverteilung in der Stirnzone gegeben ist. Man hat sowohl den Fall massiver, als auch hohler Leiter betrachtet. Die vorgetragene Methode eignet sich zur Programmierung für einen Digital-Rechner.

Die Methode illustriert ein Berechnungsbeispiel für einen 63-MW-Turbogenerator.

Я. ЛЯСОЦИНСКИ

МЕТОД РАСЧЕТА ДОБАВОЧНЫХ ПОТЕРЬ
В ОБМОТКЕ СТАТОРА ТУРБОГЕНЕРАТОРА ВЫЗВАННЫХ
ПОТОКОМ ТОРЦЕВОЙ ЗОНЫ

Резюме

В работе предлагается метод вычисления отдельных составляющих добавочных потерь в обмотке статора турбогенератора, вызванных потоком торцевой зоны при предположении, что распределение индукции в зоне лобовых частей задано.

Рассматривается как случай массивных проводов, так и полых. Предложенный метод пригоден для программирования на Ц.В.М.

Приводится пример вычисления добавочных потерь в обмотке статора турбогенератора мощностью 63 Мвт.

Oddziaływanie twornika tarczowego maszyny homopolarnej

JAN SKWARNA (LUBLIN)

*Wyższa Szkoła Inżynierska w Lublinie
Zespół Maszyn i Napędów Elektrycznych*

Otrzymano 11.1.1973

Artykuł zawiera analizę oddziaływania twornika tarczowego maszyny homopolarnej. Pod uwagę wzięto twornik płaski i zbieżny (rys. 3 i 11). Analiza uwzględnia twornik diamagnetyczny i ferromagnetyczny.

Na wstępie omówiono istotę oddziaływania. Wprowadzono pojęcia oddziaływania gałęzi twornika, odprowadzeń i twornika. Udowodniono, że przy odprowadzeniach symetrycznych pole oddziaływania gałęzi twornika można zastąpić polem toroidu. Rozważania prowadzone są dla dwóch rodzajów odprowadzeń, jednostronnych i dwustronnych.

Przeanalizowano stosunkowo dokładnie pole elektryczne i magnetyczne w obydwu typach tarcz twornikowych. Analizę pola magnetycznego w tarczy oparto o różniczkową postać prawa Maxwella. Stwierdzono przy tym, że pole oddziaływania w tarczy można również wyznaczyć w oparciu o całkowitą postać prawa Maxwella. Rozważania doprowadziły do wniosku, że tarczę zbieżną można traktować pod względem magnetycznym jak tarczę płaską.

Opisano wpływ pola oddziaływania twornika na pole wzbudzenia i podano metodę graficzną na wyznaczenie przepływu kompensującego oddziaływanie twornika ferromagnetycznego.

Artykuł zamykają wnioski końcowe.

1. WSTĘP

Pod pojęciem oddziaływania twornika maszyny komutatorowej rozumie się oddziaływanie pola twornika wytworzonego przez jego przepływ na pole wzbudzenia maszyny. W teorii maszyn homopolarnych pojęcie to jest szersze. Oprócz oddziaływania właściwego twornika obejmuje również oddziaływanie doprowadzeń prądu do twornika i jego odprowadzeń [1].

Uzwojenie twornika maszyny komutatorowej ma dużą liczbę zwojów. Wskutek tego przepływ twornika jest bardzo duży w stosunku do przepływu odprowadzeń. Z tego powodu oddziaływanie odprowadzeń praktycznie nie ujawnia się; jest pomijane w teorii.

Maszynę homopolarną można przyrównać do jednego zwoju, którym płynie cały prąd maszyny. Część tego zwoju stanowią odprowadzenia. Przepływ każdego odprowadzenia jest równy przepływowi twornika w przypadku jednostronnego odprowadzenia prądu, lub równy jest połowie przepływu twornika w przypadku odprowadzenia dwustronnego. Na skutek dużych przepływów odprowadzeń ich oddziaływania są duże, a niekiedy decydują nawet o oddziaływaniu całkowitym. Procentowe udziały oddziaływania odprowadzeń

i oddziaływania właściwego twornika zależą przede wszystkim od rodzaju maszyny homopolarnej, a ponadto od sposobu odprowadzenia prądu. Z tego powodu przy analizie oddziaływania twornika konkretnej maszyny trzeba z osobna rozpatrywać oddziaływanie właściwego twornika i odprowadzeń. Celowe jest więc wprowadzenie trzech pojęć dla wyraźnego odróżnienia od siebie poszczególnych oddziaływań, a mianowicie: oddziaływanie twornika obrazujące oddziaływanie właściwego twornika, oddziaływanie odprowadzeń i oddziaływanie gałęzi twornika (zamiast dotychczasowego oddziaływania twornika) będące superpozycją oddziaływania właściwego twornika i odprowadzeń. Nazwy te będą konsekwentnie używane w dalszej części artykułu.

Dotychczas opublikowane prace dotyczące oddziaływania gałęzi twornika zawierają głównie analizę oddziaływania odprowadzeń [1 i 3]. Odczuwa się brak dostatecznej analizy oddziaływania twornika, głównie tarczowego. Oddziaływanie takiego twornika było najczęściej pomijane [1] przez przyjęcie jego grubości za równą zeru. Teoria oddziaływania twornika cylindrycznego została częściowo opracowana w oparciu o wynik analizy oddziaływania odprowadzeń prądowych wałem [3]. Istnieje bowiem analogia tych dwóch oddziaływań.

Artykuł ma częściowo uzupełnić istniejący brak opracowania teoretycznego oddziaływania twornika tarczowego. Pod uwagę zostaną wzięte tworniki płaski i zbieżny, przy czym każdy z nich może być wykonany z materiału diamagnetycznego (stopy miedzi) lub ferromagnetycznego.

Przyjmuje się następujące założenia upraszczające analizę:

1. twornik jest izotopowy pod względem elektromagnetycznym, tzn. ma stałe przewodność γ i przenikalność magnetyczną μ , jednakowe w każdym punkcie swej objętości;
2. doprowadzenie i odprowadzenie prądu jest równomierne i odbywa się na wale i na powierzchni zewnętrznej tarczy przez płynny metal.

Ponadto dla jednoznaczności rozważań zostanie przyjęte, że prąd dopływa do wewnętrznej powierzchni tarczy, a odpływa z powierzchni zewnętrznej.

2. OPIS POLA ODDZIAŁYWANIA GAŁĘZI TWORNIKA

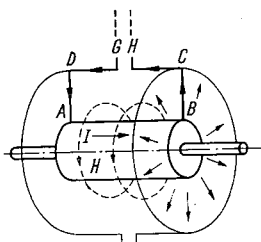
Jak zostało zaznaczone we wstępie, układ pola oddziaływania gałęzi twornika zależy od rodzaju twornika, sposobu odprowadzeń prądowych oraz od kształtu odprowadzeń. Niżej zostaną opisane pola oddziaływań dla kilku szczególnych przypadków.

Na rys. 1 pokazany jest twornik cylindryczny wraz z odprowadzeniami promieniowymi. Gałąź twornika tworzy pętlę równoważną jednemu zwojowi. Pętla ta jest zamknięta. Zamknięcie może znajdować się już w otoczeniu maszyny, gdy odbiornik znajduje się obok maszyny lub może znajdować się dalej, poza maszyną, gdy odbiornik umieszczony jest z dala od maszyny. Kształt pętli wynika z kształtu odprowadzeń. Na rys. 1 i dalszych pętle te dla przejrzystości opisu pola zostały narysowane w postaci otwartych prostokątów $ABCD$.

Przy odprowadzeniach promieniowych równomierny rozkład prądu w tworniku będzie zapewniony tylko wtedy, gdy prąd będzie zbierany równomiernie z obwodu zakreślonego

końcami G i H przy obrocie obwodu $ABCD$ wokół osi wału. Otrzymuje się w ten sposób toroid. Jak wiadomo, wokół toroidu nie istnieje pole magnetyczne. Oddziaływanie gałęzi twornika sprowadza się więc w tym przypadku do oddziaływania twornika, którego pole jest wewnętrznym polem toroidu. Tworzą go linie sił będące okręgami współśrodkowymi z osią wału.

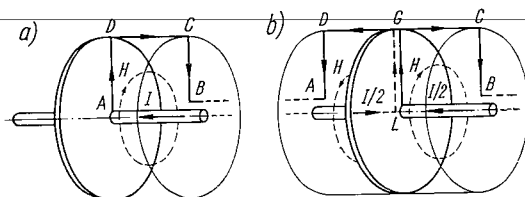
Na rys. 2 pokazany jest twornik tarczowy. Na rys. 2a zaznaczone są odprowadzenia jednostronne, a na rys. 2b — odprowadzenia dwustronne. Przy odprowadzeniach jedno-



Rys. 1. Schemat gałęzi twornika cylindrycznego z odprowadzeniami promieniowymi

stronnych gałęzi twornika odpowiada toroidowi utworzonemu przez obrót dookoła osi wału obwodu $ABCD$. Pole wewnętrzne tak otrzymanego toroidu jest polem oddziaływania odprowadzenia na długości AB znajdującej się wewnątrz maszyny.

Przy odprowadzeniach dwustronnych (rys. 2b) gałęzi twornika tworzą dwa toroidy uzyskane przez obrót obwodów $ALGD$ i $BLGC$ wokół osi wału. Toroidy te są ze sobą



Rys. 2. Schemat gałęzi twornika tarczowego z odprowadzeniami: a) jednostronnymi, b) dwustronnymi

zestknięte płaszczyznami bocznymi pokrywającymi się z płaszczyzną symetrii tarczy. Oddziaływanie gałęzi twornika objawia się z obu stron tarczy. Natężenie pola magnetycznego każdego toroidu jest o połowę mniejsze od odpowiedniego natężenia przy zasilaniu jednostronnym, gdyż każdy koniec wału przewodzi tylko połowę prądu.

Z powyższego opisu pola oddziaływania gałęzi twornika wynikają następujące warunki brzegowe potrzebne do analizy pola oddziaływania twornika tarczowego:

a) przy odprowadzeniach jednostronnych natężenie pola magnetycznego na powierzchni bocznej tarczy znajdującej się po przeciwnej stronie odprowadzeń jest równe zero;

b) przy odprowadzeniach dwustronnych natężenie pola magnetycznego jest równe zero w płaszczyźnie symetrii tarczy, przy czym płaszczyzna ta jest płaszczyzną przeciwnej symetrii magnetycznej pola, co oznacza, że natężenia pola w punktach symetrycznych względem płaszczyzny symetrii są sobie równe co do wartości, ale mają przeciwne zwroty.

Zapewnienie maszynie całkowitej symetrii rozplywu prądu w tworniku praktycznie nie jest możliwe. Odprowadzenie prądowe projektuje się tak, aby uzyskać jak najmniejszą niesymetrię. Niesymetria rozplywu prądu w tworniku jest bowiem powodem pojawienia się prądów wyrównawczych w tarczy, lokalnych, silnych nagrzań i zwiększonego spadku napięcia.

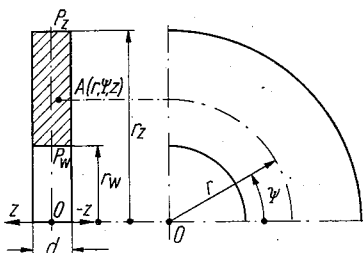
3. POLE ODDZIAŁYWANIA TWORNIKA TARCZOWEGO PŁASKIEGO

Na rys. 3 pokazany jest twornik tarczowy płaski z oznaczonymi wymiarami i z nanie-sionym układem współrzędnych walcowych r, ψ, z .

3.1. Pole elektryczne w tarczy

Zakładamy dodatkowo, że powierzchnie zewnętrzna P_z i wewnętrzna P_w są ekwipo-tencjalne. Przy takim założeniu rozplyw prądu I tarczy musi być promienisty i równomierny na grubości tarczy d . Gęstość prądu ma tylko składową promieniową zależną jedynie od promienia bieżącego r według wzoru:

$$\vec{J} = 1_r J_r = 1_r \frac{I}{2\pi r d}. \quad (1)$$



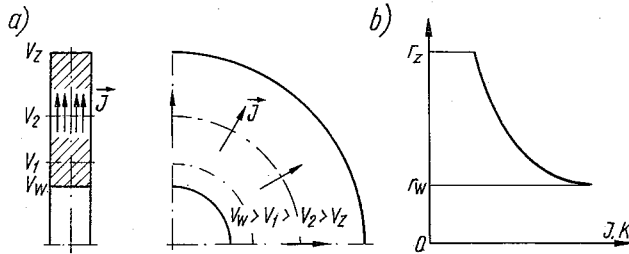
Rys. 3. Półprzekrój tarczy twornikowej płaskiej

Zależność ta jest hiperboliczna. Stosunek gęstości prądu na zewnętrznej powierzchni twornika do gęstości na powierzchni wewnętrznej jest równy stosunkowi odwrotności promieni

$$\frac{J_{zew}}{J_{wew}} = \frac{r_w}{r_z}. \quad (1a)$$

Ponieważ konduktywność tarczy jest stała, więc rozkład natężenia pola elektrycznego jest taki sam jak rozkład gęstości prądu (rys. 4), bowiem

$$\vec{K} = \frac{\vec{J}}{\gamma} = 1_r \frac{I}{2\pi r d \gamma}. \quad (2)$$



Rys. 4. Pole elektryczne w tarczy płaskiej: a) obraz przestrzenny, b) wykres natężenia pola i gęstości prądu w funkcji promienia

Spadek napięcia w tarczy

$$\Delta U = \int_{r_w}^{r_z} K dr = IR,$$

stąd rezystancja tarczy

$$R = \frac{\int_{r_w}^{r_z} K dr}{I} = \frac{1}{2\pi dy} \ln \frac{r_z}{r_w}. \quad (3)$$

3.2. Pole magnetyczne w tarczy

Pole magnetyczne we wnętrzu tarczy wyznaczymy w oparciu o różniczkową postać pierwszego prawa Maxwella: $\text{rot } \vec{H} = \vec{J}$.

Wektor natężenia pola magnetycznego może mieć tylko składowe obwodową H_ψ i osiową H_z , składowa promieniowa H_r musi być równa zero, gdyż wektor gęstości prądu ma tylko składową promieniową. Przy symetrycznym rozplywie prądu istnieje symetria obrotowa, której zapis matematyczny jest następujący: $\partial H / \partial \psi \equiv 0$ dla każdej składowej.

Po rozpisaniu rotacji we współrzędnych walcowych, po uwzględnieniu powyższych wniosków i po porównaniu składowych wektora rotacji strony lewej równania Maxwella z odpowiednimi składowymi strony prawej otrzymujemy trzy równania:

$$-\frac{\partial H_\psi}{\partial z} = J, \quad (4)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = 0, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial(rH)}{\partial r} = 0. \quad (4b)$$

Z warunku: $\text{div } \vec{H} = 0$ otrzymujemy czwartą równość:

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad (4c)$$

Rozwiązując powyższe równania uzyskujemy

— z równania (4)

$$H_{\psi} = -Jz + f_1(r) + C_1,$$

— z równania (4b)

$$H_{\psi} = \frac{f_2(z) + C_2}{r},$$

— z równań (4a) i (4c)

$$H_z = 0.$$

Zatem pole magnetyczne wewnątrz tarczy charakteryzują linie sił będące okręgami współśrodkowymi z osią wału, gdyż $H = H_{\psi}$.

Nieznane funkcje $f_1(r)$ i $f_2(z)$ oraz stałe C_1 i C_2 mogą być wyznaczone na podstawie warunków brzegowych zależnych od sposobu odprowadzenia prądu.

3.2.1. Natężenie pola magnetycznego w przypadku odprowadzeń jednostronnych

Przy odprowadzeniach jednostronnych (rys. 2a) mamy warunek brzegowy dla $z = d/2$. Dla tej współrzędnej musi być $H_{\psi} = 0$. Zatem

$$-J \frac{d}{2} + f_1(r) + C_1 = 0$$

$$f_2\left(\frac{d}{2}\right) + C_2 = 0.$$

Z powyższych równości wynika, że $f_1(r) + C_1 = J \frac{d}{2}$, a $C_2 = -f_2\left(\frac{d}{2}\right)$. Po uwzględnieniu tych wyrażeń otrzymujemy ostatecznie wzór na natężenie pola magnetycznego przy odprowadzeniach jednostronnych prawych:

$$H_{jp} = -\frac{I}{2\pi rd} \left(z - \frac{d}{2} \right). \quad (5)$$

Ustalamy także, że $f_2(z) = -Iz/2\pi d$, a $C_2 = I/4$.

Przy odprowadzeniach lewostronnych otrzymujemy na tej samej drodze postępowania następujący wzór:

$$H_{jl} = -\frac{I}{2\pi rd} \left(z + \frac{d}{2} \right). \quad (5a)$$

Z wzorów powyższych wynika, że natężenie pola magnetycznego zmienia się liniowo ze zmianą współrzędnej z , a hiperbolicznie ze zmianą promienia r (rys. 5a). Natężenie H_j możemy traktować jako sumę dwóch natężeń,

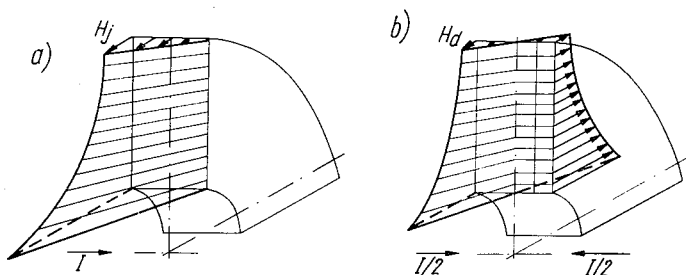
$$H_j = H_a \pm H_{ab}, \quad (5b)$$

przy czym

$$H_d = -\frac{Iz}{2\pi rd}, \quad (6)$$

$$H_{db} = \frac{I}{4\pi r}. \quad (6a)$$

Znak + we wzorze (5b) odnosi się do odprowadzeń prawostronnych, a znak – odnosi się do odprowadzeń lewostronnych.



Rys. 5. Wykresy przestrzenne natężenia pola oddziaływania w tworniku płaskim, z odprowadzeniami a) jednostronnymi, b) dwustronnymi

Biorąc $z = 0$ otrzymujemy $H_j = \pm H_{db}$, czyli H_{db} jest natężeniem pola w płaszczyźnie symetrii tarczy. Na bocznej powierzchni tarczy od strony odprowadzeń natężenie pola wynosi $H_{jb} = \pm 2H_{db}$.

3.2.2. Natężenie pola magnetycznego w przypadku odprowadzeń dwustronnych

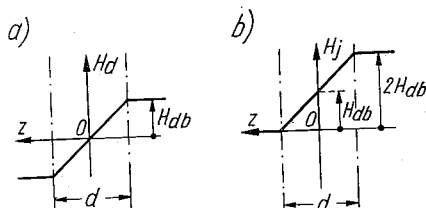
W tym przypadku obowiązuje warunek przeciwnej symetrii magnetycznej. Zapis matematyczny tego warunku jest następujący: $H_d(-z) = -H_d(z)$. Warunek ten jest spełniony przy $f_1(r) + C_1 = 0$ oraz $C_2 = 0$. Natężenie pola magnetycznego w przypadku odprowadzeń dwustronnych określa wzór (6), a przestrzenny obraz zmienności natężenia tego pola pokazany jest na rys. 5b. Pole to różni się od pola w przypadku odprowadzeń jednostronnych o składową stałą H_{db} , która przy odprowadzeniach dwustronnych nie występuje. Składowa H_{db} przy odprowadzeniach dwustronnych przedstawia natężenie pola na powierzchniach bocznych tarczy.

3.3. Pole magnetyczne w otoczeniu tarczy

Przy wyprowadzaniu wzorów na natężenie pola magnetycznego wewnątrz tarczy wyszliśmy z różniczkowej postaci prawa Maxwella, a następnie korzystaliśmy z warunków brzegowych wynikających z właściwości toroidu, do którego sprowadziliśmy gałąź twornika. Analiza oparta o różniczkową postać prawa Maxwella jest analizą pola przepływowego tarczy. Z tego powodu pole wewnątrz tarczy wyznaczone w oparciu o tę postać należy uznać za pole wytworzone przez prąd płynący na odcinku tarczy będącym częścią gałęzi twornika.

Stosując tę metodę do pola w otoczeniu tarczy należy przyjąć konsekwentnie, że pole to jest superpozycją pola od tarczy i pola od odprowadzenia wewnętrznego (rys. 2).

Rozpatrzmy najpierw pole zewnętrzne wytworzone przez prąd płynący na odcinku tarczy. Wewnątrz tarczy natężenie pola ma tylko składową obwodową, brak jest składowych osiowych i promieniowych. Wobec tego na powierzchniach bocznych tarczy od strony zewnętrznej nie może być również tych składowych; istnienie tych składowych oznaczałoby



Rys. 6. Wykresy natężenia pola w tarczy płaskiej i w jej otoczeniu od oddziaływania gałęzi a) przy odprowadzeniach dwustronnych, b) przy odprowadzeniach jednostronnych

bowiem źródłowość linii magnetycznych. Po uwzględnieniu symetrii obrotowej tarczy dochodzi się do stwierdzenia, że pole wytworzone na zewnątrz tarczy powinny charakteryzować linie sił będące okręgami koncentrycznymi z wałem. Linie te jednak nie będąc skojarzone z prądem tarczy nie mogą być uważane za pochodzące od tego prądu płynącego na odcinku tarczy. Doszliśmy więc do wniosku, że prąd płynący na odcinku tarczy nie wytwarza wokół niej pola magnetycznego. Na skutek tego na jednej lub obu powierzchniach bocznych tarczy istnieją nagłe zmiany do zera natężenia pola magnetycznego.

Przejdźmy teraz do pola wytworzonego przez odprowadzenie wewnętrzne. Pole to jest zewnętrzne w stosunku do tego odprowadzenia. Natężenie tego pola można wyznaczyć w oparciu o prawo przepływu. Ponieważ odprowadzenie jest walcem, więc linie sił są okręgami współśrodkowymi z jego osią. Natężenie na promieniu r

$$H_o = \pm \frac{I}{4\pi r}.$$

Pole to istnieje tylko poza tarczą i jak widać z wzoru powyższego natężenie jego jest takie samo jak natężenie pola na powierzchni bocznej tarczy od wewnątrz. A zatem istnieje ciągłość pola. Wykres natężenia pokazany jest na rys. 6.

Pole na zewnątrz tarczy i w jej wnętrzu można wyznaczyć drugą metodą opartą o całkowitą postać prawa Maxwella, czyli o prawo przepływu. Weźmy pod uwagę płaszczyznę $z = \text{const}$, przy czym płaszczyzna ta może być obrana w przekroju tarczy lub na zewnątrz niej. Obierzmy na tej płaszczyźnie dowolny okrąg o promieniu r współśrodkowy z osią wału. Ponieważ, ze względu na symetrię obrotową, $\partial H / \partial \psi \equiv 0$, więc składowa obwodowa H_ψ w każdym punkcie tego okręgu musi mieć tę samą wartość. Biorąc różniczkową postać prawa Maxwella w dowolnym punkcie tego okręgu i mnożąc obydwie strony równania przez element ds płaszczyzny otrzymujemy $\text{rot } \vec{H}_\psi d\vec{s} = \vec{J} d\vec{s}$. Całkując to wyrażenie na powierzchni koła ograniczonego przyjętym okręgiem otrzymujemy

$$\int_s \text{rot } \vec{H}_\psi d\vec{s} = \int_s \vec{J} d\vec{s} = \int_s J_z ds.$$

Stosując twierdzenie Stokesa do lewej strony powyższego równania znajdujemy

$$H_{\psi} = \frac{1}{2\pi r} \int_s J_z ds.$$

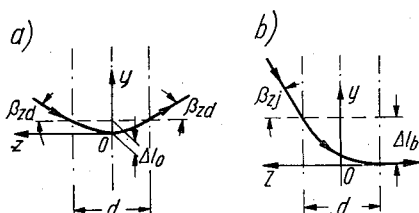
Powyższa równość jest równaniem przepływu. Do obliczenia natężenia H_{ψ} potrzebny jest prąd przepływający przez koło o promieniu r położone w danej płaszczyźnie $z = \text{const}$; prąd ten jest całką składowych osiowych gęstości prądu na powierzchni danego koła. Gdyby gęstość prądu nie miała składowych osiowych, to H_{ψ} byłoby równe zeru. Stąd wnioskujemy, że przy symetrycznym rozplywie prądu jego składowa promieniowa w o g ó l e nie wytwarza pola magnetycznego. Zatem przy analizie w oparciu o całkowitą postać prawa Maxwella pole w tarczy i w jej otoczeniu należy uważać za pochodzące od składowych osiowych prądu płynącego na odcinku wału. Równocześnie należy przyjąć, że prąd płynący na odcinku tarczy nie wytwarza pola magnetycznego.

4. ODDZIAŁYWANIE POLA TWORNIKA PŁASKIEGO NA POLE WZBUDZENIA

Oddziaływanie to ujawnia się tylko w przestrzeni zajmowanej przez twornik, gdyż nie wytwarza on pola na zewnątrz. Jest ono zależne od materiału tarczy, a dokładnie — od tego czy przenikalność magnetyczna μ materiału tarczy jest stała, czy jest zmienna.

4.1. Oddziaływanie pola twornika płaskiego d i a m a g n e t y c z n e g o ($\mu = \text{const}$)

Dla prostoty rozważań przyjmiemy, że $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. Pozwoli nam ono na bezpośrednie sumowanie natężeń pól oddziaływania i wzbudzenia lub na sumowanie indukcji tych pól.



Rys. 7. Schematy linii siły pola wzbudzenia przy przejściu przez twornik obciążony: a) z odprowadzeniami dwustronnymi, b) z odprowadzeniami jednostronnymi

Pole wzbudzenia jest ortogonalne względem pola oddziaływania gałęzi twornika. Na skutek tego linie sił pola wypadkowego wnikają do płaszczyzny bocznej tarczy pod pewnym kątem β_z (rys. 7). Kąt ten wynosi
— przy odprowadzeniach dwustronnych

$$\beta_{zd} = \arctg \frac{H_{ab}}{H_{wz}}, \quad (7)$$

gdzie H_{wz} jest natężeniem pola wzbudzenia w otoczeniu tarczy,

— przy odprowadzeniach jednostronnych

$$\beta_{zj} = 2\beta_{zd}.$$

Po wejściu do tarczy linia sił podlega coraz mniejszym wpływom natężenia pola oddziaływania twornika, gdyż natężenie to maleje. Wskutek tego kąt β maleje. Przy odprowadzeniach dwustronnych uzyskuje on wartość równą zero w płaszczyźnie symetrii tarczy (rys. 7a), a następnie zaczyna wzrastać symetrycznie. Linia wychodzi z tarczy pod tym samym kątem β_{zd} . Przy odprowadzeniach jednostronnych kąt $\beta = 0$ na przeciwległej płaszczyźnie bocznej tarczy (rys. 7b), a więc linia sił wychodzi prostopadłe do płaszczyzny bocznej tarczy. Nanosząc układ współrzędnych pomocniczych y, z jak to pokazano na rys. 7, możemy określić matematycznie odchylenie Δl linii ze wzoru:

$$\left. \begin{aligned} \Delta l = y &= \int_0^z \operatorname{tg} \beta dz \text{ (odprowadzenia dwustronne)} \\ &= \int_{-\frac{d}{2}}^z \operatorname{tg} \beta dz \text{ (odprowadzenia jednostronne)} \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

gdzie:

$$\operatorname{tg} \beta = -\frac{H}{H_{ww}},$$

H_{ww} — natężenie pola wzbudzenia wewnątrz tarczy (dla tarczy diamagnetycznej $H_{ww} = H_{wz}$).

Podstawiając za H wyrażenia (5a) lub (6) otrzymujemy

— przy odprowadzeniach dwustronnych

$$\Delta l = \frac{Iz^2}{4\pi H_{wz}rd},$$

— przy odprowadzeniach jednostronnych

$$\Delta l = \frac{I}{4\pi H_{wz}rd} \left(z^2 + dz + \frac{d^2}{4} \right).$$

Z wzorów powyższych wynika, że odchylenie linii w obu przypadkach jest paraboliczne. Największe odchylenia dla danego promienia ($z = d/2$) wynoszą:

$$\Delta l_o = \frac{Id}{16\pi rH_{wz}}, \quad \Delta l_b = 4\Delta l_o. \quad (8a)$$

Największe odchylenia względne występują u nasady tarczy

$$\frac{\Delta l_o}{r_w} = \frac{Id}{16\pi r_w^2 H_{wz}}, \quad \frac{\Delta l_b}{r_w} = 4 \frac{\Delta l_o}{r_w}. \quad (8b)$$

Stałość przenikalności magnetycznej powoduje, że przy stałej wartości indukcji wzbudzenia natężenie osiowe wewnątrz tarczy H_{ww} nie ulega zmianie pod wpływem pola oddziaływania twornika. Wskutek tego napięcie magnetyczne obwodu wzbudzenia na tarczy

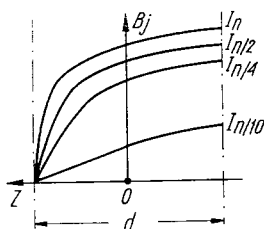
nie ulega zmianie. Zatem oddziaływanie twornika powoduje tylko gięcie i wydłużenie linii siły pola wzbudzenia. Łatwo się przekonać, że gięcie to skierowane jest przeciw ruchowi tarczy przy pracy prądnicowej, a zgodnie z ruchem przy pracy silnikowej.

4.2. Oddziaływanie pola twornika płaskiego ferromagnetycznego ($\mu = \text{var}$)

Wielkością magnetyczną, niezależną od rodzaju materiału tarczy, jest natężenie pola magnetycznego. Jego rozkład nie ulega zmianie ze zmianą materiału tarczy. Rodzaj materiału ma wpływ na wartość i rozkład indukcji magnetycznej.

Dla tarcz diamagnetycznych rozkład indukcji jest taki sam, jak rozkład natężenia pola, bo $\mu = \text{const}$. W tarczy ferromagnetycznej rozkład indukcji zależy od właściwości magnetycznych materiału, prądu obciążenia maszyny i od intensywności wzbudzenia.

Weźmy najpierw pod uwagę maszynę niewzbudzoną. Powodujemy przepływ przez twornik różnych prądów. Przy każdej wartości prądu natężenie pola wewnątrz tarczy, na



Rys. 8. Wykresy indukcji pola oddziaływania w płaskim tworniku ferromagnetycznym z odprowadzeniami jednostronnymi dla kilku wartości prądu obciążenia

danym promieniu r , jest proporcjonalne do współrzędnej z , $H_\psi = cz$. Znając charakterystykę magnesowania materiału tarczy $B = f(H)$ możemy wykreślić zależność $B_\psi = f(cz)$, czyli rozkład indukcji w funkcji współrzędnej z , który jest w innej skali charakterystyką magnesowania. Biorąc różne promienie wykreślimy rozkłady indukcji dla każdego z nich. Na skutek dużych wartości natężeń pola oddziaływania większa część materiału tarczy jest nasycona. Z tego powodu rozkład indukcji wzdłuż promienia nie jest hiperboliczny. Przy prądzie znamionowym rozkład ten niewiele różni się od rozkładu stałego. Rozkłady indukcji na grubości tarczy, przy danym promieniu r , a różnych wartościach prądu dla odprowadzeń jednostronnych pokazane są na rys. 8. Rozkłady przestrzenne indukcji dla odprowadzeń jedno- i dwustronnych obrazuje rys. 9.

Rozważmy teraz maszynę wzbudzoną, ale nie obciążoną. Napięcie magnetyczne w obwodzie magnetycznym wzbudzenia na tarczy

$$U_{\mu 0} = H_{w w 0} d, \quad (9)$$

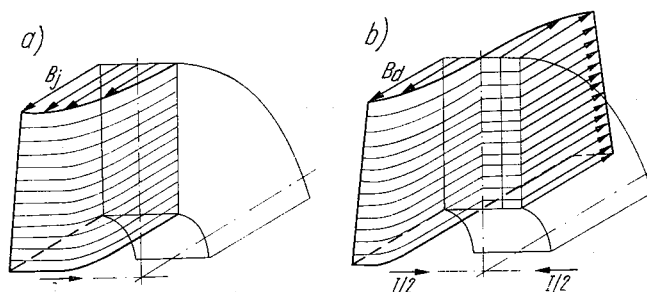
gdzie $H_{w w 0}$ jest natężeniem odczytanym z charakterystyki magnesowania dla indukcji wzbudzenia B_w . W maszynie nieobciążonej natężenie to jest stałe dla każdego z .

Jeżeli maszynę wzbudzoną obciążymy, to oprócz natężenia (osiowego) H_{wwo} pojawi się natężenie oddziaływania twornika (obwodowe), które nasyci znaczną objętość tarczy. Nasycenie to spowoduje zmniejszenie indukcji wzbudzenia. Chcąc zachować niezmienną wartość tej indukcji należy zwiększyć wzbudzenie maszyny.

Napięcie magnetyczne U_μ na tarczy obciążonej najłatwiej jest wyznaczyć na drodze graficznej. Ze względu na nasycenie niektórych obszarów tarczy natężenie H_{ww} pola wzbudzenia jest różne dla różnych wartości z . Dlatego

$$U_\mu = \int_{\frac{d}{2}}^{-\frac{d}{2}} H_{ww} dz \approx \sum_{k=1}^k H_{wwk} \Delta z_k. \quad (9a)$$

Możliwe jest wyznaczenie tego napięcia również na drodze matematycznej. Przy metodzie tej charakterystyka magnesowania musi być wyrażona wzorem matematycznym.



Rys. 9. Wykresy przestrzenne indukcji oddziaływania w płaskim tworniku ferromagnetycznym o odprowadzeniach: a) jednostronnych, b) dwustronnych

Kolejność postępowania przy wyznaczaniu napięcia magnetycznego metodą graficzną jest następująca.

1. Należy przyjąć szereg wartości promienia r poczynając od r_w a kończąc na r_z . Znając rozkład indukcji przy biegu jałowym na promieniu r należy odczytać indukcje B_w dla każdej wartości promienia. Dla każdej indukcji należy wyznaczyć z charakterystyki magnesowania $B = f(H)$ natężenie pola magnetycznego i obliczyć średnie natężenie (np. metodą graficzną lub wzorem Simpsona). Mając natężenie średnie obliczamy napięcie magnetyczne, wzór (9), w stanie jałowym.

2. Bierzemy pod uwagę pierwszy z przyjętych promieni, tj. r_w lub r_z . Znając indukcję B_w dla tego promienia rysujemy na wykresie charakterystyki magnesowania charakterystykę pomocniczą

$$B_\psi = \sqrt{B^2 - B_w^2}$$

(krzywa 1 na rys. 10). Charakterystyka pomocnicza przedstawia zależność składowej obwodowej indukcji B od natężenia wypadkowego H w danym punkcie tarczy, jeżeli składowa osiowa wynosi B_w . Charakterystykę tę można łatwo wykreślić w oparciu o metodę graficzną pokazaną na rys. 10. Ze środka O' odcinka $\overline{ab} \equiv B$ zakreślamy półokrąg. Z punktu a

zakreślamy łuk promieniem równym odcinkowi odpowiadającemu indukcji B_w . Przenosząc punkt c łukiem $\widehat{bc}$ na odcinek $\overline{ab}$ znajdujemy punkt d , który jest poszukiwanym punktem charakterystyki pomocniczej dla indukcji B .

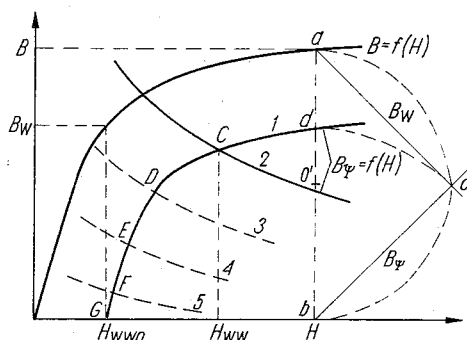
3. Dla tego samego promienia przyjmujemy szereg wartości z i dla każdej z nich obliczamy natężenie oddziaływania twornika, które oznaczamy tu przez H_ψ . Dla każdego H_ψ kreślimy następne charakterystyki pomocnicze

$$B_\psi = \mu H_\psi = B \frac{H_\psi}{H}$$

(krzywe 2, 3 ... na rys. 10.)

4. W przecięciu się krzywej 1 z krzywymi 2, 3 ... otrzymujemy punkty $C, D, E, F, \dots G$, które wyznaczają wypadkowe natężenie pola magnetycznego H_w dla danego z i r . Znając H_w obliczamy składową osiową tego natężenia

$$H_{wwz} = \sqrt{H_w^2 - H_\psi^2}.$$



Rys. 10. Wykresy pomocnicze do metody graficznej wyznaczania przepływu kompensującego oddziaływania płaskiego twornika ferromagnetycznego

5. Wykonując wykres $H_{wwz} = f(z)$ znajdujemy z niego średnią wartość H_{ww} i obliczamy napięcie magnetyczne na tarczy obciążonej (na danym promieniu r)

$$U_{\mu r} = H_{ww} d.$$

6. Znajdując w ten sposób napięcie dla każdego promienia możemy obliczyć średnie napięcie przy obciążeniu U_μ .

7. Zapas wzbudzenia potrzebny na skompensowanie oddziaływania twornika obliczamy jako różnicę napięcia magnetycznego przy obciążeniu i przy biegu jałowym

$$\Delta\theta_t = U_\mu - U_{\mu 0}.$$

Oddziaływanie twornika ferromagnetycznego jest silne i dlatego $\Delta\theta_t$ może być kilkanaście razy większe od $U_{\mu 0}$. Pole oddziaływania decyduje zazwyczaj o nasyceniu materiału tarczy. Na skutek nasycenia tarcza traci w znacznym stopniu cenne własności ferromagnetyczne i przechodzi w stan pośredni między ferro- i diamagnetyzmem.

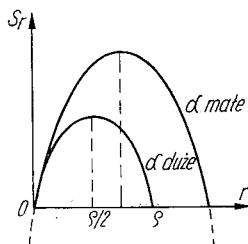
Stosunek gęstości prądu na powierzchni zewnętrznej i wewnętrznej tarczy

$$\frac{J_{zew}}{J_{wew}} = \frac{r_w d_w}{r_z d_z}. \quad (10b)$$

Wektor gęstości J można rozłożyć na składową promieniową J_r i składową osiową J_z (rys. 13). W dowolnym punkcie $A(r, \psi, z)$ składowa osiowa $J_z = -J \sin \delta$, a składowa promieniowa $J_r = J \cos \delta$. Kąt $\delta = f(r, z)$ i $0 \leq \delta \leq \alpha$, przy czym

$$\sin \delta = \frac{z}{\sqrt{(q')^2 + z^2}} = \frac{2z \operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{d_r^2 + 4z^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}}, \quad (11)$$

$$\cos \delta = \frac{d_r}{\sqrt{d_r^2 + 4z^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}}. \quad (11a)$$



Rys. 12. Zależność przekroju obwodowego tarczy zbieżnej od promienia bieżącego r

Uwzględniając powyższe wyrażenia otrzymujemy

$$J_z = -\frac{I}{2\pi r d_r} \frac{2z \operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{d_r^2 + 4z^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}} \quad (12)$$

oraz

$$J_r = \frac{I}{2\pi r} \frac{1}{\sqrt{d_r^2 + 4z^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}}. \quad (12a)$$

Gęstość prądu J , wzór (10), zależy od przekroju obwodowego na promieniu r ($s_r = 2\pi r d_r$). Gdyby przekrój ten był stały na każdym promieniu r , to gęstość byłaby również stała w całej objętości tarczy. Stałość przekroju uzyskuje się przez ukształtowanie powierzchni bocznych wg równania hiperboli

$$d_r = \frac{s_r}{2\pi r}.$$

Przy powierzchniach zbieżnych pod stałym kątem α $s_r = -4\pi \operatorname{tg} \alpha r^2 + 2\pi(d_w + r_w \operatorname{tg} \alpha)r$. Zależność przekroju s_r od promienia r pokazana jest na rys. 12. Przekrój ten uzyskuje maksimum dla promienia optymalnego

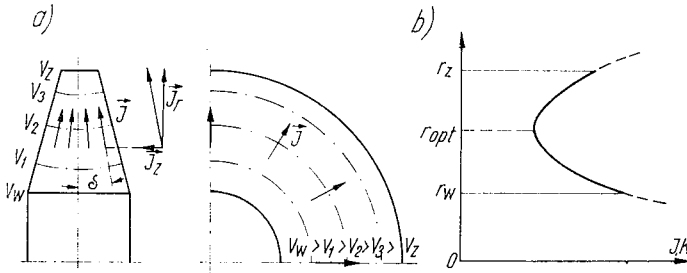
$$r_{opt} = \frac{q}{2} = \frac{r_w}{2} + \frac{d_w}{4 \operatorname{tg} \alpha}. \quad (13)$$

Zależność gęstości prądu od promienia przedstawia hiperbola drugiego rzędu (rys. 13) z osią symetrii przechodzącą przez $r = r_{opt}$. Jeżeli promień zewnętrzny tarczy $r_z > r_{opt}$, to na wysokości tarczy występuje minimum gęstości prądu. Począwszy od $r = r_{opt}$ gęstość wzrasta symetrycznie tak dla malejącego jak i dla wzrastającego promienia r . Gęstość minimalna

$$J_{min} = \frac{I}{2\pi r_{opt} d_{r_{opt}}}, \quad (14)$$

przy czym

$$d_{r_{opt}} = d_w - 2(r_{opt} - r_w) \operatorname{tg} \alpha. \quad (14a)$$



Rys. 13. Pole elektryczne w tarczy zbieżnej: a) obraz przestrzenny, b) wykres natężenia pola i gęstości prądu w funkcji promienia

Minimalna gęstość prądu występuje na powierzchni zewnętrznej tarczy, gdy

$$\alpha = \alpha_1 = \arctg \frac{d_w}{2(2r_z - r_w)}. \quad (15)$$

Dla warunku jednakowych gęstości prądu na powierzchni zewnętrznej i wewnętrznej tarczy znajdujemy

$$\alpha = \alpha_2 = \arctg \frac{d_w}{2r_z} \quad (16)$$

oraz

$$d_z = d_w \frac{r_w}{r_z}.$$

Rezystancję tarczy zbieżnej wyznaczamy analogicznie jak i dla tarczy płaskiej. Otrzymujemy wzór:

$$R = \frac{\int_{r_w}^{r_z} J_r dr}{\gamma I} = \frac{1}{2\pi \gamma} \frac{1}{2 \operatorname{tg} \alpha r_w + d_w} \ln \left(\frac{r_z}{r_w} \frac{d_w}{d_z} \right). \quad (17)$$

5.1. Pole magnetyczne w tarczy

Pole to określimy korzystając z różniczkowej postaci prawa Maxwella. Możemy je traktować jako superpozycję pól wytworzonych przez składową osiową i promieniową prądu. Ponieważ w każdym z tych pól istnieją koncentryczne linie sił, więc pole wypadkowe

może mieć tylko składową obwodową natężenia, pozostałe składowe muszą być równe zeru, $H_r = H_z = 0$. Po rozpisaniu $\vec{H} = \vec{J}$ i po porównaniu ze sobą odpowiednich składowych obu stron otrzymanego równania uzyskuje się równości:

$$-\frac{\partial H_\psi}{\partial z} = J_r, \quad (18)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rH_\psi)}{\partial r} = J_z. \quad (18a)$$

Podstawiając do równania (18) za J_r wyrażenie (12a) znajdujemy rozwiązanie tego równania w postaci:

$$H_\psi = -\frac{I}{4\pi r \operatorname{tg} \alpha} \ln \left| z + \sqrt{\left(\frac{d_r}{2 \operatorname{tg} \alpha}\right)^2 + z^2} \right| + f_3(r) + C_3.$$

Funkcję $f_3(r)$ i stałą C_3 wyznaczamy z warunków brzegowych.

Przy odprowadzeniach dwustronnych, $H_\psi = 0$ dla $z = 0$, otrzymujemy

$$[f_3(r) + C_3]_d = \frac{I}{4\pi r \operatorname{tg} \alpha} \ln \left(\frac{d_r}{2 \operatorname{tg} \alpha} \right).$$

Zatem

$$H_d = -\frac{I}{4\pi r \operatorname{tg} \alpha} \operatorname{ar sh} \left(\frac{2z \operatorname{tg} \alpha}{d_r} \right). \quad (19)$$

Przy odprowadzeniach jednostronnych $H_\psi = 0$ na powierzchni bocznej tarczy po stronie przeciwnej stronie odprowadzeń. W przypadku odprowadzeń po stronie lewej

$$[f_3(r) + C_3]_{jl} = \frac{I}{4\pi r \operatorname{tg} \alpha} \ln \left| \frac{d_r}{2 \operatorname{tg} \alpha} (-\operatorname{tg} \alpha + \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}) \right|,$$

zaś w przypadku odprowadzeń po stronie prawej

$$[f_3(r) + C_3]_{jp} = \frac{I}{4\pi r \operatorname{tg} \alpha} \ln \left| \frac{d_r}{2 \operatorname{tg} \alpha} (\operatorname{tg} \alpha + \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}) \right|.$$

Ostatecznie

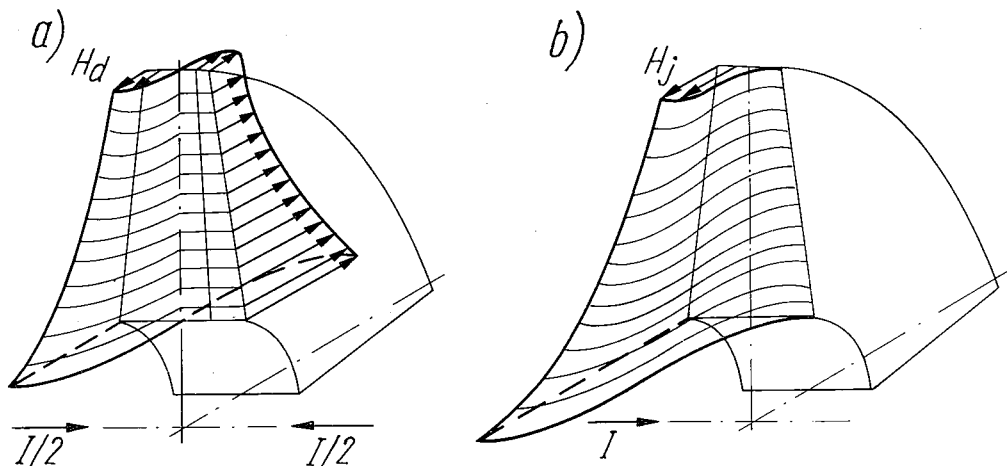
$$H_{jl} = -\frac{I}{4\pi r \operatorname{tg} \alpha} \left[\operatorname{ar sh} \left(\frac{2z \operatorname{tg} \alpha}{d_r} \right) + \operatorname{ar sh} (\operatorname{tg} \alpha) \right], \quad (20)$$

$$H_{jp} = -\frac{I}{4\pi r \operatorname{tg} \alpha} \left[\operatorname{ar sh} \left(\frac{2z \operatorname{tg} \alpha}{d_r} \right) - \operatorname{ar sh} (\operatorname{tg} \alpha) \right]. \quad (20a)$$

Z wzoru (19) wynika, że na powierzchni bocznej tarczy

$$H_{db} = \frac{I}{4\pi r \operatorname{tg} \alpha} \operatorname{ar sh} (\operatorname{tg} \alpha). \quad (20b)$$

Patrząc na wzory (20) i (20a) zauważamy, że można je zapisać w postaci (5b) wyprowadzonej dla tarczy płaskiej. Wykresy przestrzenne natężeń pól dla tarczy zbieżnej są pokazane na rys. 14.



Rys. 14. Wykresy przestrzenne natężenia pola oddziaływania w tworniku zbieżnym z odprowadzeniami: a) dwustronnymi, b) jednostronnymi

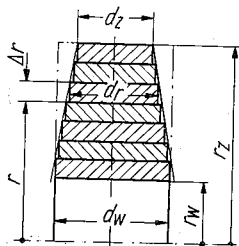
Ze względu na małą wartość kąta α , $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$, $\operatorname{arsh}(\operatorname{tg} \alpha) \approx \operatorname{tg} \alpha$. Przy takim uproszczeniu wzory (19) i (20) można sprowadzić do odpowiednich wzorów (5) i (6) słusznych dla tarczy płaskiej, a mianowicie do postaci $H_{db} \approx \frac{I}{4\pi r}$, wzór (6a)

$$H_d \approx -\frac{Iz}{2\pi r d_r}, \quad (21)$$

$$H_{jp} \approx -\frac{I}{2\pi r d_r} \left(z - \frac{d_r}{2} \right), \quad (21a)$$

$$H_{jl} \approx -\frac{I}{2\pi r d_r} \left(z + \frac{d_r}{2} \right). \quad (21b)$$

Wzory te różnią się od odpowiednich wzorów dla tarczy płaskiej tylko symbolem grubości tarczy, która dla tarczy płaskiej jest stała, a dla tarczy zbieżnej jest zależna od promienia r . Analogia wzorów pozwala sformułować następujące wnioski.



Rys. 15. Ilustracja powstawania tarczy zbieżnej z elementarnych tarcz płaskich

1. Tarczę zbieżną można uważać za tarczę utworzoną z odcinków rur o nieskończenie cienkich ściankach, każdy o innej długości d_r . Rury te są wciśnięte na siebie. Każda rura może być traktowana jak tarcza płaska (rys. 15) o znikomo małej różnicy Δr własnych promieni r_z i r_w .

2. Można przyjąć, że tarcza zbieżna powstała z tarczy płaskiej złożonej z tych rur ale mających jednakową długość $d_w = d$ na skutek skrócenia ich do długości d_r . Ponieważ prąd każdej rury nie uległ zmianie, więc natężenie pola magnetycznego na czole każdej rury również nie mogło ulec zmianie, pozostało takie samo jak w tarczy płaskiej. Na powierzchniach bocznych tarczy zbieżnej, utworzonych przez czoła rur, nie może więc nastąpić zmiana natężenia pola magnetycznego. Można wyobrazić sobie w końcu, że tarcza zbieżna powstała z tarczy płaskiej przez nachylenie jej płaszczyzn bocznych o kąt α , przy czym na każdej z powierzchni natężenie pola nie zmieniło się. Przy zaginaniu każda z powierzchni „ciągnie” za sobą pole zewnętrzne. Ponieważ odległość między zaginanymi powierzchniami zmniejsza się, więc linie sił wewnątrz tarczy zagęszczają się. Na skutek tego zależność liniowa natężenia pola od współrzędnej z przekształca się w zależność logarytmiczną.

3. Powyższe rozumowanie jest poprawne również dla tarczy o dowolnym zdeformowaniu powierzchni bocznych, jednak wzory ostatnie są prawdziwe tylko dla deformacji symetrycznej obydwu powierzchni bocznych względem płaszczyzny $z = 0$.

6. WNIOSKI KOŃCOWE

Zawarta w artykule analiza oddziaływania twornika tarczowego pozwala na ustalenie następujących ogólnych wniosków.

a) Oddziaływanie tarczy diamagnetycznej nie zmniejsza indukcji wzbudzenia, przyczynia się tylko do wydłużenia drogi linii sił magnetycznych przy przejściu ich przez tarczę.

b) Oddziaływanie tarczy ferromagnetycznej jest silne. Objawia się ono znacznym obniżeniem indukcji wzbudzenia. Dla skompensowania tego oddziaływania musi być przewidziany zapas wzbudzenia, który można wyznaczyć metodą graficzną.

c) Oddziaływanie tarczy ferromagnetycznej można zmniejszyć przez osłabienie pola oddziaływania. Radykalnie i łatwo osłabienie to można uzyskać stosując odprowadzenia dwustronne, które dają o połowę mniejsze wartości natężeń pola niż odprowadzenia jednostronne. Dalsze osłabienie można uzyskać przez zamocowanie w tarczy promieniowych wstawek diamagnetycznych lub przez wykonanie wycięć promieniowych. Pamiętać przy tym należy, że wstawki lub wycięcia powodują niesymetrię rozplywu prądu, skutkiem czego w tarczy pojawiają się prądy wyrównawcze.

d) Tarcze zbieżne (ogólnie: zdeformowane) można rozpatrywać pod względem magnetycznym jak tarczę płaską.

Analiza odśłoniła ważny problem, którym jest optymalizacja tarczy ferromagnetycznej. W tarczy „cienkiej” istnieją duże nasycenia powodujące konieczność stworzenia dużego zapasu wzbudzenia, ale na skutek małej grubości tarczy gabaryt maszyny jest odpowiednio mniejszy od gabarytu maszyny z tarczą grubą. Zwiększając grubość tarczy, z jednej strony zwiększamy masę tarczy i przestrzeń przez nią zajmowaną, a więc i gabaryt, a z drugiej strony zmniejszamy pole oddziaływania twornika, skutkiem czego zmniejsza się zapas wzbudzenia, czyli i gabaryt maszyny. Wnosimy stąd, że musi istnieć optymalna grubość

tarczy, przy której gabaryt jest najmniejszy. Problem optymalizacji nie został dotąd należyście opracowany.

Nie w pełni opracowanym, chociaż znacznie łatwiejszym i mniej znaczącym, jest również problem optymalizacji kąta nachylenia powierzchni bocznej tarczy.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. A. Bertinow, B. Alievskij, S. Troickij, Unipoljarnye élektřičeskie mašiny, ENERGIIA, Moskva-Leningrad 1966.
2. H. Buchholz, Elektrische und magnetische Potentialfelder, Springer-Verlag, Berlin 1957.
3. B. Chłusevič, Reakcija jakorja v unipoljarnych generatorach, Trudy ŁOLKVAIU, t. I, 1957.

J. SKWARNA

THE DISK ARMATURE REACTION OF A HOMOPOLAR MACHINE

Summary

The paper presents an analysis of the armature reaction of a homopolar machine. Flat and convergent armatures were investigated and diamagnetic and ferromagnetic armatures were considered.

First the character of the reaction was described. The concepts of path armature reaction, current draining reaction and armature reaction were introduced. It was proved that at symmetric current draining the path armature reaction field may be substituted by a toroid field.

Two kinds of current draining, that is one sided and two sided were considered.

Electrical and magnetic fields were given possibly careful examination for both types of armature disks. The analysis of the magnetic field in the disk was based on the differential form of Maxwell law. It led to the conclusion that the convergent disk may be treated in its magnetic aspect like the flat disk.

The effect of the armature reaction field on the excitation field was described and the graphic method of determining amper conductors compensating ferromagnetic armature reaction was given.

Final conclusions close the article.

J. SKWARNA

LA RÉACTION DE L'INDUIT D'UNE MACHINE UNIPOLAIRE

Résumé

Cet article traite de l'analyse de la réaction de l'induit d'une machine unipolaire. On examine l'induit disque et l'induit convergent (Fig. 3 et 11). L'analyse concerne l'induit diamagnétique et ferromagnétique.

Au début, on présente la substance de la réaction de l'induit. On introduit les termes de la réaction de la branche de l'induit, des connexions symétriques le champ de réaction de la branche de l'induit peut être remplacé par le champ d'un toroïde. L'analyse porte sur deux genres de connexions — unilatérales et bilatérales.

On a analysé avec une assez haute précision le champ électrique et magnétique dans les deux genres d'induit. L'analyse du champ magnétique dans l'induit est basée sur la loi de Maxwell en sa forme différentielle.

On a constaté que le champ de réaction dans le disque peut être déterminé aussi par la forme intégrale de la loi de Maxwell. Les considérations mènent à la conclusion que le disque convergent peut être traité, au point de vue magnétique, comme un disque plat. On a décrit l'influence du champ de réaction de l'induit sur le champ d'excitation et donné une méthode graphique pour déterminer la force magnétomotrice de compensation de la réaction de l'induit ferromagnétique.

L'article se termine par des conclusions finales.

J. SKWARNA

SCHEIBENANKERRÜCKWIRKUNG DER UNIPOLARMASCHINE

Zusammenfassung

Der Artikel befasst sich mit der Analyse der Scheibenankerrückwirkung der Unipolarmaschine. Man hat den Verjüngungs- und den Flachanker in Betracht genommen (Abb. 1 und Abb. 11). Die Analyse berücksichtigt den ferromagnetischen Anker.

Am Anfang wurde das Wesen der Rückwirkung besprochen. Man hat den Begriff der Rückwirkung des Ankerzweiges, wie auch die Begriffe der Ableitungs- und der Ankerrückwirkung eingeführt. Es wurde bewiesen, dass man bei den symmetrischen Ableitungen das Rückwirkungsfeld des Ankerzweiges durch das Feld der Ringspule ersetzen kann. Die Untersuchungen werden für ein- und für zweiseitige Ableitungen durchgeführt.

Es wurde auch das elektrische und das magnetische Feld in beiden Typen der Ankerscheiben verhältnismässig genau analysiert. Die Analyse des magnetischen Feldes in der Scheibe wurde auf die differentiale Form des Maxwell'schen Gesetzes gestützt. Man hat dabei festgestellt, dass man das Rückwirkungsfeld in der Scheibe in Anlehnung an die integrale Form des Maxwell'schen Gesetzes bestimmen kann. Die Untersuchungen haben zu dem Schluss geführt, dass man die Verjüngungsscheibe in magnetischer Hinsicht als eine Flachscheibe behandeln kann.

Man hat auch den Einfluss der Ankerrückwirkungsfeldes auf das Erregerfeld beschrieben und die graphische Methode für die Bestimmung der die Rückwirkung des ferromagnetischen Ankers kompensierende Durchflutung angegeben.

Zuletzt werden Endschlüsse vorgetragen.

Я. СКВАРНА

РЕАКЦИЯ ДИСКОВОГО ЯКОРЯ УНИПОЛЯРНОЙ МАШИНЫ

Резюме

В статье представлен анализ реакции дискового якоря униполярной машины. Рассматриваются плоский и конический якоря (рис. 3 и 11). Анализ учитывает немагнитный и ферромагнитный якоря. Во введении обсуждается сущность реакции якоря. Вводятся понятия реакции контура якоря, реакции отводов и реакции якоря. Доказывается, что при симметрических отводах тока поле реакции контура якоря можно заменить полем тороида. Обсуждены односторонние и двусторонние отводы.

Автор возможно подробно проанализировал электрическое и магнитное поля в обоих типах диска якоря. Анализ магнитного поля в диске основан на дифференциальной форме закона Максвелла. Далее автор констатирует, что поле реакции в диске можно определить исходя из интегральной формы закона Максвелла. Рассуждения привели к следующему выводу: конусный диск можно считать с точки зрения магнетизма плоским диском. Автор описывает влияние поля реакции якоря на поле возбуждения и приводит график для определения компенсирующей намагничивающей силы реакции ферромагнитного якоря.

В заключение статьи приведены выводы.

Optymalizacja budowy ekranów wielodrutowych przewodów współosiowych wielkiej częstotliwości Część II. Metoda i wyniki badań

ZDZISŁAW PERKOWSKI (WARSZAWA)

PDPKiSE „Kablospřęt”, Ożarów Mazowiecki

Otrzymano 19.1.1973

W pierwszej części pracy [13] przedstawiono przybliżoną teorię przenikania pola magnetycznego quasistacjonarnego przez wielodrutowe ekrany przewodów współosiowych wielkiej częstotliwości i wypływające z teorii możliwości optymalizacji budowy takich ekranów z punktu widzenia ich własności sprzężeniowych.

Wykorzystując wspomniane możliwości przeprowadzono badania dużej liczby próbek przewodów współosiowych z ekranami wielodrutowymi o różnej budowie, a uzyskane wyniki badań, łącznie z wynikami podanymi w pracach [5, 7], wykorzystano do ustalenia przytoczonych w drugiej części pracy optymalnych parametrów konstrukcyjnych ekranów wielodrutowych o postaci opłotów. Własności sprzężeniowe opłotów o budowie optymalnej porównano z analogicznymi własnościami dotychczas stosowanych opłotów o dużej gęstości.

1. WSTĘP

W pierwszej części niniejszej pracy [13] przeprowadzono analizę przenikania pola magnetycznego quasistacjonarnego wielkiej częstotliwości przez zbudowane w różny sposób wielodrutowe ekrany przewodów współosiowych. Rezultaty tej analizy wskazują, że niezależnie od rodzaju wielodrutowego ekranu istnieje możliwość optymalizacji jego struktury geometrycznej z punktu widzenia własności sprzężeniowych, charakteryzujących przenikanie przez ekran pola magnetycznego.

Posługując się pojęciami zaczerpniętymi z teorii obwodów quasistacjonarnych, przenikanie pola magnetycznego przez bardzo krótki — w porównaniu z długością fali elektromagnetycznej — odcinek wielodrutowego ekranu modelowano skupioną indukcyjnością sprzężeniową. W ten sposób optymalizację struktury geometrycznej ekranu w zakresie wielkich częstotliwości sprowadzono do poszukiwania takiej struktury, dla której indukcyjność sprzężeniowa osiąga minimum.

Analizując warunki przenikania pola magnetycznego wielkiej częstotliwości przez najprostszy ekran wielodrutowy, jaki stanowi żyła zewnętrzna toru współosiowego zbudowana z jednakowych, równoległych do osi toru, równomiernie rozmieszczonych, pojedynczych drutów o przekroju kołowym, wykazano, że najmniejsza indukcyjność sprzężeniowa ta-

kiego ekranu występuje przy gęstości optycznej $k_o \approx 0,582$. Zastąpienie w takim ekranie pojedynczych drutów pasmami dwudrutowymi (parami ściśle do siebie przylegających na całej długości jednakowych drutów) powoduje zwiększenie optymalnej gęstości optycznej, odpowiadającej najmniejszej indukcyjności sprzężeniowej, do wartości $k_o \approx 0,655$. Na podstawie prawa indukcji elektromagnetycznej można przewidzieć, że dalsze zwiększanie liczby drutów w pasmach wywoła tym większe przesunięcie położenia minimum indukcyjności sprzężeniowej w stronę większych gęstości optycznych, im większa jest liczba drutów w pasmach.

W przypadku obwoju z jednakowych, pojedynczych drutów o przekroju kołowym, z uwagi na współdziałanie pola magnetycznego poprzecznego z polem wzdłużnym w przenoszeniu energii elektromagnetycznej przez ekran, optymalna gęstość optyczna zależy od kąta obwoju (od kąta nawinięcia drutów na izolowaną żyłę wewnętrzną). Optymalizacja struktury geometrycznej obwoju jest możliwa począwszy od wartości kąta obwoju $\zeta = 74,1^\circ$, przy której optymalna gęstość optyczna jest równa jedności. Ze wzrostem kąta obwoju powyżej tej wartości optymalna gęstość optyczna zmniejsza się monotonicznie i przy $\zeta = 90^\circ$ (ekran z równoległych do osi toru drutów) staje się równa 0,582.

Rozpatrując następnie mechanizm przenikania pola magnetycznego wielkiej częstotliwości przez dwa identyczne, nawinięte jeden na drugi w przeciwnych kierunkach, obwoje z pojedynczych drutów o przekroju kołowym, stanowiące — przy równomiernym rozdziale przewodzonego prądu między wszystkie druty — bardzo uproszczony model opłotu, stwierdzono, że ze względu na zależność od kąta podwójnego obwoju (ζ) wzajemnego wpływu pola magnetycznego wytwarzanego przez każdą warstwę drutów na pozostałą, optymalna gęstość optyczna takiej struktury również zależy od kąta ζ . Charakter zależności od kąta nawinięcia drutów wartości optymalnej współczynnika krycia jednostronnego podwójnego obwoju (równego gęstości optycznej każdego z dwóch obwojów) jest podobny do obserwowanego w przypadku pojedynczego obwoju: wspomniana wartość optymalna zmniejsza się monotonicznie ze wzrostem kąta ζ począwszy od $k_1 = 1$ przy $\zeta = 40^\circ$ i kończąc na $k_1 = 0,414$ przy $\zeta = 90^\circ$. Optymalizacja struktury geometrycznej zastępującego opłot z pojedynczych drutów podwójnego obwoju jest więc możliwa przy kątach nawinięcia drutów większych od 40° .

Z uwagi na podobny mechanizm zjawisk elektromagnetycznych, zachodzących w uproszczonym modelu opłotu oraz w realnym oplocie, można przewidzieć, że charakter zależności optymalnej wartości współczynnika krycia jednostronnego od kąta opłotu będzie taki sam jak w przypadku modelu. Optymalnych konstrukcji opłotu należy zatem poszukiwać przy kątach opłotu większych od 40° biorąc pod uwagę fakt, że optymalna wartość współczynnika krycia jednostronnego zmniejsza się ze wzrostem kąta opłotu przy niezmiennej liczbie drutów w każdym pasmie, natomiast zwiększa się ze wzrostem liczby drutów w pasmach przy stałej wartości kąta opłotu. Ze względów natury ekonomicznej szczególną uwagę należy skierować na opłoty o dużych kątach, których optymalne konstrukcje są znacznie lepsze od analogicznych konstrukcji uzyskiwanych przy małych kątach.

Własności sprzężeniowe opłotu można ocenić wyłącznie na podstawie pomiarów impedancji sprzężeniowej w zakresie wielkich częstotliwości, ponieważ w pasmie małych częstotliwości zachowanie się opłotu jest diametralnie różne z uwagi na znikomy wpływ prądów wirowych. Wybrana metoda pomiarowa winna zapewniać dostatecznie dużą do-

kładność oceny indukcyjności sprzężeniowej w zakresie wielkich częstotliwości, w związku z czym należy przeanalizować wpływ różnych czynników na tę dokładność. Z tego powodu przed zreformowaniem wyników badań będą przedstawione przesłanki warunkujące wybór metody oraz istota metody.

2. METODA POMIARU IMPEDANCJI SPRĘŻENIOWEJ

Optymalizacja struktury geometrycznej wielodrutowego ekranu, sprowadzająca się do znalezienia struktury o najmniejszej możliwej do uzyskania indukcyjności sprzężeniowej, wpływa ze współdziałania pola magnetycznego zewnętrznego, w jakim ten ekran zostaje zanurzony, z polem magnetycznym reakcji, wytwarzanym w zewnętrznym otoczeniu ekranu przez prądy wirowe pojawiające się w ekranie pod wpływem zmiennego w czasie pola zewnętrznego, zgodnie z prawem indukcji elektromagnetycznej. Wynika stąd wniosek, że z uwagi na bardzo mały wpływ prądów wirowych optymalizacja nie jest możliwa przy małych częstotliwościach, a zatem nie mogą być także wykonywane bezpośrednie pomiary indukcyjności sprzężeniowej ekranów przy takich częstotliwościach, ponieważ wyniki pomiarów byłyby błędne i nie pozwalałyby na właściwą ocenę struktury ekranów.

W miarę wzrostu częstotliwości potęguje się wpływ prądów wirowych, w związku z czym zmienia się wartość indukcyjności sprzężeniowej ekranu. Szybkie zmiany obserwuje się w zakresie dużych głębokości wnikania prądu, a znacznie wolniejsze przy małych głębokościach wnikania prądu. Przy bardzo dużych częstotliwościach indukcyjność sprzężeniowa dąży do wartości asymptotycznej, ponieważ pole magnetyczne reakcji jest wówczas zbliżone do pola reakcji idealnie przewodzącego ekranu z prądami powierzchniowymi i praktycznie się nie zmienia w miarę wzrostu częstotliwości. Wspomniana wartość asymptotyczna indukcyjności sprzężeniowej charakteryzuje skuteczność ekranowania w zakresie wielkich częstotliwości i tę wartość powinno się otrzymywać jako wynik pomiaru.

Zgodnie z zależnością (6), podaną w pierwszej części niniejszej pracy [13], impedancja sprzężeniowa wielodrutowego ekranu jest sumą dwóch składników, z których pierwszy Z_{sc} jest impedancją sprzężeniową równoważnego takiemu ekranowi przy małych częstotliwościach jednolitego cylindra, a drugi $j\omega L_s$ jest reaktancją sprzężeniową ekranu. W miarę wzrostu częstotliwości pierwszy składnik szybko maleje zgodnie ze związkiem (5) z pierwszej części pracy, natomiast drugi składnik rośnie, początkowo wolniej niż proporcjonalnie do częstotliwości z uwagi na zmniejszanie się indukcyjności sprzężeniowej L_s , a następnie praktycznie proporcjonalnie do częstotliwości.

Zakres częstotliwości pomiarowych, w którym możliwa jest prawidłowa ocena własności sprzężeniowych ekranu, powinien być tak wybrany, żeby składnik Z_{sc} impedancji sprzężeniowej mierzonego ekranu był pomijalnie mały w porównaniu ze składnikiem reaktancyjnym $j\omega L_s$, a ponadto tak usytuowany, żeby zmiany modułu mierzonej impedancji sprzężeniowej były praktycznie proporcjonalne do częstotliwości, bowiem wówczas indukcyjność sprzężeniowa jest prawie równa wartości asymptotycznej. Dolna granica tego zakresu jest zdeterminowana przez średnicę drutów ekranu, ponieważ przy określonej częstotliwości wpływ prądów wirowych na rozkład gęstości prądu w drucie jest tym większy,

im większa jest średnica drutu, w związku z czym drut o dużej średnicy zachowuje się jak idealny przewodnik przy mniejszej częstotliwości niż drut o małej średnicy.

Indukcyjność sprzężeniowa wielodrutowego ekranu praktycznie nie zmienia się porównawszy od takiej częstotliwości, przy której pole reakcji dowolnego drutu ekranu różni się bardzo nieznacznie od pola reakcji idealnie przewodzącego drutu o jednakowej średnicy. W przypadku najcieńszych drutów stosowanych w wielodrutowych ekranach wspomniana częstotliwość jest rzędu 30 MHz.

Górną granicę zakresu częstotliwości pomiarowych, w którym można prawidłowo ocenić budowę ekranu z punktu widzenia jego własności sprzężeniowych, stanowi taka częstotliwość, do której utrzymuje się proporcjonalność modułu mierzonej impedancji sprzężeniowej do częstotliwości. W miarę postępów techniki pomiarowej prawo proporcjonalnych do częstotliwości zmian impedancji sprzężeniowej potwierdzało się dla coraz to większych częstotliwości.

Na podstawie wyników badań dużej liczby próbek przewodów z ekranami o postaci opłotów H. Larsen [8] stwierdził, że moduł impedancji sprzężeniowej rośnie proporcjonalnie do częstotliwości w zakresie do 200 MHz, natomiast późniejsze badania wykonane przez H. Jungfera [6] potwierdziły utrzymywanie się takiego charakteru zmian modułu impedancji sprzężeniowej w funkcji częstotliwości do 1000 MHz. Wyniki ostatnich badań, wykonanych na próbkach przewodów z ekranami o postaci pojedynczych opłotów przez R. D. Engelsa i T. Fischera [3] wskazują, że przybliżona proporcjonalność modułu impedancji sprzężeniowej do częstotliwości ma miejsce w zakresie do 3 GHz, a nawet do 5 GHz, co stwierdzili J. Zorzy i R. F. Muehlberger [12]. Ci ostatni wykazali ponadto, że w przypadku ekranów o postaci podwójnych opłotów wspomniana proporcjonalność utrzymuje się tylko do około 2 GHz.

Przy jeszcze większych częstotliwościach zmienne w czasie pole magnetyczne przestaje być polem quasistacjonarnym, w związku z czym w aparaturze pomiarowej oprócz poprzecznej fali elektromagnetycznej typu TEM pojawiają się fale typu TE oraz TM; mechanizm przenikania pola przez ekran wielodrutowy staje się wówczas bardziej złożony i nie obowiązuje już stwierdzone przy mniejszych częstotliwościach prawo proporcjonalnych do częstotliwości zmian impedancji sprzężeniowej. Ilustrują to wyniki pomiarów przytoczone w pracy [12].

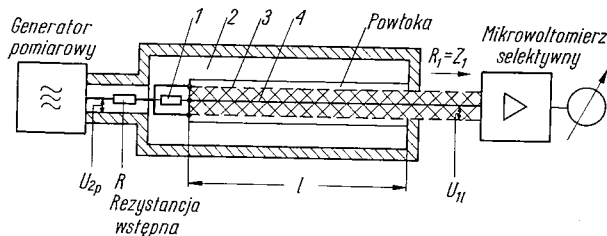
Budowa układu do pomiaru impedancji sprzężeniowej w decydującym stopniu zależy od wybranego zakresu częstotliwości pomiarowych. Element podstawowy każdego takiego układu stanowi krótki odcinek podwójnej linii współosiowej, jaki tworzy próbka toru współosiowego z ekranem będącym przedmiotem badań, umieszczona współosiowo w jednolitym cylindrze metalowym (rys. 1). Zewnętrzny tor współosiowy wspomnianej linii tworzy badany ekran oraz jednolity cylinder metalowy, natomiast torem wewnętrznym jest tor umieszczony w cylindrze.

Przy niezbyt dużych częstotliwościach jeden z końców wewnętrznego toru współosiowego, znajdujący się wewnątrz cylindrycznego ekranu, może być zwarty, a ponadto zwarty może być także przeciwległy koniec zewnętrznego toru współosiowego. Na tak przygotowanych odcinkach podwójnej linii współosiowej wykonywali badania L. Krügel [7] i E. Hermann [5].

Przy większych częstotliwościach pomiarowych Międzynarodowa Komisja Elektrotechniczna zaleca obciążenie umieszczonego wewnątrz cylindra końca badanego toru ekranowaną rezystancją o wartości równej wartości znamionowej impedancji falowej tego toru, przy przeciwnym końcu zewnętrznego toru współosiowego zwartym i przeciwnym końcu badanego toru dopasowanym falowo do miernika napięcia [2].

Uzyskanie prawidłowych wyników pomiarów impedancji sprzężeniowej przy bardzo dużych częstotliwościach jest możliwe po zrealizowaniu przybliżonego dopasowania falowego na obu końcach obydwu torów współosiowych linii, co można osiągnąć za pomocą odpowiednich rezystancji [6], bądź rezystancji i strojnika współosiowego [3].

W stanie dopasowania falowego obu torów podwójnej linii współosiowej, przy zasilaniu toru zewnętrznego prądem I ze źródła zmiennego napięcia pomiarowego, między ba-



Rys. 1. Układ do pomiarów impedancji sprzężeniowej

1 — ekranowana rezystancja obciążenia $R_1 = Z_1$, 2 — zewnętrzny tor współosiowy o parametrach Z_2, γ_2 , 3 — badany ekran o impedancji sprzężeniowej Z_s , 4 — wewnętrzny tor współosiowy o parametrach Z_1, γ_1

danym ekranem i zewnętrznym cylindrem metalowym występuje stosunkowo duża różnica potencjałów, równa iloczynowi prądu I oraz impedancji falowej toru zewnętrznego. W konsekwencji oprócz pola magnetycznego do wnętrza wewnętrznego toru współosiowego przenika także pole elektryczne, które wpływa na wynik pomiaru impedancji sprzężeniowej, co potwierdzają wyniki pomiarów [3].

Przy zwartym końcu zewnętrznego toru współosiowego i niewielkiej — w porównaniu z długością fali elektromagnetycznej przy częstotliwości pomiarowej — długości tego toru, różnica potencjałów na jego początku jest bardzo mała, w związku z czym napięcie pojawiające się w torze wewnętrznym jest uwarunkowane przenikaniem do wnętrza toru pola magnetycznego wobec pomijalnie małego wpływu pola elektrycznego. Pomiar tego napięcia daje zatem możliwość oceny impedancji sprzężeniowej badanego ekranu.

W celu wyeliminowania wpływu przenikającego do wnętrza mierzonego ekranu pola elektrycznego na wynik pomiaru impedancji sprzężeniowej zdecydowano się na wybór układu pomiarowego zalecanego przez CEI [2] i przedstawionego na rys. 1, ze zwartym na końcu zewnętrznym torem podwójnej linii współosiowej. Analiza tego układu pozwoli na ustalenie wzajemnego związku pomiędzy wielkościami mierzonymi, a szukaną impedancją sprzężeniową.

Założymy, że impedancja falowa wewnętrznego toru podwójnej linii współosiowej, to znaczy toru, którego ekran jest przedmiotem badań, jest równa Z_1 , tamowność falowa jednostkowa tego toru wynosi γ_1 , natomiast jego długość jest równa l (rys. 1), podczas gdy jednostkowa impedancja sprzężeniowa badanego ekranu wynosi Z_s . Badany ekran,

umieszczony współosiowo w jednolitym cylindrze metalowym, tworzy z kolei łącznie z tym cylindrem zewnętrzny tor współosiowy podwójnej linii współosiowej, którego parametry falowe oznaczmy przez Z_2 i γ_2 . Ten drugi tor współosiowy, zwarty na końcu, zasila się przez rezystancję wstępną R bądź bezpośrednio, napięciem sinusoidalnie zmiennym o wartości U_{2l} z generatora pomiarowego, mierząc jednocześnie odpowiednio czułym woltomierzem o impedancji wejściowej praktycznie równej Z_1 napięcie $U_1(l) = U_{1l}$ pojawiające się na końcu badanego toru, którego początek jest także obciążony rezystancją prawie równą Z_1 .

Zasilanie drugiego toru współosiowego prądem $I_2(0) = I_{20}$ wypływającym z generatora pomiarowego spowoduje z uwagi na sprzężenie obu torów przepływ prądu I_1 w torze badanym, przy czym prąd I_1 będzie wywierać nieznaczny zwrotny wpływ na wartość napięcia U_2 w torze zasilanym. Pomijając ten wpływ jako nieistotny ($I_1 \ll I_{20}$) wartości napięcia $U_2(s)$ i prądu $I_2(s)$ w punkcie s toru drugiego można wyznaczyć z następujących równań łańcuchowych toru jednorodnego [9]:

$$U_2(s) = U_{2l} \operatorname{ch} \gamma_2(l-s) + I_{2l} Z_2 \operatorname{sh} \gamma_2(l-s), \quad (1)$$

$$I_2(s) = \frac{U_{2l}}{Z_2} \operatorname{sh} \gamma_2(l-s) + I_{2l} \operatorname{ch} \gamma_2(l-s), \quad (2)$$

w których U_{2l} oraz I_{2l} oznaczają wartości napięcia i prądu na końcu toru zewnętrznego podwójnej linii współosiowej. Przy zwartym końcu wspomnianego toru $U_{2l} = 0$, w związku z czym dla $s = 0$ z równania (2) wynika relacja:

$$I_{20} = I_{2l} \operatorname{ch} \gamma_2 l. \quad (3)$$

Uwzględnienie tej relacji w równaniach (1) i (2) umożliwia wyznaczenie wartości napięcia i prądu w punkcie s zwartego na końcu zewnętrznego toru współosiowego:

$$U_2(s) = I_{20} Z_2 \frac{\operatorname{sh} \gamma_2(l-s)}{\operatorname{ch} \gamma_2 l}, \quad (4)$$

$$I_2(s) = I_{20} \frac{\operatorname{ch} \gamma_2(l-s)}{\operatorname{ch} \gamma_2 l}. \quad (5)$$

Napięcie $U_1(s)$ oraz prąd $I_1(s)$ w punkcie s badanego, wewnętrznego toru współosiowego, po pominięciu przeniku pojemnościowego z toru zewnętrznego do wewnętrznego, nieistotnego z uwagi na niewielkie wartości napięcia $U_2(s)$ przy małej w porównaniu z długością fali — odpowiadającej częstotliwości napięcia pomiarowego — długości l toru zewnętrznego, wyznacza się z następujących równań różniczkowych, będących szczególnym przypadkiem uogólnionych równań telegraficznych:

$$-\frac{dI_1}{ds} = \frac{\gamma_1}{Z_1} U_1; \quad -\frac{dU_1}{ds} = \gamma_1 Z_1 I_1 + Z_s I_2, \quad (6)$$

uwzględniając jednocześnie wynikające z rys. 1 warunki brzegowe:

$$U_1(0) = -I_1(0) Z_1; \quad U_1(l) = I_1(l) Z_1. \quad (7)$$

Po obustronnym zróżniczkowaniu prawego równania (6) względem zmiennej s i podstawieniu do uzyskanego wyniku wartości pochodnej $\frac{dI_1}{ds}$ z lewego równania (6) otrzymuje

się następujące równanie propagacji napięcia $U_1(s)$ wzdłuż wewnętrznego toru współosiowego:

$$\frac{d^2 U_1}{ds^2} - \gamma_1^2 U_1 = -Z_s \frac{dI_2}{ds}. \quad (8)$$

Równanie to można rozwiązać metodą Cauchego, znajdując w pierwszym etapie rozwiązanie równania jednorodnego, jakie otrzymuje się po przyrównaniu do zera lewej strony równości (8), a następnie — w drugim etapie — napięcie $U_1(s)$ wyznacza się z zależności:

$$U_1(s) = Ae^{\gamma_1 s} + Be^{-\gamma_1 s} - \frac{Z_s}{\gamma_1} \int_0^s \frac{dI_2(u)}{du} \operatorname{sh} \gamma_1(s-u) du. \quad (9)$$

Po obliczeniu pochodnej prawej strony równania (5) i podstawieniu uzyskanego wyniku do ostatniej zależności otrzymuje się wyrażenie:

$$U_1(s) = Ae^{\gamma_1 s} + Be^{-\gamma_1 s} + \frac{\gamma_2 Z_s I_{20}}{\gamma_1 \operatorname{ch} \gamma_2 l} \int_0^s \operatorname{sh} \gamma_1(s-u) \operatorname{sh} \gamma_2(l-u) du, \quad (10)$$

które po uwzględnieniu relacji:

$$\int_0^s \operatorname{sh} \gamma_1(s-u) \operatorname{sh} \gamma_2(l-u) du = \frac{1}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2} [\gamma_2 \operatorname{ch} \gamma_2 l \operatorname{sh} \gamma_1 s - \gamma_1 \operatorname{sh} \gamma_2 l \operatorname{ch} \gamma_1 s + \gamma_1 \operatorname{sh} \gamma_2(l-s)] \quad (11)$$

przyjmuje następującą postać:

$$U_1(s) = Ae^{\gamma_1 s} + Be^{-\gamma_1 s} - \frac{\gamma_2 Z_s I_{20}}{\gamma_1 (\gamma_1^2 - \gamma_2^2) \operatorname{ch} \gamma_2 l} [\gamma_2 \operatorname{ch} \gamma_2 l \operatorname{sh} \gamma_1 s + \\ - \gamma_1 \operatorname{sh} \gamma_2 l \operatorname{ch} \gamma_1 s + \gamma_1 \operatorname{sh} \gamma_2(l-s)]. \quad (12)$$

Prąd $I_1(s)$ wyznacza się z kolei z prawego równania (6), do którego podstawia się pochodną wyrażenia (12). Po wykonaniu niezbędnych przekształceń otrzymuje się związek:

$$I_1(s) = I_{20} \frac{\gamma_1^2}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2} \cdot \frac{Z_s}{Z_1 \gamma_1} \cdot \frac{\operatorname{ch} \gamma_2(l-s)}{\operatorname{ch} \gamma_2 l} + I_{20} \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2} \cdot \frac{Z_s}{Z_1 \gamma_1} \operatorname{th} \gamma_2 l \operatorname{sh} \gamma_1 s + \\ - I_{20} \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2} \cdot \frac{Z_s}{Z_1 \gamma_1} \operatorname{ch} \gamma_1 s - \frac{A}{Z_1} e^{\gamma_1 s} + \frac{B}{Z_1} e^{-\gamma_1 s}. \quad (13)$$

Wartości stałych A i B wyznacza się z warunków brzegowych (7). Przyjmując $s = 0$ w wyrażeniach (12) i (13) dostaje się następujące wartości napięcia $U_1(0)$ i prądu $I_1(0)$ na początku wewnętrznego toru współosiowego:

$$U_1(0) = A + B; \quad I_1(0) = -I_{20} \frac{Z_s}{Z_1 \gamma_1} - \frac{A}{Z_1} + \frac{B}{Z_1}. \quad (14)$$

Podstawienie tych wartości do pierwszego spośród warunków brzegowych (7) umożliwia określenie stałej B :

$$B = I_{20} \frac{Z_s}{2\gamma_1}. \quad (15)$$

Kładąc z kolei $s = l$ w równościach (12) i (13) otrzymuje się wartości napięcia $U_1(l)$ i prądu $I_1(l)$ na końcu wewnętrznego toru współosiowego. Po podstawieniu stałej B wartości te są określone przez związki:

$$U_1(l) = Ae^{\gamma_1 l} + \frac{I_{20} Z_s}{2\gamma_1} e^{-\gamma_1 l} + \frac{\gamma_2 Z_s I_{20}}{\gamma_1 (\gamma_2^2 - \gamma_1^2) \operatorname{ch} \gamma_2 l} [\gamma_2 \operatorname{sh} \gamma_1 l \operatorname{ch} \gamma_2 l - \gamma_1 \operatorname{ch} \gamma_1 l \operatorname{sh} \gamma_2 l], \quad (16)$$

$$I_1(l) Z_1 = I_{20} \frac{\gamma_1^2}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2} \cdot \frac{Z_s}{\gamma_1 \operatorname{ch} \gamma_2 l} + I_{20} \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2} \cdot \frac{Z_s}{\gamma_1} \operatorname{sh} \gamma_1 l \operatorname{th} \gamma_2 l + \\ - I_{20} \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - \gamma_1^2} \cdot \frac{Z_s \operatorname{ch} \gamma_1 l}{\gamma_1} - Ae^{\gamma_1 l} + I_{20} \frac{Z_s}{2\gamma_1} e^{-\gamma_1 l}. \quad (17)$$

Porównanie prawych stron obu tych związków determinuje wartość stałej A :

$$2Ae^{\gamma_1 l} = \frac{I_{20} Z_s}{\gamma_1 (\gamma_2^2 - \gamma_1^2) \operatorname{ch} \gamma_2 l} (\gamma_1^2 + \gamma_1 \gamma_2 \operatorname{sh} \gamma_1 l \operatorname{sh} \gamma_2 l + \\ - \gamma_2^2 \operatorname{ch} \gamma_1 l \operatorname{ch} \gamma_2 l - \gamma_2^2 \operatorname{sh} \gamma_1 l \operatorname{ch} \gamma_2 l + \gamma_1 \gamma_2 \operatorname{ch} \gamma_1 l \operatorname{sh} \gamma_2 l), \quad (18)$$

natomiast uwzględnienie ostatniej relacji w wyrażeniu (16) daje możliwość wyznaczenia napięcia $U_1(l)$ na końcu wewnętrznego, badanego toru współosiowego, a więc napięcia na wejściu woltomierza układu z rys. 1:

$$U_1(l) = U_{1l} = \frac{I_{20} Z_s e^{-\gamma_1 l}}{2(\gamma_2^2 - \gamma_1^2) \operatorname{ch} \gamma_2 l} (\gamma_1 e^{\gamma_1 l} - \gamma_2 \operatorname{sh} \gamma_2 l - \gamma_1 \operatorname{ch} \gamma_2 l). \quad (19)$$

Zgodnie z rysunkiem 1 i równaniem (4) obowiązuje następująca zależność:

$$U_{2p} = I_{20} R + U_2(0) = I_{20} (R + Z_2 \operatorname{th} \gamma_2 l). \quad (20)$$

Zależność ta łącznie z wyrażeniem (19) umożliwia wyznaczenie jednostkowej impedancji sprzężeniowej badanego toru współosiowego jako funkcji stosunku napięć U_{1l} i U_{2p} oraz parametrów układu pomiarowego:

$$Z_s = \frac{2R}{l} \cdot \frac{U_{1l} e^{\gamma_1 l}}{U_{2p}} \cdot \frac{(\gamma_2^2 l^2 - \gamma_1^2 l^2) \left(\operatorname{ch} \gamma_2 l + \frac{Z_2}{R} \operatorname{sh} \gamma_2 l \right)}{\gamma_1 l e^{\gamma_1 l} - \gamma_2 l \operatorname{sh} \gamma_2 l - \gamma_1 l \operatorname{ch} \gamma_2 l}. \quad (21)$$

Przy dużych częstotliwościach tłumienność falowa obu torów współosiowych będzie pomijalnie mała w porównaniu z ich przesuwnością falową ($\gamma l \approx j\beta l$, $\operatorname{sh} \gamma l \approx j \sin \beta l$ oraz $\operatorname{ch} \gamma l \approx \cos \beta l$), w związku z czym po wprowadzeniu następujących oznaczeń:

$$x = \beta_2 l, \quad n = \frac{\beta_1}{\beta_2}, \quad m = \frac{Z_2}{R}, \quad (22)$$

ostatnią zależność można zastąpić relacją przybliżoną:

$$Z_s \approx \frac{2R}{l} \cdot \frac{U_{1l} e^{jnx}}{U_{2p}} \cdot \frac{x(1-n^2)(\cos x + j m \sin x)}{jn(\cos nx - \cos x) + \sin x - n \sin nx}. \quad (23)$$

Za pomocą układu pomiarowego z rys. 1 można uzyskać jedynie moduły napięć U_{1l} oraz U_{2p} , a z ich stosunku można wyznaczyć moduł impedancji sprzężeniowej, w myśl relacji (23) określony zależnością:

$$|Z_s| \approx \frac{2R}{l} \left| \frac{U_{1l}}{U_{2p}} \right| \frac{x |1-n^2| \sqrt{\cos^2 x + m^2 \sin^2 x}}{\sqrt{n^2 (\cos nx - \cos x)^2 + (\sin x - n \sin nx)^2}}. \quad (24)$$

W przypadku układu pomiarowego bez rezystora wstępnego ($R \rightarrow 0$, $m \rightarrow \infty$, $mR = Z_2$, $U_{2p} \rightarrow U_2(0) = U_{20}$) ostatnia zależność przyjmuje postać:

$$|Z_s| \approx \frac{2Z_2}{l} \left| \frac{U_{11}}{U_{20}} \right| \frac{x|1-n^2|\sin x}{\sqrt{n^2(\cos nx - \cos x)^2 + (\sin x - n \sin nx)^2}}. \quad (25)$$

Wyrażenia (24) i (25) podane są w publikacji 96-1 CEI w następującej formie [2]:

$$|Z_s| \approx \frac{2R}{l} \left| \frac{U_{11}}{U_{2p}} \right| \cdot F', \quad (26)$$

$$|Z_s| \approx \frac{2xZ_2}{l} \left| \frac{U_{11}}{U_{20}} \right| \cdot F'', \quad (27)$$

przy czym wielkości F' i F'' są współczynnikami korekcyjnymi określonymi przez związki:

$$F' = \frac{x|1-n^2|\sqrt{\cos^2 x + m^2 \sin^2 x}}{\sqrt{n^2(\cos x - \cos nx)^2 + (\sin x - n \sin nx)^2}}, \quad (28)$$

$$F'' = \frac{|1-n^2|\sin x}{\sqrt{n^2(\cos x - \cos nx)^2 + (\sin x - n \sin nx)^2}}. \quad (29)$$

Uwzględniając fakt, że przy dużych częstotliwościach $xZ_2 \approx \omega L_2 l$, przy czym L_2 oznacza indukcyjność jednostkową zewnętrznego toru współosiowego, a ω — pulsację napięcia pomiarowego, wyrażeniu (27) można nadać kształt:

$$|Z_s| \approx 2\omega L_2 \left| \frac{U_{11}}{U_{20}} \right| \cdot F''. \quad (30)$$

W zakresie wielkich częstotliwości indukcyjność jednostkowa zewnętrznego toru współosiowego może być obliczona z zależności:

$$L_2 \approx \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_c}{r_e}, \quad (31)$$

w której μ_0 oznacza przenikalność magnetyczną próżni, r_c — promień wewnętrzny jednolitego cylindra metalowego, wewnątrz którego umieszczony jest badany ekran cylindryczny o promieniu zewnętrznym r_e . Podstawiając tę zależność do wyrażenia (30) uzyskuje się ostatecznie związek najbardziej przydatny dla praktyki pomiarowej:

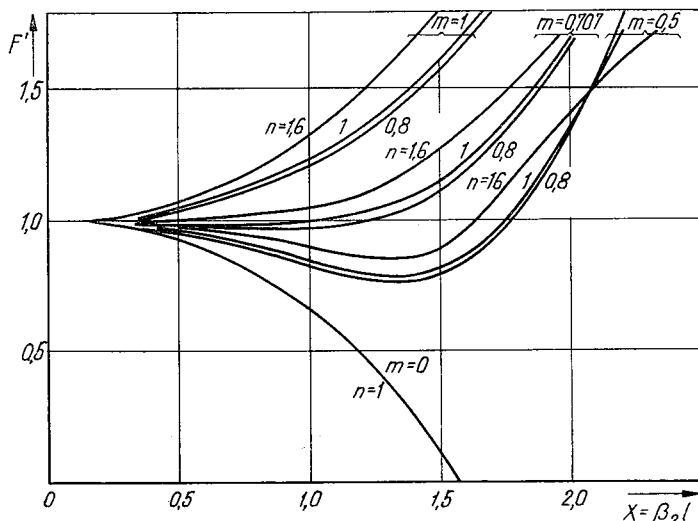
$$|Z_s| \approx 2\mu_0 f F'' \left| \frac{U_{11}}{U_{20}} \right| \ln \frac{r_c}{r_e}. \quad (32)$$

Wielkość f w tym związku oznacza częstotliwość napięcia pomiarowego.

Do wyznaczenia modułu jednostkowej impedancji sprzężeniowej ze związków (26) i (30) albo (32) oprócz wartości napięć zmierzonych w układzie z rys. 1 potrzebna jest także znajomość przesuwności falowej x oraz nx obu torów współosiowych przy częstotliwości f napięcia pomiarowego oraz indukcyjności jednostkowej L_2 lub wymiarów r_c i r_e zewnętrznego toru współosiowego, a także jego impedancji falowej Z_2 (do określenia wielkości m we wzorze na współczynnik korekcyjny F'). Parametry te można uzyskać za pośrednictwem dodatkowych pomiarów, które w przypadku badanego toru współosiowego mogą być wykonane przed umieszczeniem jego próbki w jednolitym cylindrze metalowym, a w przy-

padku toru zewnętrznego — po zmontowaniu podwójnej linii współosiowej. Wystarczająco dokładną ocenę parametrów toru zewnętrznego uzyskuje się przez pomiar pierwszej częstotliwości charakterystycznej f_{z1} tego toru, przy której jego impedancja wejściowa jest rzeczywista, a przesuwność falowa x jest prawie równa $\frac{1}{2}\pi$, oraz przez pomiar impedancji wejściowej toru przy dwukrotnie mniejszej częstotliwości, przy której moduł tej impedancji jest w przybliżeniu równy impedancji falowej Z_2 .

Zależności współczynników korekcyjnych F' i F'' od przesuwności falowej x zewnętrznego toru współosiowego przy różnych wartościach parametrów m i n przedstawione są

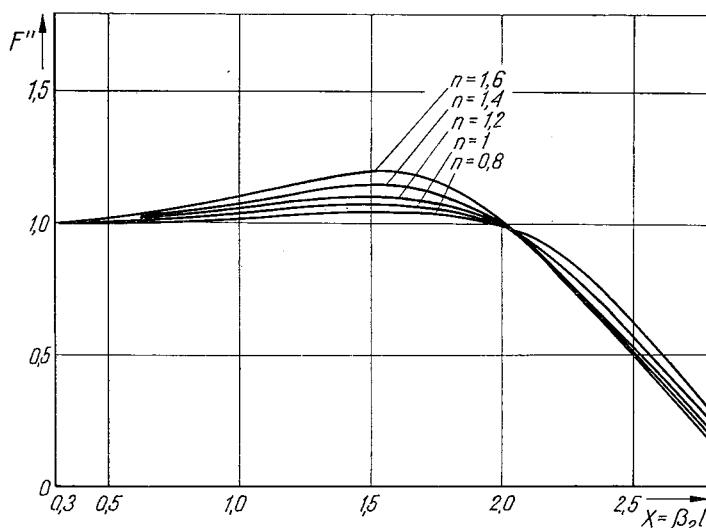


Rys. 2. Zależność współczynnika korekcyjnego F' od przesuwności falowej x zewnętrznego toru współosiowego przy różnych wartościach parametrów m i n

na rys. 2 i 3. Z rysunków tych wynika, że współczynnik korekcyjny F' jest praktycznie równy jedności, jeżeli długość l badanego ekranu nie przekracza $0,05\lambda$, przy czym λ oznacza długość fali elektromagnetycznej przy częstotliwości napięcia pomiarowego w zewnętrznym torze współosiowym, natomiast współczynnik korekcyjny F'' jest prawie równy jedności, jeżeli $l \leq 0,1\lambda$. Wpływa stąd wniosek, że układ pomiarowy bez rezystancji wstępnej R umożliwia wykonywanie pomiarów impedancji sprzężeniowej z zadaną dokładnością przy większych częstotliwościach, niż układ z taką rezystancją. Dlatego też w publikacji 96-1 CEI zaleca się stosowanie układu z rezystancją wstępną przy częstotliwościach, przy których długość l badanego ekranu nie przekracza $0,1\lambda$, natomiast układu bez rezystancji wstępnej — przy częstotliwościach, przy których długość próbki ekranu nie przekracza $0,35\lambda$ [2].

Moduł impedancji sprzężeniowej przewodów współosiowych wielkiej częstotliwości jest zwykle znormalizowany przy częstotliwości 30 MHz [2, 10]. Przy takiej częstotliwości obydwa współczynniki korekcyjne, F' i F'' , są praktycznie równe jedności, jeżeli długość próbki badanego ekranu będzie równa $0,5$ m, jak to postanowiono w zaleceniu normalizacyjnym RS 3278-71 [11]. Taka długość próbki, a niekiedy nawet dwukrotnie mniejsza, została przyjęta podczas badań, których wyniki są prezentowane w dalszej części pracy.

Dokładność pomiaru impedancji sprzężeniowej zależy w dużym stopniu od sposobu montażu próbki badanego ekranu, stanowiącego żyłę zewnętrzną wewnętrznego toru współosiowego, w jednolitym cylindrze metalowym. Koniec wewnętrznego toru współosiowego powinien być obciążony bezindukcyjnym, ekranowanym rezystorem warstwowym o niezależnej od częstotliwości rezystancji, równej w przybliżeniu impedancji falowej Z_1 tego toru. Rezystancja dla prądu stałego jednolitego cylindrycznego ekranu, w którym umieszczony jest wspomniany rezystor, powinna być pomijalnie mała w porównaniu z ana-



Rys. 3. Zależność współczynnika korekcyjnego F'' od przesuwności falowej x zewnętrznego toru współosiowego przy różnych wartościach parametru n

logiczną rezystancją badanego ekranu, gdyż tylko wtedy impedancja sprzężeniowa ekranu rezystora nie wpływa w sposób istotny na wynik pomiaru impedancji sprzężeniowej żyły zewnętrznej badanego, wewnętrznego toru współosiowego; najlepszym ekranem rezystora jest grubościenna rurka miedziana.

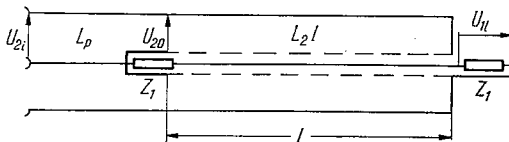
Analogicznie rezystancja dla prądu stałego styku ekranu rezystora z żyłą zewnętrzną badanego toru współosiowego powinna być również pomijalnie mała wobec rezystancji żyły zewnętrznej próbki tego toru. Ten warunek można spełnić tylko poprzez staranne zlutowanie ekranu opornika z żyłą zewnętrzną próbki toru współosiowego.

Rezystor wstępny powinien być także rezystorem bezindukcyjnym o rezystancji niezależnej od częstotliwości, równej w przybliżeniu $1,4Z_2$ [2]. Dla uzyskania możliwie najmniejszej reaktancji montażowej rezystor ten należy umieścić współosiowo w jednolitym, cylindrycznym ekranie, o średnicy wewnętrznej nieznacznie większej od średnicy rezystora.

Wpływ reaktancji montażowej rezystora wstępnego na wynik pomiaru impedancji sprzężeniowej badanego ekranu, jak wykazali G. Gregoretti i V. Pozzolo [4], daje się przedstawić w postaci dodatkowego współczynnika korekcyjnego, przez który należy pomnożyć prawą stronę równości (26). W praktyce można uzyskać tak małą reaktancję, że jej wpływ może być pominięty.

Źródłem błędów pomiarów może być także mimośrodowe położenie próbki badanego toru wewnątrz jednolitego cylindra metalowego. Należy tu podkreślić fakt, że współosiowość próbki i jednolitego cylindra metalowego mogą zapewnić jedynie wsporniki izolacyjne, które powinny być umieszczone w tym mniejszych odległościach, im bardziej sztywna jest próbka, z uwagi na tendencję przyjmowania kształtu, jaki miała ta próbka przed odcięciem z krawędzi lub bębna.

W przypadku układu pomiarowego bez rezystancji wstępnej decydujący wpływ na dokładność pomiaru impedancji sprzężeniowej ma odcinek zewnętrznego toru współosiowego, położony między punktem, w którym mierzone jest napięcie U_{20} i miejscem zlutowania



Rys. 4. Układ zastępczy podwójnej linii współosiowej

ekranu rezystora, obciążającego wewnętrzny tor współosiowy, z żyłą zewnętrzną tego toru. Wpływ ten daje się również przedstawić w postaci współczynnika korekcyjnego [4], jednakże obliczanie tego współczynnika możliwe jest tylko w przypadku, gdy wspomniany odcinek zewnętrznego toru współosiowego jest odcinkiem toru jednorodnego, a jego impedancja falowa i przesuwność są znane.

W zakresie częstotliwości pomiarowych, w którym $F'' \approx 1$, nie jest konieczne zachowanie jednorodności elektrycznej zewnętrznego toru współosiowego, gdyż odcinki obu torów współosiowych zachowują się jak fragmenty obwodów o stałych skupionych. Można się o tym przekonać analizując układ zastępczy podwójnej linii współosiowej, przedstawiony na rys. 4, w którym L_p oznacza indukcyjność odcinka zewnętrznego toru współosiowego, położonego między punktem pomiaru napięcia i miejscem zlutowania ekranu rezystora obciążającego badany tor z żyłą zewnętrzną tego toru.

Związki (30) i (32) wyprowadzono przy założeniu, że w wyniku pomiaru otrzymuje się moduł zaznaczonego na rys. 4 napięcia U_{20} , podczas gdy w rzeczywistości w wyniku pomiaru otrzymuje się moduł napięcia U_{2i} w odległym o kilka centymetrów od końca ekranu rezystora punkcie pomiaru napięcia. Traktując zwarty na końcu zewnętrzny tor współosiowy jak skupioną indukcyjność o wartości $L_p + L_2 l$ napięcie U_{2i} można przedstawić jako iloczyn prądu I_2 płynącego w tym torze i reaktancji indukcyjnej toru:

$$U_{2i} \approx j\omega(L_p + L_2 l)I_2. \quad (33)$$

Dzięki wzajemnemu sprzężeniu obydwu torów współosiowych za pośrednictwem skupionej — w myśl przyjętego wcześniej założenia — impedancji sprzężeniowej o wartości $Z_s l$ w wewnętrznym torze współosiowym pojawi się siła elektromotoryczna o wartości $I_2 Z_s l$, która wywoła przepływ w torze wewnętrznym prądu o natężeniu

$$I_1 \approx I_2 \frac{Z_s l}{2Z_1}, \quad (34)$$

w związku z czym spadek napięcia U_{1l} na impedancji wejściowej woltomierza, równej Z_1 , będzie równy połowie wspomnianej siły elektromotorycznej:

$$U_{1l} \approx \frac{1}{2} I_2 Z_s l. \quad (35)$$

Dzieląc stronami równanie (35) przez równanie (33) można więc wyznaczyć jednostkową impedancję sprzężeniową Z_s badanego ekranu jako funkcję stosunku napięć U_{1l} i U_{2i} ; moduł tej wielkości będzie równy:

$$|Z_s| \approx 2\omega L_2 \left(1 + \frac{L_p}{L_2 l} \right) \left| \frac{U_{1l}}{U_{2i}} \right|. \quad (36)$$

Przyjmując w ostatniej zależności $L_p = 0$ otrzymuje się wyrażenie (30) przy $F'' = 1$, a zatem przy częstotliwościach, przy których $F'' \approx 1$, podwójną linię współosiową można zastąpić obwodem sprzężonym o stałych skupionych. W praktyce indukcyjność L_p jest rzędu kilkudziesięciu nH, a indukcyjność $L_2 l$ — rzędu kilkuset nH, w związku z czym pominięcie indukcyjności L_p prowadzi do znacznych błędów.

Indukcyjność L_p można zmierzyć miernikiem impedancji po zwarcu odpowiednio dopasowanym pierścieniem metalowym końca ekranu rezystora, obciążającego wewnętrzny tor współosiowy, z jednolitym cylindrem metalowym, w którym ten ekran jest umieszczony. Pomiar ten może być wykonany przed wymontowaniem próbki badanego toru, natomiast po zmontowaniu podwójnej linii współosiowej można tym samym miernikiem impedancji zmierzyć sumaryczną indukcyjność $L_p + L_2 l$. Z uwagi na wpływ indukcyjności wewnętrznych żył obydwu torów współosiowych na wynik pomiaru indukcyjności, częstotliwość pomiarowa powinna być rzędu kilku MHz.

3. WYNIKI BADAŃ

3.1. Impedancja sprzężeniowa obwoju z drutów o przekroju kołowym

W pierwszej części niniejszej pracy wykazano, że w zakresie dużych częstotliwości jednostkowa indukcyjność sprzężeniowa L_s żyły zewnętrznej o postaci obwoju z n równomiernie rozmieszczonych, pojedynczych drutów o promieniu przekrojów poprzecznych r_o , nawiniętych na izolowaną żyłę wewnętrzną o promieniu $r_2 - r_o$ pod kątem ζ względem płaszczyzny prostopadłej do osi symetrii toru współosiowego, wyraża się zależnością:

$$L_s = \frac{\mu_o}{4\pi} \operatorname{ctg}^2 \zeta - \frac{\mu_o \sin \zeta}{4n\pi} \left[a_o \operatorname{th} \frac{a_o}{2} \cos 2\zeta + \frac{1}{\sin^2 \zeta} \ln(\operatorname{ch} a_o - \cos a_o) \right], \quad (37)$$

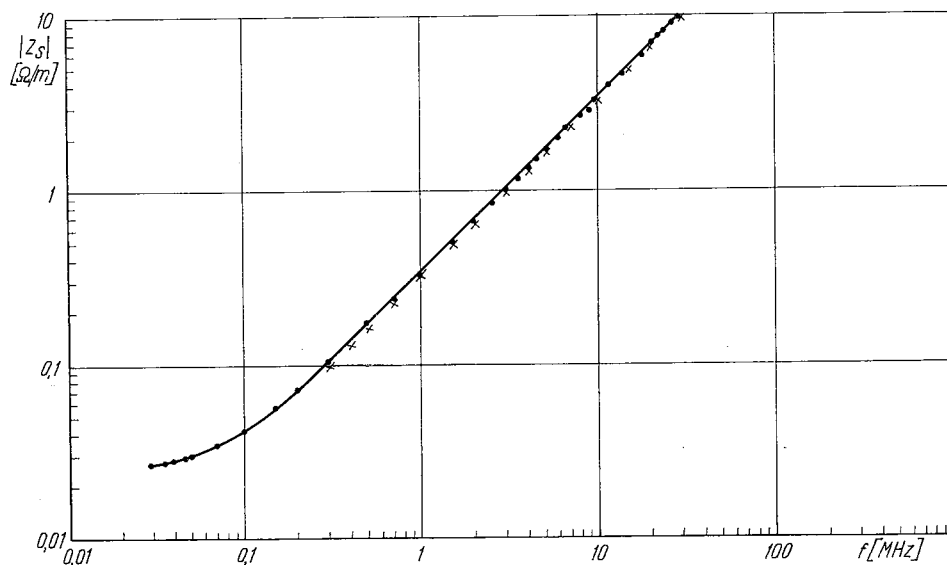
w której

$$a_o = \frac{nr_o}{r_2 \sin \zeta}. \quad (38)$$

W dotychczasowych publikacjach dotyczących własności sprzężeniowych obwoju z drutów, na przykład w pracy [1], przyjmowano założenie, że indukcyjność sprzężeniowa

obwoju z drutów jest w przybliżeniu równa indukcyjności sprzężeniowej spiralnego ekranu, nawiniętego bez szczeliny z takim samym skokiem z taśmy metalowej; jak wiadomo, indukcyjność sprzężeniowa takiego ekranu jest równa pierwszemu składnikowi prawej strony zależności (37).

Nietrudno sprawdzić, że obliczona przy wspomnianym założeniu indukcyjność sprzężeniowa obwoju z drutów jest zawsze większa od zmierzonej. Dzieje się tak dlatego, że nie uwzględnia się wówczas specyfiki zjawisk elektromagnetycznych zachodzących w ob-



Rys. 5. Charakterystyka częstotliwościowa modułu impedancji sprzężeniowej obwoju z drutów ($n = 56$
 $2r_o = 0,156$ mm, $2r_2 = 3,96$ mm, $h = 16,7$ mm, $\zeta = 53^\circ 19'$)
 ● — wyniki pomiarów, × — wyniki obliczeń

woju z drutów, pomijając wzajemne oddziaływania na siebie poszczególnych drutów. Ten wzajemny wpływ pola magnetycznego poszczególnych drutów na rozkład gęstości prądu w drutach sąsiednich odzwierciedla drugi składnik prawej strony zależności (37).

Eksperymentalne sprawdzenie stopnia dokładności wyrażenia (37) możliwe jest tylko w przypadku gęstego obwoju, gdyż taki obwód zachowuje się zawsze jak obwód z pojedynczych drutów, podczas gdy obwód o małej gęstości nie daje się wykonać z jednakowymi odstępami między drutami, ponieważ już po nawinięciu obwoju druty grupują się w sposób przypadkowy w pasma. Z tego względu dokładność wzoru (37) oceniono przez porównanie wyników obliczeń z wynikami pomiarów impedancji sprzężeniowej prototypu przewodu współosiowego z żyłą zewnętrzną o postaci pojedynczego obwoju, którego gęstość wynosiła 87,6% ($k_o = 0,876$).

Budowa obwoju wykonanego prototypu była następująca: na izolowaną żyłę wewnętrzną o średnicy zewnętrznej 3,80 mm nawinięto ze skokiem $h = 16,7$ mm (pod kątem $\zeta = 53^\circ 19'$) pasmo składające się z $n = 56$ drutów miedzianych o średnicy $2r_o = 0,156$ mm; średnia średnica obwoju wynosiła $2r_2 = 3,96$ mm.

Po podstawieniu wymiarów obwoju oraz wielkości $\frac{\mu_0}{4\pi} = 100 \text{ nH/m}$ do wzorów (38) i (37) otrzymuje się indukcyjność sprzężeniową obwoju $L_s = 51,65 \text{ nH/m}$; impedancja sprzężeniowa takiego obwoju przy dużych częstotliwościach powinna być zatem równa $L_s = 0,3245 f$ (f w MHz) omów na metr. Uzyskaną w wyniku pomiarów — na próbce o długości $l = 0,25 \text{ m}$, w układzie z rys. 1 z rezystancją wstępną — charakterystykę częstotliwościową impedancji sprzężeniowej obwoju przedstawiono na rys. 5, na którym zaznaczono także wyniki obliczeń.

Maksymalne różnice wyników obliczeń i wyników pomiarów impedancji sprzężeniowej nie przekraczają $\pm 3,5\%$ i zawierają się w dopuszczalnych dla zastosowanego mikrowoltomierza selektywnego typu USVH BN 1521 firmy Rohde-Schwarz granicach błędu pomiaru.

3.2. Impedancja sprzężeniowa pojedynczego oplotu. Optymalna budowa oplotu

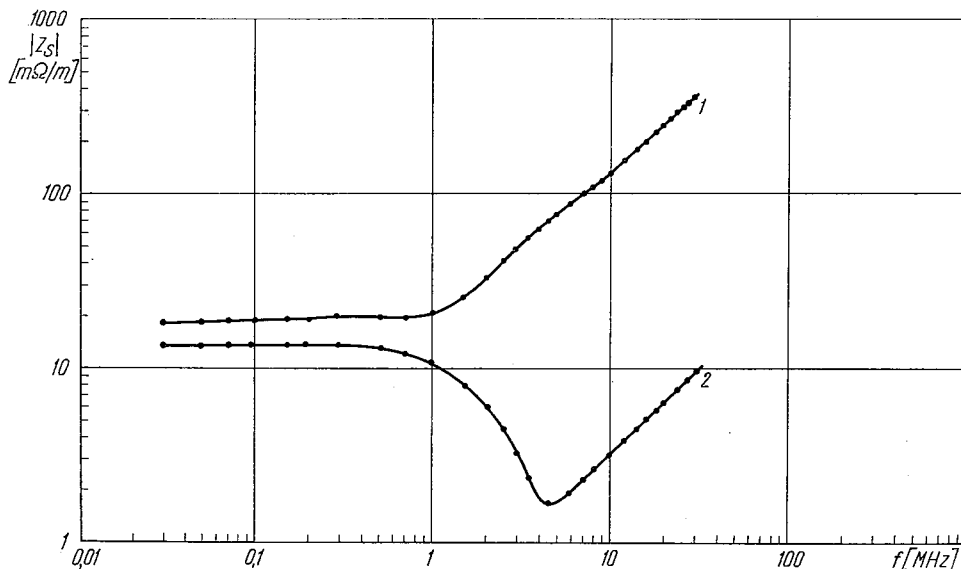
W pierwszej części pracy wspomniano, że pojedynczy oplot z drutów o przekroju kołowym, stanowiący żyłę zewnętrzną przewodu współosiowego, może być zbudowany w dwójaki sposób. Jeżeli całkowitą, parzystą liczbę n identycznych drutów podzielić na parzystą liczbę m pasm, z których każde będzie zawierać jednakową liczbę p drutów i połowę z tych pasm nawinąć na izolowaną żyłę wewnętrzną — ze ściśle określonym skokiem h — w jednym kierunku, natomiast pozostałe pasma — z takim samym skokiem w drugim kierunku, przeplatając w sposób regularny pasma obu kierunków między sobą, to uzyskany w ten sposób oplot będzie oplotem symetrycznym. Jeśli natomiast całkowitą liczbę drutów podzieli się na dwie nierówne części, tworząc z jednej z tych części pasma jednego kierunku, a z drugiej — pasma drugiego kierunku, to w efekcie uzyska się tak zwany oplot niesymetryczny.

W przypadku oplotu symetrycznego prądy płynące w pasmach jednego i drugiego kierunku są jednakowe i wytwarzają wewnątrz przewodu współosiowego przeciwnie skierowane, wzdłużne pole magnetyczne o prawie jednakowym natężeniu, w następstwie czego natężenie wypadkowego pola wzdłużnego wewnątrz przewodu jest bliskie zeru. Kompensacja wzdłużnego pola magnetycznego wewnątrz przewodu jest niepełna w przypadku żyły zewnętrznej o postaci oplotu niesymetrycznego, ponieważ pasma jednego i drugiego kierunku przewodzą różne prądy. Z tego powodu przy dużych częstotliwościach impedancja sprzężeniowa oplotu niesymetrycznego jest znacznie większa od impedancji sprzężeniowej oplotu symetrycznego, w związku z czym oplot niesymetryczny nie nadaje się na ekrany przewodów wielkiej częstotliwości.

Dla udokumentowania przedstawionej właściwości oplotu niesymetrycznego wykonano dwa prototypy przewodów współosiowych o jednakowej średnicy żyły izolowanej, równej $3,8 \text{ mm}$, przy czym żyłę zewnętrzną jednego z nich stanowił oplot symetryczny z 16 pasm po 6 drutów o średnicy $0,15 \text{ mm}$, nałożony ze skokiem $h = 16,7 \text{ mm}$, natomiast żyłę wewnętrzną drugiego z nich stanowił nałożony z tym samym skokiem oplot niesymetryczny z drutów o takiej samej średnicy, jednakże każde spośród ośmiu pasm jednego kierunku po 7 drutów, a każde z ośmiu pasm drugiego kierunku zawierało tylko po 3 druty. Należy tu podkreślić fakt, że gęstość optyczna obydwu oplotów jest praktycznie jednakowa.

Pomiary impedancji sprzężeniowej obydwu opłotów wykonano na próbkach o długości $l = 0,25$ m w układzie z rezystancją wstępną według rys. 1, a charakterystyki częstotliwościowe tej wielkości są uwidocznione na rys. 6. Porównanie charakterystyk częstotliwościowych impedancji sprzężeniowej opłotu symetrycznego i niesymetrycznego wskazuje na zdecydowaną przewagę opłotu symetrycznego nad niesymetrycznym z punktu widzenia własności ekranujących.

Analiza mechanizmu przenikania pola magnetycznego quasistacjonarnego wielkiej częstotliwości przez uproszczony model opłotu symetrycznego, której wyniki przedstawiono w pierwszej części pracy, wykazała, że przy kątach ułożenia drutów większych od 40°



Rys. 6. Charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej opłotu symetrycznego i niesymetrycznego

1 — opłot niesymetryczny ($n = 8 \times 7 + 8 \times 3$, $2r_o = 0,15$ mm, $2r_2 = 4,1$ mm, $h = 16,7$ mm); 2 — opłot symetryczny ($n = 8 \times 6 + 8 \times 6$, $2r_o = 0,15$ mm, $2r_2 = 4,1$ mm, $h = 16,7$ mm)

istnieje możliwość optymalizacji struktury geometrycznej opłotu. Optymalizacja ta polega na wyborze spośród wielu możliwych rozwiązań konstrukcyjnych opłotu takiego rozwiązania, dla którego przy dużych częstotliwościach uzyskuje się najmniejszą wartość indukcyjności sprzężeniowej, a więc także najmniejszą impedancją sprzężeniową.

Teoria wykazuje, że optymalna wartość współczynnika krycia jednostronnego symetrycznego opłotu jest tym mniejsza, im większy jest kąt opłotu i przy dużych kątach opłotu tym większa, im większa jest liczba drutów w pasmie. Z punktu widzenia ekonomiki optymalnych konstrukcji opłotu powinno się zatem poszukiwać przy możliwie dużych kątach opłotu i możliwie małej liczbie drutów w pasmie.

W praktyce nie zawsze można stosować opłoty o dużych kątach i jednocześnie małej liczbie drutów w pasmie. Przede wszystkim wynika to stąd, że bez względu na liczbę drutów w pasmie nie można stosować kątów opłotu większych od 75° . Opłoty o takich kątach są bowiem bardzo niestabilne mechanicznie, gdyż ich druty, prawie równoległe do osi symetrii przewodu, ulegają bardzo łatwo przesunięciom. Konsekwencją niestabilności me-

chanicznej jest z kolei niestabilność własności sprzężeniowych. Ponadto nie można stosować oplotów o małej liczbie drutów w pasmie w przypadku przewodów o dużych średnicach zewnętrznych, gdyż z uwagi na ograniczoną liczbę szpul oplataarki (16 lub 24, rzadziej więcej) uzyskana gęstość oplotu byłaby zbyt mała.

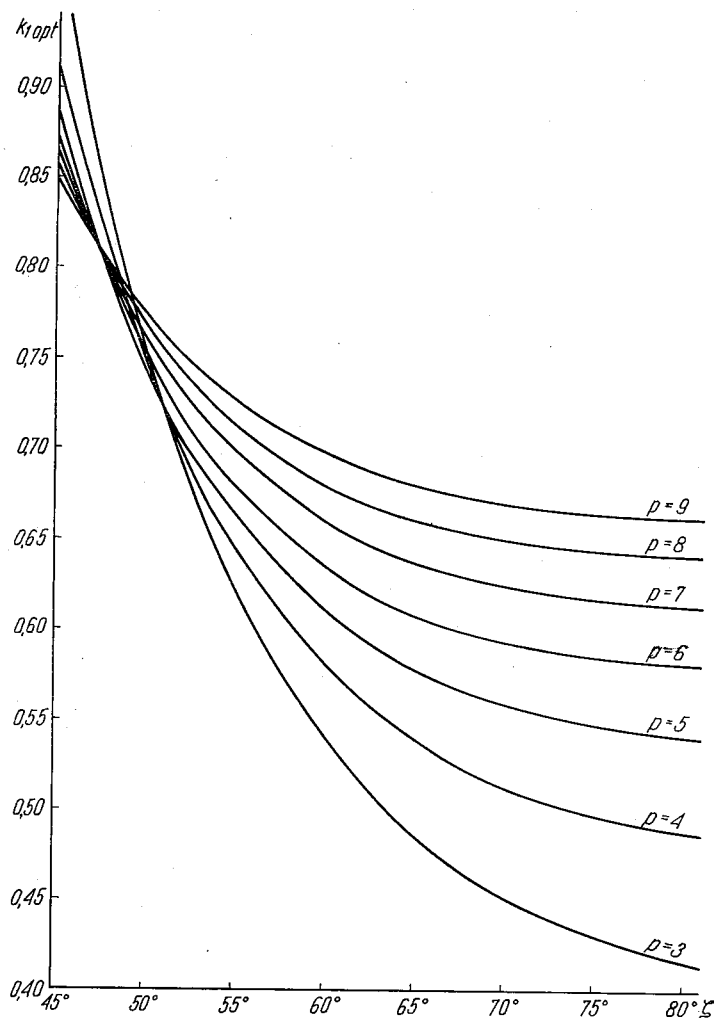
Z przedstawionych powodów podjęto badania, mające na celu ustalenie optymalnych parametrów konstrukcyjnych symetrycznych oplotów dla całej gamy stosowanych w praktyce kątów oplotu, zawartych w granicach od 45° do 75° i dla najczęściej stosowanej w praktyce liczby drutów w pasmie — od 2 do 9. Badaniom poddano łącznie około 200 próbek przewodów współosiowych z pojedynczymi oplotami symetrycznymi o różnej budowie, przy czym część próbek stanowiły przewody wykonane przed podjęciem badań, pochodzące z różnych wytwórni krajowych i zagranicznych, natomiast pozostałe próbki były prototypami, których budowę ustalano w oparciu o wyniki poprzedzających ich wykonanie badań.

Wśród próbek przewodów dawniej wykonanych, zarówno krajowych jak i zagranicznych, o kątach oplotów zawartych w granicach od 45° do około 60° , spotykano niekiedy próbki z oplotami o budowie zbliżonej do optymalnej. Budowa oplotów tych próbek przewodów stanowiła punkt wyjścia do dalszych badań.

Optymalnej budowy oplotu poszukiwano drogą zmiany parametrów konstrukcyjnych oplotu w kolejno wykonywanych prototypach przewodów. Po wykonaniu badań próbki przewodu współosiowego z oplotem o ściśle określonej budowie w kolejnym prototypie pozostawiano bez zmian średnicę izolacji żyły wewnętrznej, skok oplotu, liczbę pasm i liczbę drutów w pasmie, zmieniając jedynie średnicę drutów oplotu w takich granicach, ażeby współczynnik krycia jednostronnego zmienił się nie więcej niż o 0,01. Jeżeli indukcyjność sprzężeniowa nowego prototypu w zakresie częstotliwości od 20 do 30 MHz była mniejsza niż w przypadku próbki poprzedniego przewodu, w następnym prototypie zmieniano średnicę drutów oplotu w tym samym kierunku, natomiast w przypadku przeciwnym przyjmowano do dalszych badań odwrotny kierunek zmian średnicy drutów. Procedurę taką kontynuowano aż do momentu, gdy po zmianach średnicy drutów w jednym kierunku, powodujących zmniejszanie indukcyjności sprzężeniowej, dalsze zmiany średnicy drutów w tym samym kierunku zaczęły wywoływać zwiększanie indukcyjności sprzężeniowej. W ten sposób uzyskiwano zmiany współczynnika krycia jednostronnego oplotu przy praktycznie jednakowej wartości kąta oplotu i przy stałych pozostałych parametrach, co pozwalało na ustalenie położenia minimum indukcyjności sprzężeniowej już po paru zmianach średnicy drutów oplotu.

Po ustaleniu optymalnej wartości współczynnika krycia jednostronnego, przy której uzyskano minimum indukcyjności sprzężeniowej oplotu o ściśle określonych parametrach konstrukcyjnych, zmieniano skok, a więc i kąt oplotu, pozostawiając bez zmiany średnicę izolacji żyły wewnętrznej oraz liczbę pasm i liczbę drutów w pasmie. Następnie poprzez zmianę średnicy drutów oplotu poszukiwano ponownie położenia minimum indukcyjności sprzężeniowej przy nowej wartości kąta oplotu. Procedurę taką powtarzano dla kilku wartości kąta oplotu, zawartych w stosowanym w praktyce zakresie od 45° do 75° , uzyskując w rezultacie kilka punktów wyznaczających empiryczną zależność optymalnej wartości współczynnika krycia jednostronnego pojedynczego, symetrycznego oplotu od kąta oplotu przy stałej liczbie drutów w pasmie.

W następnych seriach analogicznych eksperymentów przyjmowano kolejno różne liczby drutów w pasmie, niezmiennie dla każdej serii i przy różnych wartościach kąta oplotu przez zmianę średnicy drutów oplotu poszukiwano optymalnych wartości współczynnika krycia jednostronnego. W konsekwencji uzyskano empiryczne zależności optymalnych



Rys. 7. Zależność wartości optymalnych współczynnika krycia jednostronnego k_1 pojedynczego oplotu od kąta oplotu ζ przy różnych liczbach p drutów w pasmie

wartości współczynnika krycia jednostronnego od kąta oplotu przy spełniających rolę parametru różnych liczbach drutów w pasmie, zawartych w przedziale od 3 do 9. Zależności te przedstawiono graficznie na rys. 7.

Bardzo pomocne przy poszukiwaniu wspomnianych zależności empirycznych okazały się wnioski, wypływające z analizy przenikania pola magnetycznego quasistacjonarnego przez uproszczone modele oplotu, przedstawionej w pierwszej części niniejszej pracy,

a także rezultaty wcześniejszych badań, w głównej zaś mierze wyniki badań E. Homanna [5] i L. Krügela [7]. Znajomość charakteru zależności optymalnych wartości współczynnika krycia jednostronnego od kąta oplotu, a także od liczby drutów w pasmie przy dużych wartościach kąta oplotu, umożliwiła prawidłowy wybór kierunku poszukiwań, dzięki czemu został w znacznym stopniu skrócony czas potrzebny do wykonania badań.

Przedstawione graficznie na rys. 7 rezultaty badań potwierdzają wnioski wypływające z teorii. Wskazują one, że optymalizacja budowy oplotów symetrycznych z punktu widzenia przenikania przez nie pola magnetycznego quasistacjonarnego jest możliwa jedynie przy kątach oplotu większych od około 40° , przy czym wartości początkowe kątów oplotu, odpowiadające optymalnej wartości współczynnika krycia jednostronnego $k_{1opt} = 1$, są zależne od liczby drutów w pasmie. Ponadto dowodzą one, że optymalne wartości współczynnika krycia jednostronnego szybko maleją ze wzrostem kąta oplotu przy dowolnej liczbie drutów w pasmie, natomiast przy kątach oplotu większych od 50° wspomniane wartości zwiększają się ze wzrostem liczby drutów w pasmie. Świadczy to o tym, że charakter zjawisk elektromagnetycznych, towarzyszących przenikaniu pola magnetycznego quasistacjonarnego przez realny oplot symetryczny jest zbliżony do przedstawionego w pierwszej części tej pracy.

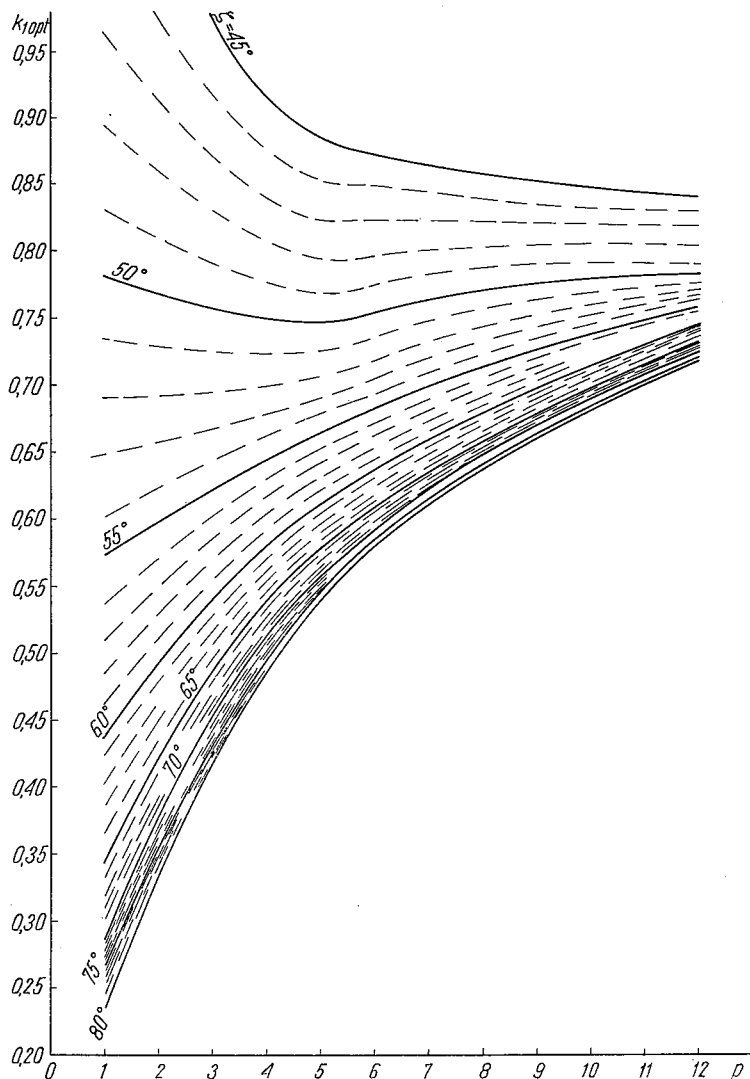
Uzyskane wyniki badań mogą być także przedstawione w formie zależności graficznych wartości optymalnych współczynnika krycia jednostronnego od liczby drutów w pasmie, uwidocznionych na rys. 8. Przy takiej interpretacji rezultatów badań kąt oplotu spełnia rolę parametru. Zmodyfikowane w ten sposób zależności optymalnej wartości współczynnika krycia jednostronnego od kąta oplotu i liczby drutów w pasmie są szczególnie przydatne do konstruowania zaproponowanych przez E. Homanna [5] oplotów symetrycznych o optymalnej budowie, z niejednakową liczbą drutów w sąsiednich pasmach. Oploty takie zachowują się tak, jak gdyby liczba drutów w pasmie nie była liczbą całkowitą, lecz średnią arytmetyczną obliczoną dla wszystkich pasm jednego kierunku.

Empiryczne zależności przedstawione graficznie na rysunkach 7 i 8 potwierdzają wypływające z teorii wnioski, że oploty symetryczne o dużych kątach i małej liczbie drutów w pasmach są korzystniejsze z ekonomicznego punktu widzenia niż oploty o małych kątach i dużej liczbie drutów w pasmach, gdyż ze względu na znacznie mniejsze wartości optymalne współczynnika krycia jednostronnego zużycie materiału przewodzącego na oplot jest wówczas znacznie mniejsze przy identycznych własnościach sprzężeniowych.

Konstruowanie oplotów o dużych kątach ułatwia nomogram przedstawiony na rys. 9. Krzywe ciągle tego nomogramu są identyczne z krzywymi uwidocznionymi na rys. 7, a linie przerywane ilustrują zależność współczynnika krycia jednostronnego od kąta oplotu

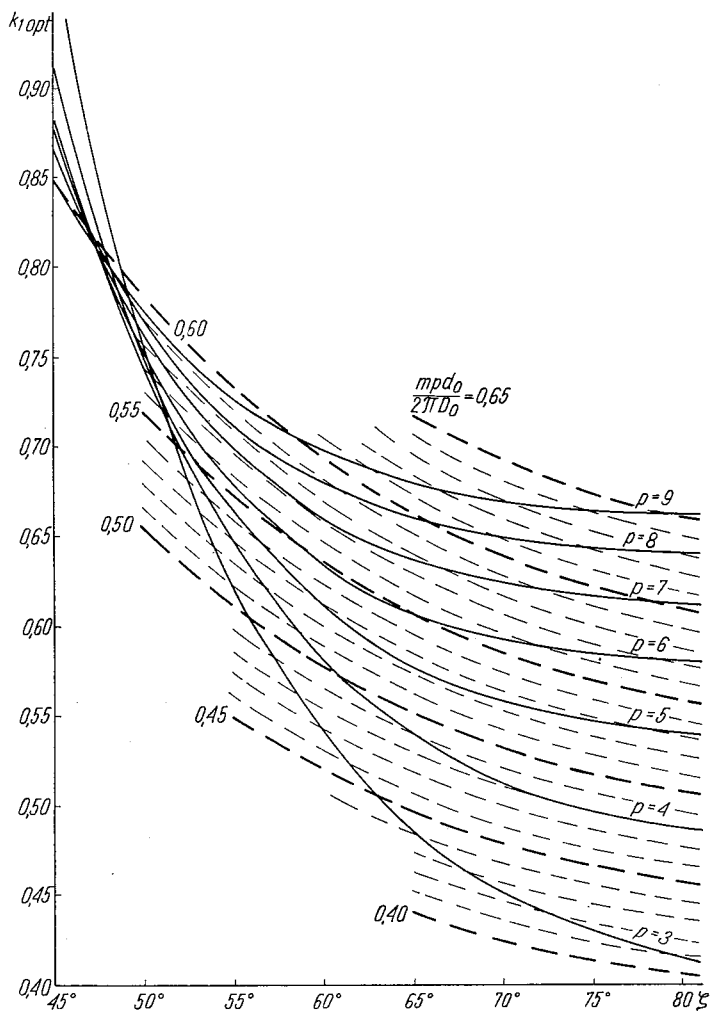
(wzór (3) z pierwszej części pracy), przy czym wielkość $\frac{mpd_o}{2\pi D_o}$ jest traktowana jako parametr o wartościach podanych przy wspomnianych liniach (m — liczba pasm, p — liczba drutów w pasmie, $d_o = 2r_o$ — średnica drutów oplotu, $D_o = 2r_2$ — średnia średnica oplotu). Mając do dyspozycji tabelę skoków oplotu, uzyskiwanych na danej oplatarce i znając średnicę izolacji żyły wewnętrznej rozpatrywanego przewodu współosiowego, można wyznaczyć przybliżone wartości uzyskiwanych przy wspomnianych skokach kątów oplotu. Dla każdej wartości kąta można odczytać z nomogramu kilka różnych wartości parametru

$\frac{mpd_o}{2\pi D_o}$, odpowiadających różnym liczbom drutów w pasmie. Wartości te przy zadanej liczbie szpul oplatarki, równej liczbie m pasm oplotu, umożliwiają z kolei wyznaczenie kilku różnych średnic drutów oplotu, spośród których można wybrać wartość najdogodniejszą.



Rys. 8. Zależność wartości optymalnych współczynnika krycia jednostronnego k_1 pojedynczego oplotu od liczby p drutów w pasmie przy różnych wartościach kąta oplotu ζ

Optymalne parametry konstrukcyjne pojedynczych, symetrycznych oplotów seryjnie produkowanych w kraju przewodów współosiowych wielkiej częstotliwości, znalezione przy wykorzystaniu nomogramu z rys. 9, zestawiono w tablicy 1. Przykładowe charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej przewodów współosiowych



Rys. 9. Nomogram do określania optymalnej budowy pojedynczego oplotu

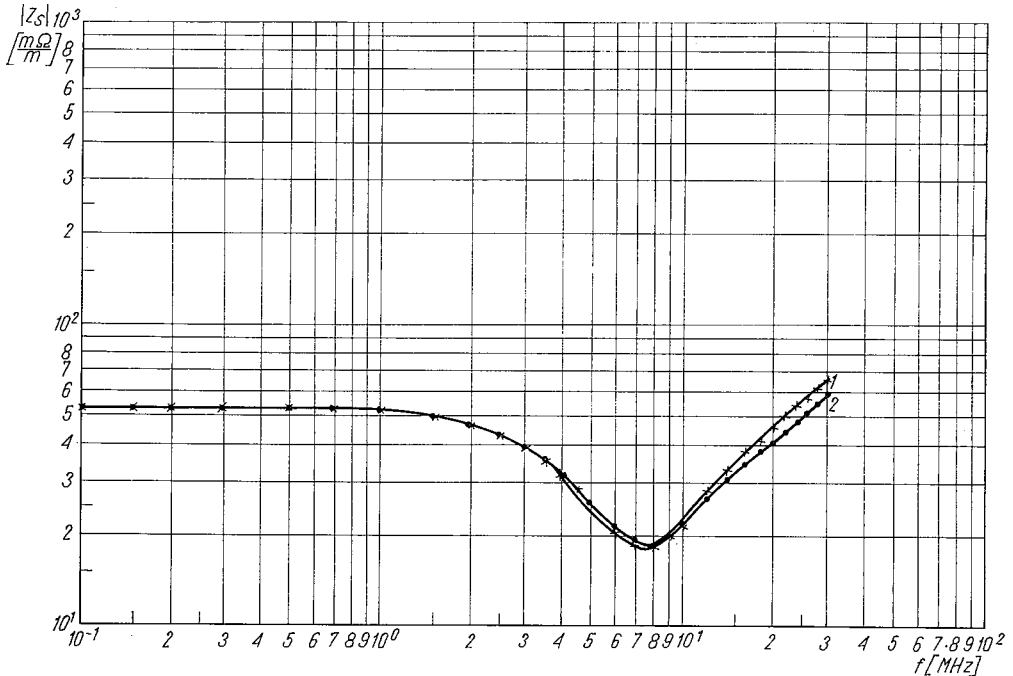
Tablica 1

Parametry konstrukcyjne oplotów o optymalnej budowie przewodów współosiowych wielkiej częstotliwości

Średnica izolacji żyły wewnętrznej	Liczba pasm oplotu	Liczba drutów w pasmie	Średnica drutów	Skok oplotu	Kąt oplotu	Współczynnik krycia jedno- stronnego
mm			mm	mm		
1,50	16	2	0,10	10,7	63,0°	0,504
2,95	24	2	0,15	28,0	70,0°	0,375
3,70	24	3	0,15	32,9	69,1°	0,460
7,25	24	5	0,21	60,7	68,3°	0,563
17,30	24	12	0,25	96,7	60,0°	0,743

z oplotami o budowie zbliżonej do podanej w tablicy 1 przytoczono na rysunkach od 10 do 14.

Na rys. 10 uwidocznione są zmierzone w układzie z rys. 1 dwie charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej seryjnie produkowanego miniaturowego przewodu współosiowego typu WL 50-0,51/1,5. Pierwszą z tych charakterystyk, oznaczoną cyfrą 1, uzyskano na próbce o długości 0,25 m w układzie pomiarowym z rezystancją wstępną, natomiast drugą (2) zmierzono na innej próbce o długości 0,5 m za pomocą



Rys. 10. Charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej żyły zewnętrznej o postaci oplotu ($m = 16$, $p = 3$, $2r_o = 0,10$ mm, $2r_2 = 1,70$ mm, $h = 10,7$ mm, $\xi = 63^\circ$, $k_1 = 0,504$) przewodu współosiowego typu WL 50-0,51/1,5

1 — układ pomiarowy z rezystancją wstępną, próbka o długości 0,25 m, 2 — układ pomiarowy bez rezystancji wstępnnej, inna próbka o długości 0,5 m

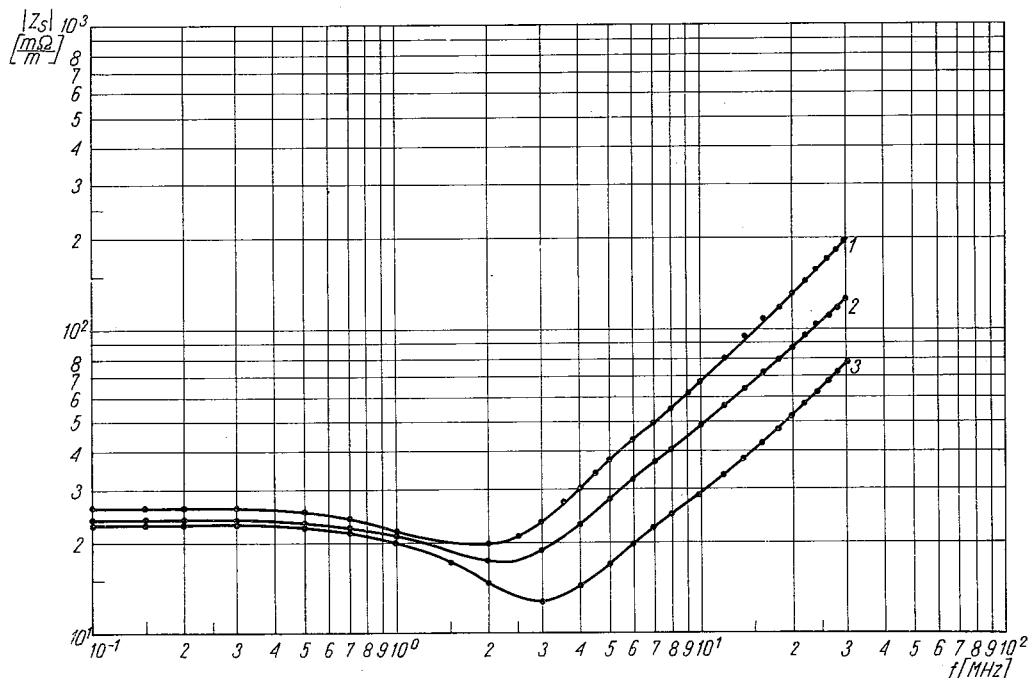
układu pomiarowego bez rezystancji wstępnnej. Budowa oplotu obydwu próbek była zgodna z podaną w tablicy 1.

Porównanie obydwu charakterystyk wskazuje, że zbieżność wyników pomiarów, uzyskanych na dwóch różnych próbkach dwiema różnymi metodami, jest zadowalająca.

Rys. 11 ilustruje zależność od częstotliwości modułu impedancji sprzężeniowej przewodu współosiowego typu WD 50-0,9/2,95 z oplotem z 24 pasm po 2 druty o średnicy 0,15 mm, o trzech różnych skokach: $h_1 = 59,2$ mm, $h_2 = 33,0$ mm i $h_3 = 28,0$ mm. Wszystkie trzy charakterystyki częstotliwościowe zostały zmierzone w układzie z rys. 1 na próbkach o długości 0,5 m; pierwszą z nich, oznaczoną cyfrą 1, uzyskano w układzie z rezystancją wstępną, a pozostałe dwie (2 i 3) — w układzie bez rezystancji wstępnnej. Mają one podobny przebieg, gdyż wszystkie oploty, dla których uzyskano te charakterystyki, mają współczyn-

nik krycia jednostronnego mniejszy od wartości optymalnej. Najkorzystniejszy przebieg ma charakterystyka częstotliwościowa 3, odpowiadająca oplotowi o skoku $h_3 = 28,0$ mm, o budowie najbardziej zbliżonej do optymalnej (por. tabl. 1). Porównanie charakterystyk wskazuje, że w zakresie wielkich częstotliwości najmniejsza jest indukcyjność sprzężeniowa oplotu o skoku $h_3 = 28,0$ mm, a największa — w przypadku oplotu o skoku $h_1 = 59,2$ mm.

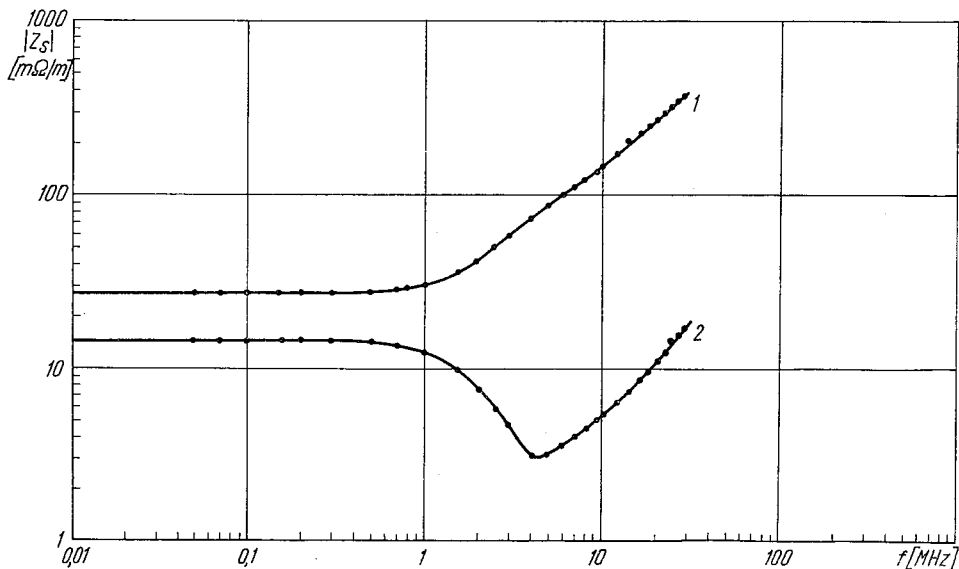
Na rys. 12 przedstawione są charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej dwóch różnych oplotów przewodu współosiowego typu WD 75-0,59/3,7; obydwie charakterystyki zostały zmierzone na próbkach o długości 0,5 m w układzie



Rys. 11. Charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej żyły zewnętrznej o postaci oplotu ($m = 24$, $p = 2$, $2r_o = 0,15$ mm, $2r_2 = 3,2$ mm) nałożonego z różnym skokiem: 1 — $h = 59,2$ mm, 2 — $h = 33,0$ mm, 3 — $h = 28,0$ mm na izolację przewodu współosiowego typu WD 50-0,9/2,95

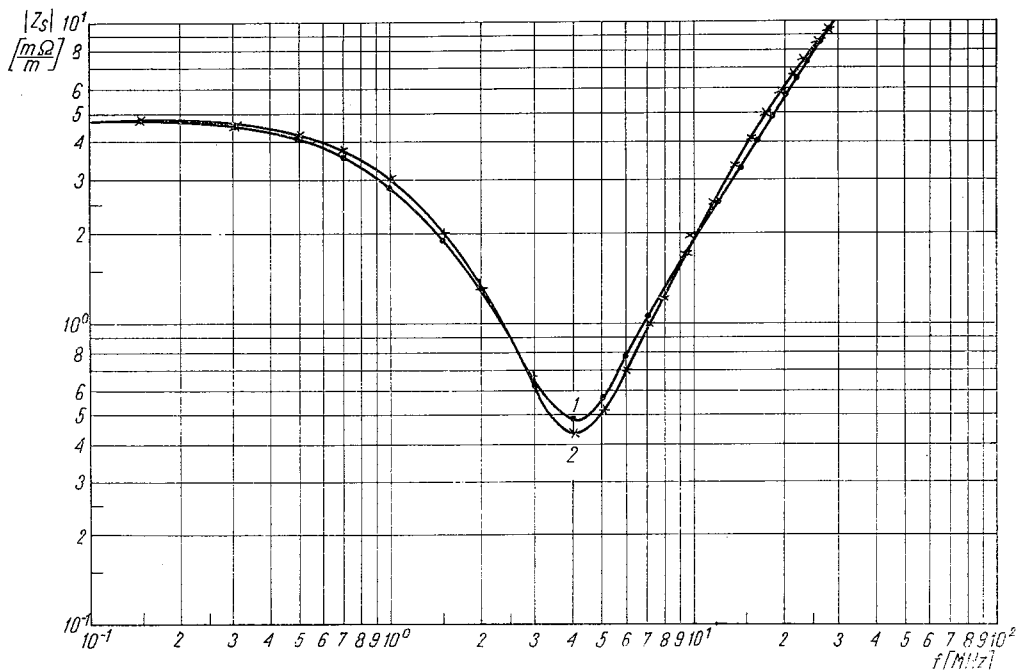
z rys. 1 z rezystancją wstępną. Krzywa oznaczona na tym rysunku cyfrą 2 jest charakterystyką częstotliwościową modułu impedancji sprzężeniowej oplotu o budowie zbliżonej do optymalnej, natomiast krzywa 1 jest analogiczną charakterystyką oplotu starej konstrukcji, o kącie równym $39,1^\circ$, przy którym optymalizacja budowy nie jest możliwa. Porównanie obu charakterystyk dowodzi, że oplot starej konstrukcji, mimo znacznie większej masy, ma zdecydowanie gorsze własności sprzężeniowe; jego indukcyjność sprzężeniowa w zakresie wielkich częstotliwości jest ponad dwudziestokrotnie większa od indukcyjności sprzężeniowej oplotu o budowie zbliżonej do optymalnej.

Charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej przewodu współosiowego wielkiej częstotliwości typu WL 50-2,25/7,25, z oplotem o budowie zbliżonej do optymalnej, uwidoczniono na rys. 13. Obydwie charakterystyki uzyskano dla tej samej



Rys. 12. Charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej żyły zewnętrznej o postaci opłotu przewodu współosiowego typu WD 75-0,59/3,7

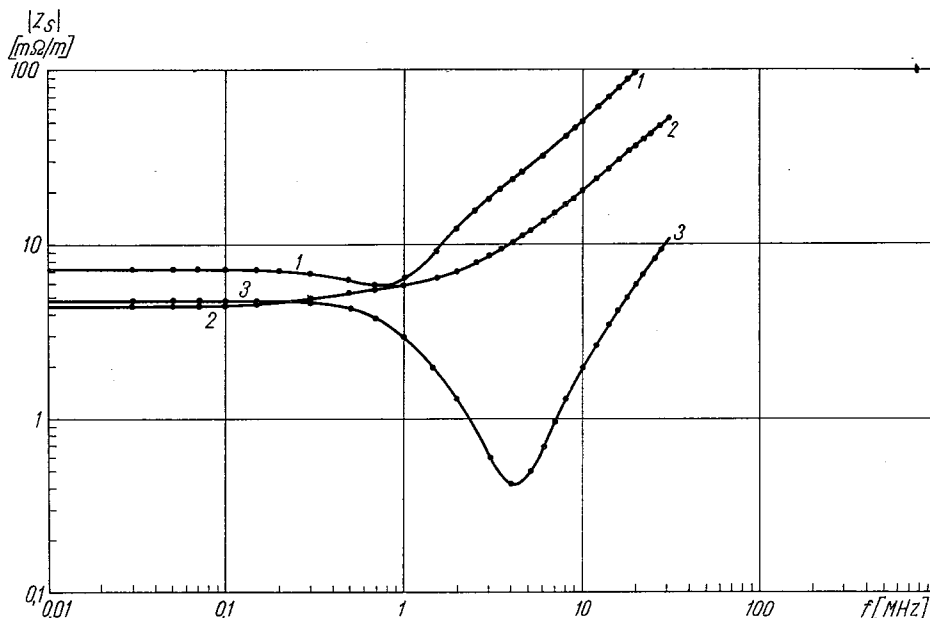
1 — opłot starej konstrukcji ($m = 16$, $p = 4$, $2r_o = 0,15$ mm, $2r_2 = 4,0$ mm, $h = 10,2$ mm), 2 — opłot o budowie zbliżonej do optymalnej ($m = 24$, $p = 3$, $2r_o = 0,15$ mm, $2r_2 = 4,0$ mm, $h = 34,9$ mm)



Rys. 13. Charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej żyły zewnętrznej o postaci pojedynczego opłotu o budowie zbliżonej do optymalnej ($m = 24$, $p = 5$, $2r_o = 0,21$ mm, $2r_2 = 7,6$ mm, $h = 62,2$ mm) nałożonego na izolację przewodu współosiowego typu WL 50-2,25/7,25

1 — układ pomiarowy z rezystancją wstępną, 2 — układ pomiarowy bez rezystancji wstępnej, ta sama próbka o długości 0,5 m

próbki przewodu o długości 0,5 m w układzie pomiarowym z rys. 1, jednakże krzywą oznaczoną cyfrą 1 otrzymano za pomocą układu z rezystancją wstępną, natomiast krzywą 2 — w układzie bez rezystancji wstępnej. Różnice obydwu charakterystyk mieszczą się w granicach błędów, dopuszczalnych dla obu układów pomiarowych, co świadczy o równorzędności obydwu metod pomiarów zalecanych przez Międzynarodową Komisję Elektrotechniczną. Z punktu widzenia możliwości pomiarowych lepszy jest układ pomiarowy bez rezystancji wstępnej, gdyż w układzie takim tłumienność wtrąceniowa potrójnej linii



Rys. 14. Charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej żył zewnętrznych przewodu współosiowego w postaci opłotów pojedynczych o różnej budowie

1 — opłot rzadszy od optymalnego ($m = 24$, $p = 5$, $2r_o = 0,20$ mm, $2r_2 = 7,7$ mm, $h = 25,4$ mm), 2 — opłot gęstszy od optymalnego ($m = 24$, $p = 6$, $2r_o = 0,20$ mm, $2r_2 = 7,7$ mm, $h = 63,3$ mm), 3 — opłot o budowie zbliżonej do optymalnej ($m = 24$, $p = 5$, $2r_o = 0,21$ mm, $2r_2 = 7,6$ mm, $h = 62,5$ mm)

współosiowej jest mniejsza, w związku z czym przy tej samej wartości napięcia zasilającego napięcie na wejściu mikrowoltomierza selektywnego jest większe, a zatem przy identycznej czułości mikrowoltomierza można mierzyć mniejsze wartości impedancji sprzężeniowej. Należy jednak wówczas pamiętać o konieczności korekcji wyniku pomiaru, zgodnie z zależnością (36), wpływającej ze spadku napięcia na odcinku zewnętrznego toru współosiowego, położonym między punktem pomiaru napięcia na wejściu potrójnej linii współosiowej i miejscem zlutowania badanego opłotu z ekranem rezystora obciążającego wewnętrzny tor współosiowy. Tak na przykład, w układzie pomiarowym, w którym uzyskano wyniki pomiarów przedstawione graficznie na rys. 13, indukcyjność L_p wspomnianego wyżej odcinka zewnętrznego toru współosiowego była równa 39 nH, podczas gdy indukcyjność L_2/l pozostałej części tego toru wynosiła 100 nH; w takich warunkach nieuwzględnienie spadku napięcia na indukcyjności L_p prowadzi do błędu pomiaru impedancji sprzężeniowej rzędu 28%.

Dla porównania własności sprzężeniowych żyły zewnętrznej przewodu współosiowego, o średnicy izolacji żyły wewnętrznej rzędu 7,3 mm, wykonanej w postaci opłotu o budowie zbliżonej do optymalnej, z analogicznymi własnościami tego samego rodzaju żył zewnętrznych o innej budowie, na rys. 14 przedstawiono graficznie charakterystyki częstotliwościowe modułu impedancji sprzężeniowej trzech różnie zbudowanych żył zewnętrznych o postaci opłotów. Krzywa 1 z rys. 14 reprezentuje charakterystykę częstotliwościową modułu impedancji sprzężeniowej opłotu o kącie $46,4^\circ$ i o współczynniku krycia jednostronnego mniejszym od wartości optymalnej; opłot o takiej budowie był do niedawna stosowany przez jedną z wytwórni krajowych. Indukcyjność sprzężeniowa takiego opłotu w zakresie wielkich częstotliwości jest znacznie większa od indukcyjności sprzężeniowej opłotu o budowie zbliżonej do optymalnej, na co wskazuje porównanie krzywej 1 z krzywą 3, obrazującą zależność od częstotliwości modułu impedancji sprzężeniowej opłotu o budowie bliskiej optymalnej.

Na tym samym rysunku krzywa 2 reprezentuje charakterystykę częstotliwościową modułu impedancji sprzężeniowej opłotu o kącie $69,1^\circ$ i o współczynniku krycia jednostronnego większym od wartości optymalnej, również stosowanego w przeszłości przez jedną z wytwórni krajowych. Indukcyjność sprzężeniowa tego opłotu jest także zdecydowanie większa od indukcyjności sprzężeniowej opłotu o budowie zbliżonej do optymalnej.

Opłot o budowie optymalnej gwarantuje zatem uzyskanie najkorzystniejszych własności sprzężeniowych przy znacznie mniejszym zużyciu materiału przewodzącego w porównaniu z opłotami stosowanymi dawniej.

4. PODSUMOWANIE

Analizując przenikanie pola magnetycznego quasistacjonarnego przez wielodrutowe ekrany przewodów współosiowych wielkiej częstotliwości w pierwszej części niniejszej pracy [13] wykazano, że istnieje możliwość optymalizacji budowy stosowanych w praktyce ekranów o postaci pojedynczych, symetrycznych opłotów. Na podstawie uzyskanych rezultatów badań, przedstawionych w drugiej części pracy, opracowano metodę doboru optymalnych parametrów konstrukcyjnych takich opłotów.

Wyniki pomiarów charakterystyk częstotliwościowych impedancji sprzężeniowej dowodzą, że własności sprzężeniowe opłotów o budowie optymalnej są zdecydowanie lepsze od analogicznych własności opłotów dotychczas stosowanych, a ponadto opłoty takie przy właściwym wyborze parametrów konstrukcyjnych mogą być lżejsze, w niektórych przypadkach nawet dwukrotnie, od opłotów dotychczasowych. Wprowadzenie do seryjnej produkcji opłotów o budowie optymalnej umożliwiło dzięki temu uzyskanie poważnych oszczędności materiałowych.

Przeprowadzone badania własności transmisyjnych przewodów współosiowych z opłotami o optymalnej budowie wykazały, że własności te są nieznacznie lepsze od analogicznych własności przewodów z opłotami konstruowanymi według dotychczasowych zasad. Dzieje się tak dlatego, że z uwagi na korzystniejsze rozkłady gęstości prądów wirowych rezystancja opłotu o budowie optymalnej jest przy dużych częstotliwościach mniejsza od rezystancji opłotu o innej budowie, dzięki czemu mniejsza jest także tłumienność jednostkowa przewodu i zniekształcenia opóźnieniowe.

Reasumując można stwierdzić, że stosowanie opłotów o budowie optymalnej jest korzystne z punktu widzenia własności transmisyjnych i sprzężeniowych przewodów współosiowych, a ponadto jest także korzystne z ekonomicznego punktu widzenia.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. G. B u h m a n n, R. S c h l a m p p, Flexible TF — Koaxialfernkabel, SEL Nachrichten, t. 9, 1961, nr 1, str. 5—13.
2. Commission Électrotechnique Internationale, Publication 96-1, III-me édition, Genève, 1971. Câbles pour fréquences radioélectriques. I-re partie: Prescriptions générales et méthodes de mesure.
3. R. D. E n g e l s, T. F i s c h e r, Die Schirmdichte von Hochfrequenzkabeln, Frequenz, t. 25, 1971, nr 3, str. 64—69.
4. G. G r e g o r e t t i, V. P o z z o l o, Sulle misure dell'efficienza di schermatura di cavi coassiali flessibili, Alta Frequenza, t. 38, 1969, nr 7, str. 494—500.
5. E. H o m a n n, Geschirmte Kabel mit optimalen Geflechschirmen, Nachrichtentechnische Zeitschrift, t. 21, 1968, nr 3, str. 155—161.
6. H. J u n g f e r, Die Messung des Kopplungswiderstandes von Kabelabschirmungen bei hohen Frequenzen, Nachrichtentechnische Zeitschrift, t. 9, 1956, nr 12, str. 553—560.
7. L. K r ü g e l, Abschirmwirkung von Aussenleitern flexibler Koaxialkabel, Telefunken-Zeitung, t. 29, 1956, nr 114, str. 256—266.
8. H. L a r s e n, Die Messung der elektrischen Dichtigkeit von Hochfrequenzleitungen im UKW-Bereich, Telegraphen-Fernsprech-Technik, t. 33, 1944, nr 7/8, str. 133—137.
9. T. Ł a p i Ń s k i, Z. P e r k o w s k i, Przewody telekomunikacyjne. Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa 1972.
10. Sowiet Ekonomiczeskoj Wzaimopomosci. Rekomendacja po Standartizacji RS 2283-69. Linii pieriedaci radioczasotnyje. Kabieli koaksjalnyje i dwóchprowodnyje. Mietody ispytanij. Moskwa 1969.
11. Sowiet Ekonomiczeskoj Wzaimopomosci. Rekomendacja po Standartizacji RS 3278-71. Kabieli koaksjalnyje radioczasotnyje. Mietody izmierienija soprotiwlenija swiazi, pieriechodnoj prowadimosti i zatuchanija ekranirowanija. Moskwa 1971.
12. J. Z o r z y, R. F. M u e h l b e r g e r, RF leakage characteristics of popular coaxial cables and connectors, 500 Mc to 7,5 Gc, The Microwave Journal, t. 4, 1961, nr 11, str. 80—86.
13. Z. P e r k o w s k i, Optymalizacja budowy ekranów wielodrutowych przewodów współosiowych wielkiej częstotliwości. Podstawy teoretyczne, Rozprawy Elektrotechniczne, 1973, z. 3.

Z. PERKOWSKI

OPTIMIZATION OF CONSTRUCTION OF MULTIWIRE SCREENS FOR HIGH FREQUENCY COAXIAL CABLES MEASURING METHOD AND RESULTS

S u m m a r y

The first part of this work [13] presented the approximative theory of penetration of a magnetic quasi-stationary field through multiwire screens of high frequency coaxial cables, connected with optimization of screen constructions.

Measurements were made for a large number of cable samples with multiwire screens of various constructions. The obtained results of measurements with the results given in [5, 7] have been used for designing optimum braid constructions described in the second part of the work. Screening efficiency of optimum braids has been compared with present constructions with a high filling factor.

Z. PERKOWSKI

L'OPTIMISATION DE CONSTRUCTION DES ÉCRANS MULTICONDUCTEURS
DES CÂBLES COAXIAUX POUR HAUTES FRÉQUENCES
MÉTHODE ET RESULTATS DES MESURES

Résumé

Dans la première partie de travail [13] on a présenté la théorie approximative de la pénétration du champ magnétique quasistationnaire par les écrans multiconducteurs des câbles coaxiaux pour hautes fréquences, en tenant compte de l'optimisation de construction des écrans.

On a examiné un grand nombre d'échantillons des câbles blindés aux écrans d'une construction diverse. Les résultats obtenus, avec ceux donnés dans les articles [5, 7], ont été utilisés pour obtenir des constructions optimales des tresses, décrites dans la seconde partie du travail. L'efficacité des tresses aux constructions optimales a été comparée avec celle des tresses actuellement appliquées, à haute densité optiques.

Z. PERKOWSKI

OPTIMALISIERUNG DES AUFBAUES VON REUSENAUSSENLEITERN
DER KOAXIALEN HOCHFREQUENZLEITUNGEN
METHODE UND ERGEBNISSE VON MESSUNGEN

Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit [13] wurde die Näherungstheorie des Durchgriffs des magnetischen, quasistationären Feldes durch Reusenaussenleiter koaxialer HF-Leitungen und Optimierungsmöglichkeiten des Aufbaues solcher Leiter vorgetragen.

Im Zusammenhang mit dieser Theorie wurden Messungen an grosser Zahl von Leitungen mit verschiedenem Aufbau der Aussenleiter durchgeführt. Die Messresultate wurden in Verbindung mit den Ergebnissen der Arbeiten [5, 7] zur Wahl von Aufbaudaten der optimalen, im zweiten Teil dieser Arbeit beschriebenen Drahtgeflechte benutzt. Die Schirmwirkung der optimalen Geflechte wurden mit analogen Eigenschaften der bisher angewandten Geflechte mit grossem Bedeckungsgrad verglichen.

З. ПЕРКОВСКИ

ОПТИМАЛИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ ЭКРАНОВ
РАДИОЧАСТОТНЫХ КАБЕЛЕЙ
МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Резюме

В первой части статьи [13] представлена приближенная теория проникновения квазистационарного магнитного поля через многопроволочные экраны коаксиальных радиочастотных кабелей и на основе этой теории возможности оптимизации конструкции таких экранов с точки зрения их экранирующих свойств.

Используя вышеуказанные возможности проведены исследования большого числа образцов коаксиальных кабелей с многопроволочными экранами различной конструкции. Полученные результаты исследований вместе с результатами указанными в работах [5, 7], использованы для определения приведенных в настоящей статье оптимальных конструктивных параметров многопроволочных экранов в виде оплеток. Экранирующие свойства оплеток оптимальной конструкции сравнены с соответствующими свойствами применяемых до настоящего времени оплеток большой плотности.

Charakterystyki zrównoważonych mikrofalowych modulatorów fazy

ZBIGNIEW CHUDOBA (GDAŃSK)

Instytut Telekomunikacji Politechniki Gdańskiej

Otrzymano 2.11.1972

W artykule przedstawiono obliczone teoretycznie charakterystyki częstotliwościowe roboczych parametrów (wejściowy współczynnik fali stojącej, tłumienie wtrąceniowe, przesunięcie fazy) dla dwu typów modulatorów fazy realizowanych w oparciu o dwugłęziowe sprzęgacze kierunkowe i diody $p-i-n$.

Analizę przeprowadzono przy pomocy grafów, a obliczeń dokonano na maszynie matematycznej ZAM 41. Podano wnioski dotyczące realizacji układów optymalnych (szerokopasmowych). W końcowej części artykułu przedstawiono zrealizowane modele układów wykonanych techniką mikrofalowych układów scalonych (MUS).

1. WSTĘP

W systemach telekomunikacyjnych i radiolokacyjnych coraz szerzej stosuje się impulsową modulację fazy. Ma to swoje uzasadnienie w zaletach, jakie modulacja ta posiada w porównaniu z innymi rodzajami modulacji. W przypadku impulsowej modulacji fazowej (PSK — phase shift keying) przesyłanie informacji polega na transmitowaniu dwu dyskretnych stanów nośnej różniących się w fazie o 180° . Istnieją również systemy czterofazowe [1], w których wyróżnia się cztery możliwe przesunięcia fazy 90° , 180° , 270° i 360° . Głównie zadanie układu odbiorczego polega na stwierdzeniu istnienia lub braku odpowiedniego impulsu, dalej impuls odebrany jest regenerowany i przez to pozbawiony szumów występujących w torze przesyłowym. Stopa błędów w układach z modulacją fazy jest najmniejsza w porównaniu z innymi rodzajami modulacji. Stąd też między innymi, urządzenia radiolokacyjne z binarnym kodowaniem fazowym fali ciągłej są szczególnie przydatne w warunkach występowania silnych zakłóceń biernych. Ponadto kodowanie fazowe (pseudolosowe) pozwala na uzyskanie jednoczesnej rozróżnialności obiektów zarówno w odległości jak i prędkości.

Efektywność kodowania fazowego zależy w dużym stopniu od wybranej metody modulacji i demodulacji sygnału. Uzyskany sygnał zmodulowany różni się znacznie od zakładanego sygnału idealnego, w procesie modulacji fazowej występują bowiem następujące zjawiska prowadzące do zniekształcenia sygnału nadawanego:

1. niedokładność zmiany fazy o 180° ,
2. szkodliwa modulacja amplitudy, synchroniczna ze zmianą fazy,
3. skończony czas zmiany fazy o 180° .

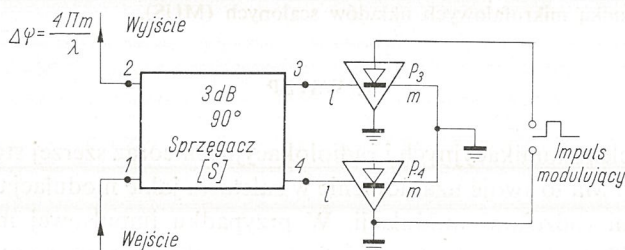
W dalszej części artykułu dokonano ilościowej oceny wymienionych w punktach 1 i 2 zjawisk występujących w układzie modulatora zrównoważonego, zrealizowanego w oparciu o dwugałęziowe sprzęgacze kierunkowe (wykonane techniką MUS). Ocena czasu zmiany fazy w tego typu układach modulatorów fazy stanowić będzie temat oddzielnej publikacji.

Ograniczenie się do analizy układów modulatorów zrównoważonych opartych na dwugałęziowych sprzęgaczach kierunkowych podyktowane było względami ich prostoty konstrukcyjnej i stąd dużej praktycznej przydatności.

Założono realizację techniką MUS i w związku z tym znajomość dokładnych charakterystyk stała się tu szczególnie ważna, w technologii tych układów bowiem nie ma możliwości poprawiania charakterystyk w trakcie lub po wykonaniu układu.

2. ANALIZA UKŁADU MODULATORA FAZY Z PRZEŁĄCZANYM ODCINKIEM ZWARTEJ LINII TRANSMISYJNEJ

Spośród całej gamy różnych typów układów modulatorów fazy [4], układ zrównoważony (rys. 1) jest układem najbardziej interesującym ze względu na posiadanie właściwości. Zapewnia on mianowicie dopasowanie na wejściu w obu stanach fali nośnej różniących



Rys. 1. Schemat modulatora fazy
 P_3, P_4 — przełączniki diodowe diody $p-i-n$

się fazą o określony kąt, co jednocześnie zapobiega powstawaniu szkodliwej modulacji amplitudy, umożliwia uzyskanie dowolnych przesunięć fazy w granicach $0 \div 360^\circ$; jednocześnie jest układem najtańszym, bowiem wymagana ilość półprzewodnikowych elementów przełączających jest minimalna w porównaniu z innymi typami modulatorów fazy.

Przesunięcie fazy jest tu proporcjonalne do długości m zwartej na końcu odcinka linii umieszczonego za przełącznikami P_3 i P_4 .

Dobierając w odpowiedni sposób parametry sprzęgacza S oraz długości odcinków l i m można wyoptymalizować przebiegi parametrów roboczych modulatora w funkcji częstotliwości.

Analizę przedstawionego na rys. 1 układu można przeprowadzić bądź wyznaczając macierze transmitancji poszczególnych elementów układu, bądź rozwiązując graf przepływu sygnału. Metoda grafów jest znacznie wygodniejsza i prostsza, można przy jej pomocy uzyskać bezpośrednio rozwiązanie bez stosowania dodatkowych przekształceń koniecznych w metodzie macierzowej. Graf przepływu sygnału dla tego układu przedstawiony jest na rys. 2.

Oznaczenia symboli są następujące:

$$\gamma = e^{-j\beta l}, \quad \delta = e^{-j\beta m},$$

$i = S_{12} = S_{34}$ — izolacja sprzęgacza kierunkowego,

$c = S_{13} = S_{24}$ — sprzężenie sprzęgacza kierunkowego,

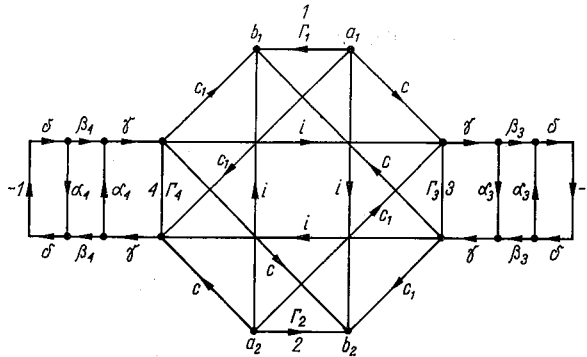
$\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ odpowiadają współczynnikom $S_{11}, S_{22}, S_{33}, S_{44}$ i reprezentują współczynniki odbicia na wejściach sprzęgacza:

$$\alpha_3 = -\frac{y_3}{2+y_3}, \quad \alpha_4 = -\frac{y_4}{2+y_4}, \quad \beta_3 = \frac{2}{2+y_3}, \quad \beta_4 = \frac{2}{2+y_4},$$

$$y_3 = \frac{Y_{d3}}{Y_o}, \quad y_4 = \frac{Y_{d4}}{Y_o}$$

Y_d — admitancja diody przełączającej,

Y_o — admitancja toru mikrofalowego.



Rys. 2. Graf przepływu sygnału zrównoważonego modulatora fazy

Korzystając z reguły Masona [2] można wyznaczyć parametry robocze układu, takie jak współczynnik odbicia na wejściu w obu stanach fazowych fali nośnej i współczynnik transmisji T , a na tej podstawie zmianę fazy przy zmianie polaryzacji diody oraz straty wtrąceniowe.

Współczynnik transmisji T_{ba} między dowolnymi punktami a i b zapisać można, zgodnie z regułą Masona, w postaci wzoru

$$T_{ba} = \frac{\sum_k G_k D_k}{D}, \quad (1)$$

gdzie:

G_k — transmitancja k -tej ścieżki otwartej od a do b ,

$$D_k = 1 - \sum_n \alpha_k^{(1)} + \sum_n \alpha_k^{(2)} - \sum_n \alpha_k^{(3)} + \dots,$$

$$D = 1 - \sum \alpha^{(1)} + \sum \alpha^{(2)} - \sum \alpha^{(3)} + \dots,$$

$\alpha_k^{(n)}$ — transmitancja pętli n -tego rzędu nie mającej węzłów wspólnych ze ścieżką k ,

$\sum \alpha^{(n)}$ — suma transmitancji wszystkich pętli n -tego rzędu w grafie.

Tak więc, celem określenia współczynnika transmisji oraz przesunięcia fazy, jakie układ wprowadza przy zmianie polaryzacji diod, należy wyznaczyć wszystkie pętle grafu i ścieżki między punktami a_1 i b_2 .

Podstawiając je następnie do wzoru (1) otrzymać można ogólne wyrażenie na współczynnik transmisji układu. Wyrażenie to ulegnie uproszczeniu przy założeniu symetrii układu (warunek łatwy do zrealizowania). Wtedy

$$\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = \Gamma, \quad \alpha_3 = \alpha_4 = \alpha_i, \quad \beta_3 = \beta_4 = \beta_i.$$

Przy dodatkowym pominięciu wyrażen zawierających i^2 i Γ^2 , jako o co najmniej rząd wielkości mniejszych od pozostałych, ostateczny wzór przyjmuje postać

$$T = i + \frac{2cc_1\gamma^2\alpha_i(1+2\alpha_i\delta^2+\alpha_i^2\delta^4+\delta^2\gamma^2\beta_i^2\Gamma-\alpha_i\gamma^2\Gamma-2\alpha_i^2\gamma^2\delta^2\Gamma+\gamma^2\delta^4\beta_i^2\alpha_i\Gamma-\alpha_i^3\delta^4\gamma^2\Gamma)}{\Delta} -$$

$$- \frac{2cc_1\gamma^2\delta^2\beta_i^2(1+\alpha_i\delta^2+\delta^2\gamma^2\beta_i^2\Gamma-\alpha_i\gamma^2\Gamma-\alpha_i^2\delta^2\gamma^2\Gamma)+2(c^2+c_i^2)\gamma_i^4\delta^2\alpha_i\beta_i^2(1+\alpha_i\delta^2)}{\Delta} +$$

$$+ \frac{(c_1^2+c^2)\gamma_i^4\alpha_i^2(1+\delta^2\alpha_i)^2+(c_1^2+c^2)\gamma_i^4\delta^4\beta_i^4}{\Delta}, \quad (2)$$

gdzie

$$\Delta = 1+2\delta^2\alpha_i+\alpha_i^2\delta^4+2\beta_i^2\delta^2\gamma^2\Gamma-2\alpha_i\gamma^2\Gamma-4\alpha_i^2\delta^2\gamma^2\Gamma+2\alpha_i\delta^4\beta_i^2\gamma^2\Gamma-2\alpha_i^3\delta^4\gamma^2\Gamma.$$

W podobny sposób wyprowadzony wzór na współczynnik odbicia dla układu (rys. 1) modulatora zrównoważonego ma postać

$$\Gamma_{wej} = \Gamma + \frac{2cc_1\gamma_i^4\alpha_i^2(1+\alpha_i\delta^2)^2-4cc_1\gamma^4\delta_i^2\alpha_i\beta_i^2(1+\alpha_i\delta^2)+2cc_1\gamma^4\delta^4\beta_i^4i}{\Delta} +$$

$$+ \frac{(c^2+c_i^2)\gamma^2\alpha_i[(1+\alpha_i\delta^2)^2+\delta^2\beta_i^2\gamma^2\Gamma-\alpha_i\gamma^2\Gamma+\alpha_i\delta^4\beta_i^2\gamma^2\Gamma-2\alpha_i^2\delta^2\gamma^2\Gamma-\alpha_i^3\delta^4\gamma^2\Gamma]}{\Delta} -$$

$$- \frac{(c^2+c_i^2)\gamma^2\beta_i^2\delta^2(1+\alpha_i\delta^2+\delta^2\beta_i^2\gamma^2\Gamma-\alpha_i\gamma^2\Gamma-\alpha_i^2\delta^2\gamma^2\Gamma)}{\Delta}. \quad (3)$$

Wyprowadzone wzory (2) i (3) mają charakter ogólny; chcąc określić ich przebieg w funkcji częstotliwości należy znać wyrażenia na i , c , c_1 , i Γ dla konkretnego typu sprzęgacza kierunkowego.

Dla przypadku sprzęgaczy dwugałęziowych, do którego ograniczono obliczenia numeryczne, i , c , c_1 i Γ dane są wzorami (4), (5), (6), (7) [5]:

$$i = \frac{1}{2} \left[\frac{T_{21e}}{T_{11e}} - \frac{T_{21o}}{T_{11o}} \right], \quad (4)$$

$$c = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{T_{11e}} + \frac{1}{T_{11o}} \right], \quad (5)$$

$$c_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{T_{11e}} - \frac{1}{T_{11o}} \right], \quad (6)$$

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left[\frac{T_{21e}}{T_{11e}} + \frac{T_{21e}}{T_{11o}} \right], \quad (7)$$

gdzie:

$$T_{21e} = -jd, \quad T_{11e} = a+jb, \quad T_{21o} = -jh, \quad T_{11o} = e+jg,$$

$$a = \frac{1-t^2}{1+t^2} - \frac{2t}{(1+t^2)B_g}, \quad b = \sqrt{\frac{B_g+1}{B_g-1}} t \left(\frac{1-t^2}{1+t^2} + \frac{B_g-1}{B_g} \right),$$

$$d = \frac{1}{B_g} \frac{B_g-1}{B_g+1} t \frac{1-t^2}{1+t^2}, \quad e = \frac{1-t^2}{1+t^2} + \frac{2}{(1+t^2)B_g},$$

$$g = \sqrt{\frac{B_g+1}{B_g-1}} \frac{1}{t} \left(\frac{B_g-1}{B_g} - \frac{1-t^2}{1+t^2} \right), \quad h = -\frac{1}{B_g} \sqrt{\frac{B_g+1}{B_g-1}} \frac{1}{t} \frac{1-t^2}{1+t^2},$$

$$B_g = 10^{\frac{1}{20} C_{310}} [\text{dB}],$$

$$t = \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} \frac{f}{f_o} \right),$$

C_{310} — sprzężenie wyrażone w decybelach w środku pasma $t = 1$.

W ogólnym przypadku, występujące we wzorach wielkości α_i , β_i , charakteryzujące element przełączający, zależą również od częstotliwości. Pełne wyrażenia na admitancję Y_d — diody przełączającej typu p - i - n dla polaryzacji w kierunku przewodzenia i zaporowym, znaleźć można między innymi w pracy [6].

W dalszych obliczeniach przyjęto wielkości α_i , β_i jako parametry niezależne od częstotliwości. Upraszcza to znacznie obliczenia nie zniekształcając kształtu przebiegów obliczanych (w wąskim paśmie) parametrów, bowiem decydujący wpływ na zmiany parametrów zrównoważonego modulatora fazy mają zmiany parametrów sprzęgacza w funkcji częstotliwości oraz dobór wielkości γ i δ .

Podstawiając wzory (4), (5), (6), (7) do wyrażeń (2) i (3) można wyznaczyć wejściowy współczynnik odbicia Γ_{wej} , tłumienie $A = 20 \lg \frac{1}{T}$ [dB] oraz przesunięcie fazy $\Delta\psi$ dla różnych polaryzacji diody

$$\Delta\psi = \psi_{|y=0} - \psi_{|y=\infty} = \arg T_{|y=0} - \arg T_{|y=\infty}. \quad (8)$$

Ze względu na skomplikowaną postać wyrażeń (2) i (3) przy uwzględnieniu związków (4), (5), (6), (7), obliczeń numerycznych dokonano przy pomocy maszyny matematycznej ZAM 41.

Obliczeń dokonano dla następujących założonych wartości parametrów układu:

$$m = \frac{\lambda_o}{8},$$

co dla częstotliwości środkowej f_o zapewnia uzyskanie przesuwu fazy $\Delta\psi = 90^\circ$, oraz

$$m = \frac{\lambda_o}{4} \text{ dla uzyskania } \Delta\psi = 180^\circ,$$

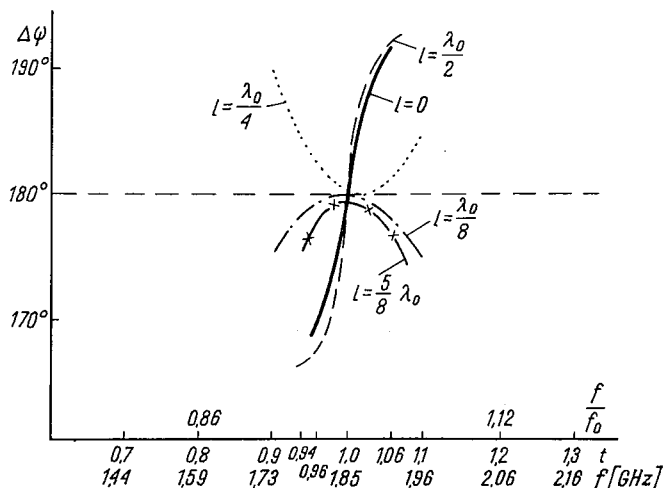
— odległość l przyjmuje kolejno wielkości $\frac{\lambda_o}{16}, \frac{\lambda_o}{8}, \frac{\lambda_o}{4}, \frac{\lambda_o}{2}$

— znormalizowana admitancja diody y dla dwu stanów impulsu polaryzującego przyjmuje wartości $y = 0, \infty; 0,05, 100; 0,1, 30; 0,2, 15$.

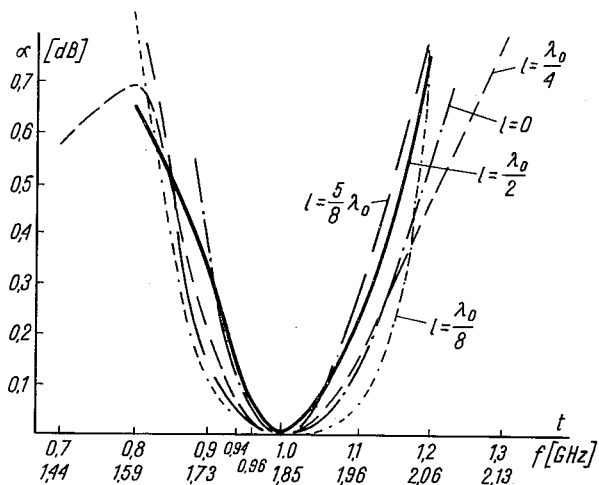
Pierwsza para wartości $(0, \infty)$ odpowiada idealnej przełączającej diodzie $p-i-n$; druga $(0,05, 100)$ diodzie zmieniającej impedancję od $0,5$ do 1000Ω , co niezbyt trudno uzyskać, montując samo złącze bez oprawki w podłożu ceramicznym, jak to ma miejsce w mikrofalowych układach scalonych. Pozostałe przypadki dotyczą diod gorszych.

Sprężenie sprzęgacza w środku pasma C_{310} przyjmuje wartości 3 dB, 3,2 dB; 3,5 dB.

Wyniki obliczeń dla przypadku idealnych diod ($\gamma = 0, \infty$) przedstawione są na rysunkach 3, 4, 5, 6. Zmianę parametrów C_{310} i l założono celem ich optymalnego dobrania, ze względu na możliwie minimalne odchylenia od zadanej wartości przesunięcia fazy



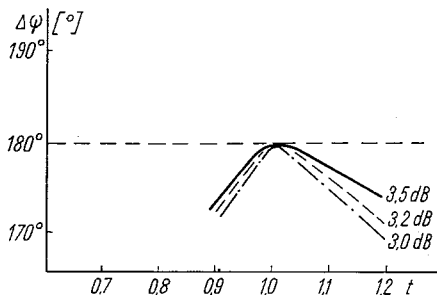
Rys. 3. Częstotliwościowe charakterystyki przesunięcia fazy zrównoważonego modulatora dla różnych długości l , $C_{310} = 3$ dB



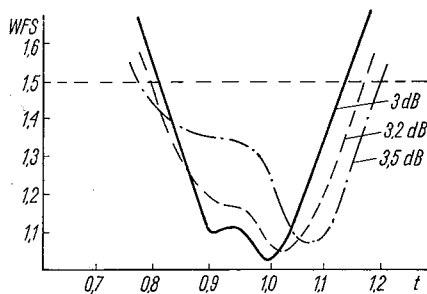
Rys. 4. Częstotliwościowe charakterystyki tłumienia zrównoważonego modulatora fazy dla różnych długości l , $C_{310} = 3$ dB

w paśmie częstotliwości. Uzyskane wyniki wykazują, że dla tego typu modulatora, najkorzystniejszy przebieg charakterystyk roboczych w paśmie częstotliwości można uzyskać wybierając

$$l = 0,125 \lambda_0, \quad C_{310} = 3,5 \text{ dB}.$$



Rys. 5. Częstotliwościowe charakterystyki przesunięcia fazy zrównoważonego modulatora dla różnych sprzężeń C_{310} przy $l = 0,125\lambda_0$.

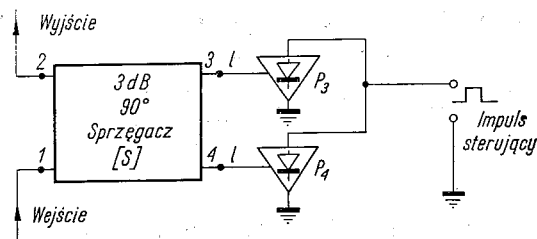


Rys. 6. Częstotliwościowe charakterystyki WFS zrównoważonego modulatora dla różnych sprzężeń C_{310} przy $l = 0,125\lambda_0$.

Przy realizacji tego typu układów napotyka się na pewne trudności konstrukcyjno-technologiczne; mianowicie obie diody muszą być „odizolowane” od zwarcia na końcu odcinka o długości m . Można tego uniknąć, stosując dodatkowo odcinek linii rozwartej o długości $\frac{\lambda_0}{4}$, jednakże zwiększa to wymiary układu, a z drugiej strony dodatkowo ogranicza jego pasmo pracy.

3. MODULATOR ZRÓWNOWAŻONY BEZ ODCINKÓW ZWARTYCH

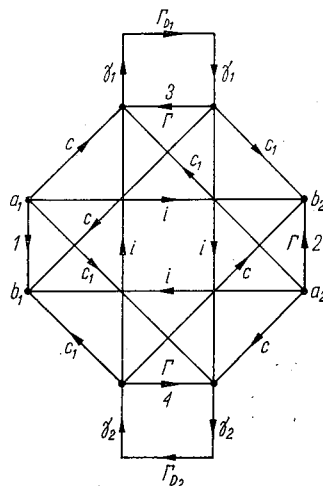
Dysponując diodami (diody $p-i-n$), które działają jak idealny przełącznik, tzn. zmieniają fazę o 180° przy zmianie ich polaryzacji, można wykonać układ modulatora fazy przedstawiony schematycznie na rys. 7.



Rys. 7. Schemat modulatora fazy bez odcinków zwartych

Przy odpowiednim dobraniu długości toru l i jego impedancji Z_l można w tym układzie uzyskać przesunięcie fazy w granicach od 20° do 180° . Układ ten jest prostszy w realizacji, jednocześnie potencjalnie bardziej szerokopasmowy.

Podobnie jak w poprzednim układzie, do wyprowadzenia zależności na przebiegi $\Delta\psi$, Γ , A w funkcji częstotliwości, najwygodniej posłużyć się analizą przy pomocy grafów. Graf dla układu modulatora fazy z rysunku 7 przedstawiony jest na rys. 8.



Rys. 8. Graf przepływu sygnału układu z rys. 7

Rozwiązując go w sposób analogiczny jak poprzednio, uzyskuje się wyrażenia na współczynnik transmisji układu T oraz współczynnik odbicia Γ , przedstawione w postaci wzorów (11) i (12); zakładając dodatkowo

$$\Gamma_{D1} = \frac{Z_{D1} - Z_0}{Z_{D1} + Z_0}, \quad (9)$$

$$\Gamma_{D2} = \frac{Z_{D2} - Z_0}{Z_{D2} + Z_0}, \quad (10)$$

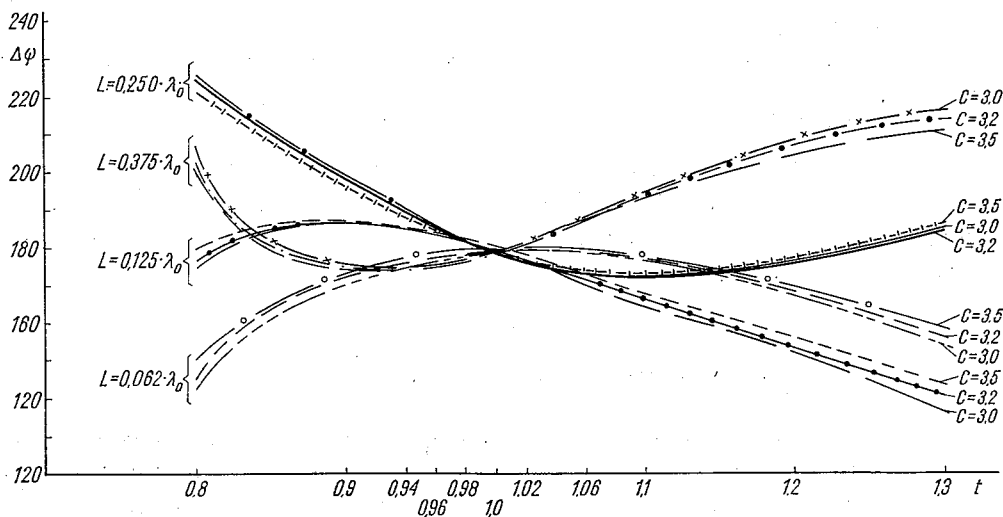
Z_{D1} , Z_{D2} — impedancje diody
mamy:

$$T = i + \frac{cc_1 \Gamma_{D1} \gamma_1^2 (1 - \Gamma_{D2} \Gamma \gamma_2^2) + cc_1 \Gamma_{D2} \gamma_2^2 (1 - \Gamma_{D1} \gamma_1^2 \Gamma) + (c_1^2 + c^2) \Gamma_{D1} \Gamma_{D2} i \gamma_1^2 \gamma_2^2}{1 - \Gamma \Gamma_{D1} \gamma_1^2 - \Gamma \Gamma_{D2} \gamma_2^2}, \quad (11)$$

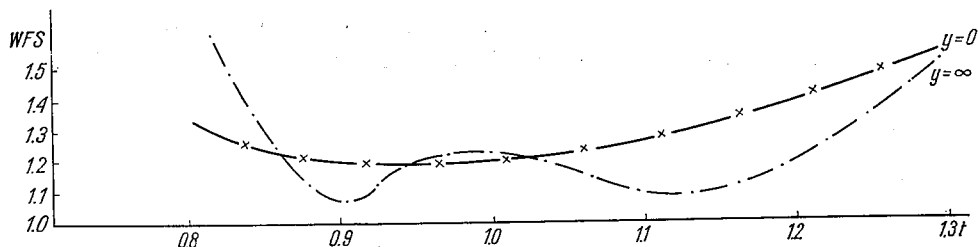
$$\Gamma_{wej} = \Gamma + \frac{c_1^2 \gamma_2^2 \Gamma_{D2} (1 - \gamma_1^2 \Gamma \Gamma_{D1}) + c^2 \gamma_1^2 \Gamma_{D1} (1 - \gamma_2^2 \Gamma \Gamma_{D2}) + 2cc_1 \gamma_1^2 \gamma_2^2 i \Gamma_{D1} \Gamma_{D2}}{1 - \Gamma \Gamma_{D1} \gamma_1^2 - \Gamma \Gamma_{D2} \gamma_2^2}. \quad (12)$$

Na rysunkach 9, 10, 11 przedstawione są wyniki obliczeń numerycznych częstotliwościowych charakterystyk tego typu modulatora (obliczenia przeprowadzono dla modulatora zapewniającego przesunięcie fazy równe 180°); Z_i równa się wtedy Z_0 .

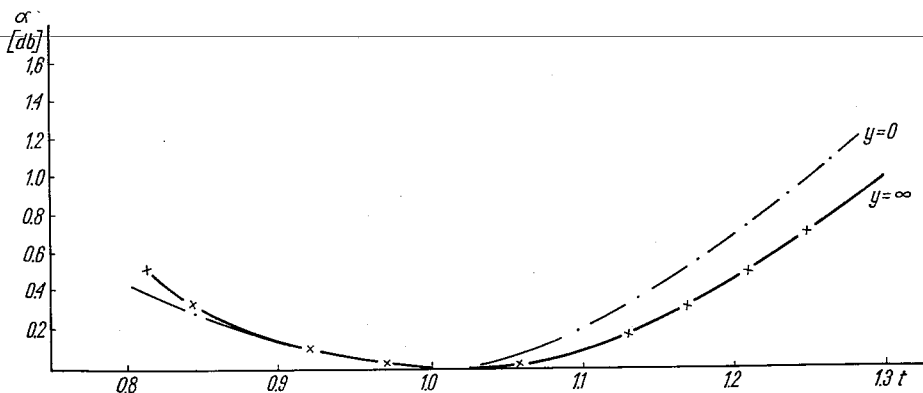
Z przytoczonych wykresów wynika analogicznie jak poprzednio, że istnieje pewna optymalna odległość l płaszczyzny umieszczenia diod od wrót sprzęgacza, która zapewnia uzyskanie minimalnych, w określonym paśmie częstotliwości, odchyłek fazowych od wartości nominalnej 180° .



Rys. 9. Częstotliwościowe charakterystyki przesunięcia fazy modulatora bez odcinków zwartych dla różnych l oraz C_{310}



Rys. 10. Częstotliwościowe charakterystyki WFS modulatora bez odcinków zwartych dla $l = \frac{\lambda_0}{16}$ i $C_{310} = 3,5$ dB dla $y = 0$ i dla $y = \infty$



Rys. 11. Częstotliwościowe charakterystyki tłumienia modulatora bez odcinków zwartych dla $l = \frac{\lambda_0}{16}$ i $C_{310} = 3,5$ dB dla $y = 0$ i dla $y = \infty$

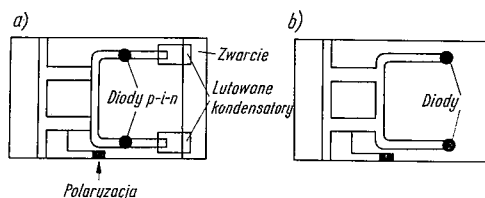
Szczególnie wyraźnie uwidacznia się to na rys. 9, gdzie przedstawiono zmiany fazy zarówno dla różnych odległości l jak i różnych sprzężeń C_{310} . Minimalne zmiany parametrów w paśmie uzyskać można dla $l = \frac{\lambda_0}{16}$ oraz $C_{310} = 3,5$ dB.

Na rys. 10 i 11 pokazano zmiany WFS oraz tłumienie w funkcji częstotliwości dla dwóch stanów polaryzacji diody, skąd wnioskować można o względnych zmianach głębokości pasożytniczej impulsowej modulacji amplitudy, która zachodzi synchronicznie z modulacją fazy.

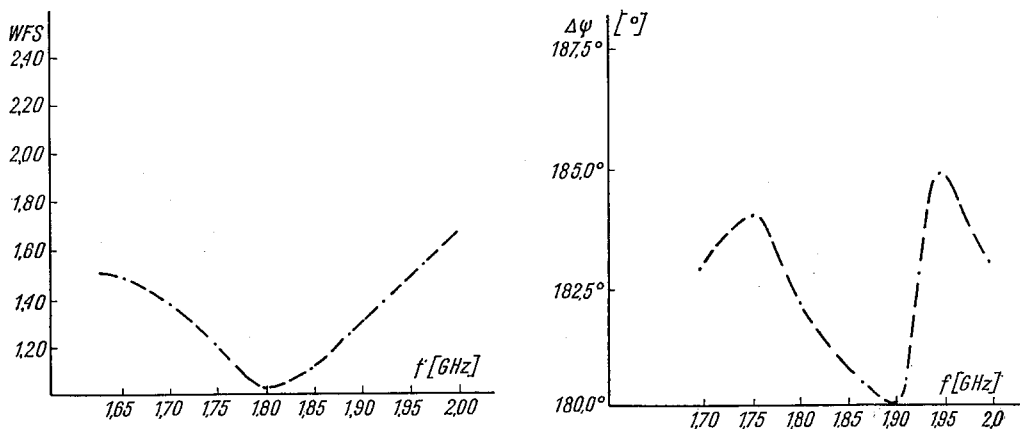
4. PRZYKŁADY REALIZACJI MODULATORA FAZY

W Zakładzie Techniki Mikrofalowej Instytutu Telekomunikacji Politechniki Gdańskiej wykonano kilka różnych modeli zrównoważonych modulatorów fazy pracujących w paśmie L . Układy wykonane były techniką mikrofalowych układów scalonych (MUS) na podłożu z ceramiki alundowej, wymiary $50 \times 30 \times 0,5$ mm w oparciu o sprzęgacze dwugałęziowe. Diody $p-i-n$ wykonane przez pracownię P-13 w ITE Warszawa montowane były bez oprawki bezpośrednio w płytce podłożowej.

Na rys. 12 pokazano przykład realizacji omówionych typów modulatorów, a na rys. 13 wyniki pomiarów zrealizowanych układów. Zarówno z teoretycznie obliczonych charakte-

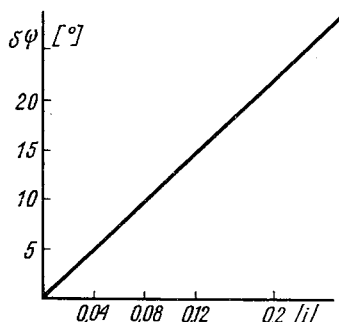


Rys. 12. Widok zrealizowanych techniką MUS modulatorów fazy: a) układ z odcinkami zwartymi, b) układ bez odcinków zwartych



Rys. 13. Typowe wyniki uzyskane dla zrealizowanych układów

rystyk jak i pomiarów widać, że są to układy wąskopasmowe (pasmo $< 10\%$), przy czym pasmo ograniczone jest parametrami sprzęgacza. Konstruując modulator zrównoważony w oparciu o sprzęgacz trzyleżniowy lub zbliżeniowy, kosztem komplikacji uzyskać można



Rys. 14. Przybliżona zależność błędu przesunięcia fazy od nieidealnej izolacji sprzęgacza

poszerzenie pasma pracy (mniejszą odchyłkę $\delta\varphi$ od nominalnego przesuwu fazy). Odchyłka ta bowiem w sposób liniowy zależy od izolacji sprzęgacza (rys. 14); można to wykazać na podstawie zależności (8).

Autor pragnie wyrazić podziękowanie Profesorowi dr hab. inż. Krzysztofowi St. Grabowskiemu z Politechniki Gdańskiej za zainicjowanie tematyki mikrofalowej modulacji fazy oraz cenne dyskusje w trakcie opracowywania przedstawionych zagadnień.

5. LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. C. L. Cuccia, Subnanosecond Switching and Ultra-Speed Data Communications, Data & Communications Design, Vol. 1, No. 1, November 1971.
2. L. R. Robichaud, M. Boisvert, J. Robert, Grafy przepływu sygnałów, PWN, Warszawa 1968.
3. M. A. Siłajew, S. F. Briancew, Priłożenie matric i grafow kanalizu s.w.cz. ustroistw, Sowietkoje Radio, Moskwa 1970.
4. H. A. Watson, SWCz — Połuprowodnikowyje pribory i ich primienienije, tłum. z ang., Mir, Moskwa 1972.
5. R. Vogel, Praca doktorska, Politechnika Gdańska, Wydział Elektroniki, 1971.
6. R. Vogel, Z. Chudoba, Hybrydowe mikrofalowe układy scalone do regulacji mocy z diodami *p-i-n*, MECS, Zakopane 1971.

Z. CHUDOBA

CHARACTERISTICS OF MICROWAVE HYBRIDE PHASE SHIFTERS

Summary

This paper presents frequency dependences of the phase shift, transducer losses and reflection coefficient obtained by means of signal flow graphs analysis for digital hybrid phase shifter. The 180° Phase Shifter using PIN diodes was built on the basis of the branch guide coupler with two branches. Numerical computations by ZAM 41 are given. Optimisation problems are discussed.

According to the results, two different phase shifters by MIC technique were made. Obtained results are given.

Z. CHUDOBA

LES CARACTÉRISTIQUES THÉORIQUES DE DÉPHASEURS DIGITAUX
HYBRIDES POUR HYPERFRÉQUENCES

Résumé

Dans cet article on présente les caractéristiques théoriques de R.O.S. à l'entrée, de pertes d'insertion et de déphasage fonction de la fréquence d'un déphaseur digital hybride, calculés à l'aide des graphes de transfert.

Dans un déphaseur $0^\circ/180^\circ$ à diodes $p-i-n$ on a utilisé un coupler hybride à deux branches. Les calculs numériques ont été faits à l'aide d'un ordinateur ZAM 41. Les problèmes d'optimisation sont aussi discutés. Suivant les résultats d'analyse, deux déphaseurs ont été exécutés en employant la technique des circuits intégrés en microondes. Les résultats expérimentaux sont présentés.

Z. CHUDOBA

CHARAKTERISTIKEN DER MIKROWELLEN HYBRID COUPLED PHASENSCHIEBER

Zusammenfassung

In dem Artikel wurde der theoretisch berechnete Phasensprung, die Durchgangsdämpfung und der Reflexionskoeffizient als Funktion der Frequenz für die Hybrid Coupled Phasenschieber mit PIN-Dioden dargestellt.

Die Analyse wurde mit Hilfe der „Signal flow graphs“ durchgeführt und die Berechnungen mit dem Computer ZAM 41. Es wurden Vorschläge zur Realisierung von Phasenschiebern mit optimalen Parametern gemacht. Im letzten Teil des Artikels wurden die bereits mit der MIC Technik (Mikrowellen integrierte Schaltungen) verwirklichten Modelle vorgeführt.

З. ХУДОБА

ХАРАКТЕРИСТИКИ БАЛАНСНОГО МИКРОВОЛНОВОГО
ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ

Резюме

В настоящей статье с помощью метода ориентированных графов производится расчет и анализ схем дискретного фазовращателя на переключаемых диодах типа $n-g-b$. С помощью вычислительной машины типа БОШ-41 получены зависимости коэффициента передачи, коэффициента отражения и фазового сдвига на выходе фазовращателя от частоты. Использован двушлейфовый мост выполненный техникой микроолновых интегральных схем. Проведена оценка полученных результатов с указанием оптимального решения фазовращателя. В заключение приведены примеры изготовленных фазовращателей с 180° сдвигом фазы.

Ograniczanie prądu wyjściowego we wtórniku emiterowym

JANUSZ SOSNOWSKI (WARSZAWA)

Instytut Maszyn Matematycznych Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 21.10.1972

W pracy przedstawiono prosty sposób ograniczania prądu wyjściowego we wtórniku emiterowym pozwalający na niezależne programowanie (ustawianie) poziomu ograniczania prądu emitowanego i absorbowanego w szerokim zakresie wartości. Wartości poziomów ograniczeń są ustalane z dużą dokładnością i nie zależą od napięcia wejściowego ani też od parametrów obciążenia.

1. WSTĘP

W wielu układach elektronicznych jako stopnie końcowe wykorzystuje się wtórniki emiterowe, które zwiększają moc wyjściową układu i separują go od obciążenia. W przypadku, gdy obciążenie układu nie jest bliżej określone i może się zmieniać w dużych granicach, celowym jest zabezpieczenie wtórника przed ewentualnym uszkodzeniem wynikającym z przeciążenia. Zabezpieczenie to polega na ograniczaniu prądu wyjściowego wtórника. Ograniczenie prądu wyjściowego nie tylko chroni przed zniszczeniem wtórника, ale również układ obciążający.

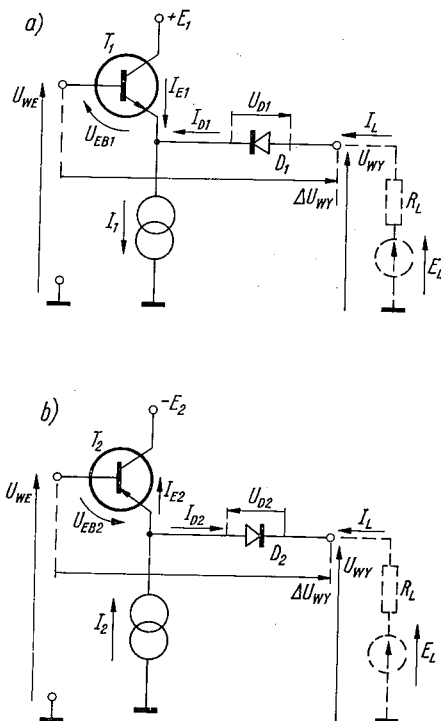
Ograniczenie prądu wyjściowego we wtórniku najczęściej realizuje się przez umieszczenie w obwodzie kolektora dodatkowego rezystora [1] (w tym przypadku wartość prądu ograniczenia zależy od napięcia wejściowego), lub też przez ograniczanie prądu bazy [2], [7]. Wadą obu metod jest mała dokładność ustalanego ograniczenia, co ma istotne znaczenie przy pewnych zastosowaniach (stabilizatory o prostokątnej charakterystyce wyjściowej [6], źródła napięć odniesienia [8], układy pobudzeń w testerach układów scalonych [3]). Wady tej można uniknąć stosując do ograniczania prądu wyjściowego czujnik prądowy ze wzmacniaczem [5, 6]. Rozwiązanie to jednak jest dość złożone i drogie, szczególnie w przypadku, gdy należy ograniczyć niezależnie prąd emitowany i absorbowany przez układ na określonych poziomach.

W pracy przedstawiono prosty sposób ograniczania prądu wyjściowego we wtórniku emiterowym umożliwiający wzajemnie niezależne ustawianie (programowanie) poziomu ograniczania prądu emitowanego i absorbowanego (w szerokim zakresie wartości).

Wartości poziomów ograniczeń są ustalane z dużą dokładnością i nie zależą od napięcia wejściowego, ani też od parametrów obciążenia.

2. KONCEPCJA OGRANICZANIA PRĄDU WYJŚCIOWEGO WE WTÓRNIKU EMITEROWYM

Przedstawiony w pracy sposób ograniczania prądu wyjściowego polega na wprowadzeniu do obwodu wyjściowego wtórnika emiterowego (z zasilaniem prądowym) odpowiednio spolaryzowanej diody, tak jak to przedstawiono na rys. 1. W przypadku, gdy dioda oraz tranzystor przewodzą¹⁾, układ działa analogicznie jak zwykły wtórnik emiterowy. Nato-



Rys. 1. Schematy ideowe wtórników emiterowych z ograniczeniem prądu wyjściowego: a) wtórnik z tranzystorem npn, b) wtórnik z tranzystorem pnp

miast jeżeli tranzystor albo dioda nie przewodzi, to wejście układu odseparowane jest od wyjścia a prąd wyjściowy przyjmuje wartość stałą niezależną od napięcia wejściowego i parametrów obciążenia (w zakresie zmian nie powodujących zmiany założonego stanu elementów: P — przewodzenie, N — nieprzewodzenie). Odpowiada to ograniczaniu prądu wyjściowego na poziomie 0 (dioda nie przewodzi, tranzystor przewodzi) lub na poziomie wydajności prądowej źródła zasilającego emiter (dioda przewodzi, tranzystor nie przewodzi)²⁾.

¹⁾ Opisując działanie układu będziemy mówili, że dioda lub tranzystor przewodzi, jeżeli złącze diody lub złącze emiter-baza tranzystora są spolaryzowane w kierunku przewodzenia napięciem dodatnim oraz że są zatkanie — w przypadku przeciwnym. Prąd płynący przez złącze zatkniętej diody lub złącze emiter-baza zatkanego tranzystora będziemy nazywali prądem zwrotnym.

²⁾ Przypadek jednoczesnego nieprzewodzenia diody i tranzystora nie jest rozpatrywany, gdyż nie może on mieć miejsca z uwagi na konieczność istnienia obwodu zamkniętego dla źródła prądowego.

O stanie diody lub tranzystora decydują parametry układu obciążenia oraz napięcie na wejściu wtórника (co będzie dalej analizowane). Nietrudno zauważyć, że prąd wyjściowy układu (I_L) nie może przekroczyć wyżej wymienionych poziomów ograniczenia.

Analiza pracy układów z rys. 1 zostanie przeprowadzona przy założeniu obciążenia w postaci szeregowego połączenia rezystora R_L i źródła napięciowego E_L (założenie to nie wpływa na ogólność rozważań, gdyż, korzystając z twierdzenia Thevenina, rzeczywiste obciążenie można sprowadzić do podanej postaci).

W układzie z rys. 1a przy $E_L \leq U_{WE} - U_{EB1}(I_1)$ przewodzi tranzystor T_1 ($U_{EB1} > 0$), a dioda D_1 jest zatkana ($U_{D1} \leq 0$). Prąd obciążenia przyjmuje wartość $I_L = -I_{ZD1}$ (gdzie: I_{ZD1} — prąd zwrotny diody D_1). Przypadek ten odpowiada ograniczaniu prądu wyjściowego na poziomie 0 z dokładnością I_{ZD1} . Napięcie na wyjściu układu można określić ze wzoru

$$U_{WY} = E_L - R_L I_L. \quad (1)$$

Przy założeniu $R_L \ll E_L / I_{ZD1}$ (w większości praktycznych przypadków jest ono spełnione) $U_{WY} \approx E_L$.

Jeżeli $E_L > U_{WE} - U_{EB1}(I_1)$, to dla $R_L > R_{L1} = (E_L - U_{D1}(I_1) - U_{WE}) / I_1$ tranzystor T_1 i dioda D_1 przewodzą ($0 < I_L < I_1$, układ pracuje jako wtórnik z kompensacją przesunięcia napięcia wyjściowego względem wejściowego), a napięcie wyjściowe określa zależność

$$U_{WY} = U_{WE} + U_{D1}(I_{D1}) - U_{EB1}(I_{E1}), \quad (2)$$

natomiast dla $R_L \leq R_{L1}$ dioda $D1$ przewodzi a tranzystor T_1 jest zatkany. Prąd wyjściowy ograniczany jest wtedy na poziomie I_1 z dokładnością I_{ZE1} ($I_L = I_1 + I_{ZE1}$ gdzie: I_{ZE1} — prąd zwrotny złącza emiter—baza tranzystora T_1), a napięcie wyjściowe określone jest wzorem (1).

Podobnie zachowuje się układ z rys. 1b. Dla $E_L \geq U_{WE} + U_{EB2}(I_2)$ przewodzi tranzystor T_2 , dioda D_2 jest zatkana, prąd obciążenia $I_L = I_{ZD2}$ (I_{ZD2} — prąd zwrotny diody D_2), a napięcie wyjściowe określa wzór (1) (ograniczanie prądu I_L na poziomie 0). Jeżeli $E_L < U_{WE} + U_{EB2}(I_2)$ i $R_L > R_{L2} = (U_{WE} - E_L - U_{D2}(I_2)) / I_2$, to tranzystor T_2 i dioda D_2 przewodzą ($0 < -I_L < I_2$, praca wtórnikowa), a napięcie wyjściowe określa zależność

$$U_{WY} = U_{WE} + U_{EB2}(I_{E2}) - U_{D2}(I_{D2}). \quad (3)$$

Przy $R_L \leq R_{L2}$ dioda D_2 przewodzi a tranzystor T_2 jest zatkany. Prąd wyjściowy osiąga wtedy graniczną wartość $I_L = -I_2 - I_{ZE2}$ (I_{ZE2} — prąd zwrotny złącza emiter-baza tranzystora T_1), a napięcie wyjściowe osiąga wartość określoną równaniem (1) (ograniczanie prądu I_L na poziomie $-I_2$).

Własności przedstawionych układów najlepiej ilustrują charakterystyki wyjściowe $U_{WY} = f(U_{WE}, I_L)$, które zostaną podane niżej w postaci zredukowanej $\Delta U_{WY} = U_{WY} - U_{WE} = f'(I_L)$. Charakterystyki $\Delta U_{WY} = f'(I_L)$ wyznaczymy w oparciu o charakterystyki napięciowo-prądowe diody i złącza emiter-baza korzystając z zależności:

dla układu z rys. 1a

$$\Delta U_{WY} = U_{D1}(I_{D1} = I_L) - U_{EB1}(I_{E1} = I_1 - I_L), \quad (4a)$$

dla układu z rys. 1b

$$\Delta U_{WY} = U_{EB2}(I_{E2} = I_2 + I_L) - U_{D2}(I_{D2} = -I_L). \quad (4b)$$

Kształt charakterystyki napięciowo-prądowej diody i złącza emiter-baza przedstawiono na rys. 2a (linia przerywana).

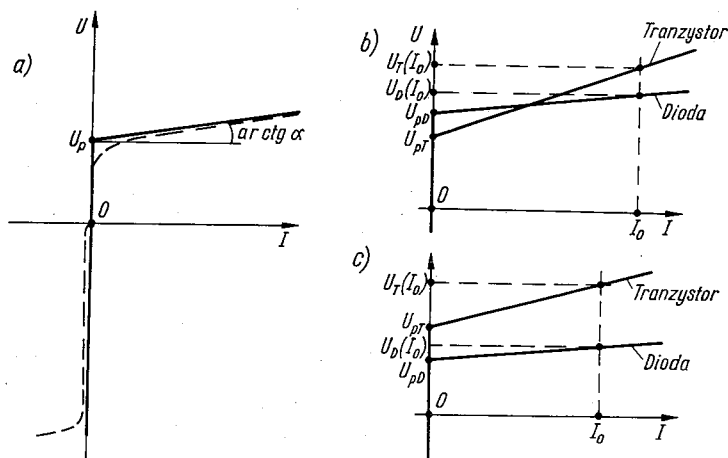
Dla analitycznego wyznaczenia zależności (4) charakterystyki te można aproksymować linią łamaną (rys. 2a — linia ciągła) opisaną jak niżej:

$$\begin{aligned} U &= \alpha I + U_p, & \text{dla } U > U_p, \\ I &= 0, & \text{dla } U \leq U_p, \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie:

α — nachylenie charakterystyki określające rezystancję szeregową złącza (styczna do charakterystyki rzeczywistej),

U_p — napięcie progowe (punkt przecięcia ww stycznej z osią rzędną).



Rys. 2. Charakterystyki napięciowo-prądowe diody i złącza emiter-baza: a) kształt charakterystyki rzeczywistej i wyidealizowanej, b, c) przykłady wzajemnego położenia charakterystyk diody i tranzystora

Na rys. 2b i c przedstawiono przykłady wzajemnego usytuowania charakterystyk diody i tranzystora.

Korzystając z (4) i (5) otrzymamy:

dla układu z rys. 1a

$$\begin{aligned} \Delta U_{WY} &= (\alpha_{D1} + \alpha_{T1}) I_L + A_1, & \text{dla } A_1 < \Delta U_{WY} < B_1 \\ I_L &= I_1, & \text{dla } \Delta U_{WY} \geq B_1, \\ I_L &= 0 & \text{dla } \Delta U_{WY} \leq A_1, \end{aligned} \quad (6a)$$

gdzie:

$$A_1 = U_{pD1} - U_{EB1}(I_1),$$

$$B_1 = U_{D1}(I_1) - U_{pT1},$$

α_{D1} , U_{pD1} ; α_{T1} , U_{pT1} — parametry charakterystyk prądowo-napięciowych diody D_1 i tranzystora T_1 odpowiadające parametrom α i U_p we wzorze (5);

dla układu z rys. 1b

$$\begin{aligned} \Delta U_{WY} &= (\alpha_{D2} + \alpha_{T2}) I_L + A_2, & \text{dla } B_2 < \Delta U_{WY} < A_2, \\ I_L &= -I_2, & \text{dla } \Delta U_{WY} \leq B_2, \\ I_L &= 0, & \text{dla } \Delta U_{WY} \geq A_2, \end{aligned} \quad (6b)$$

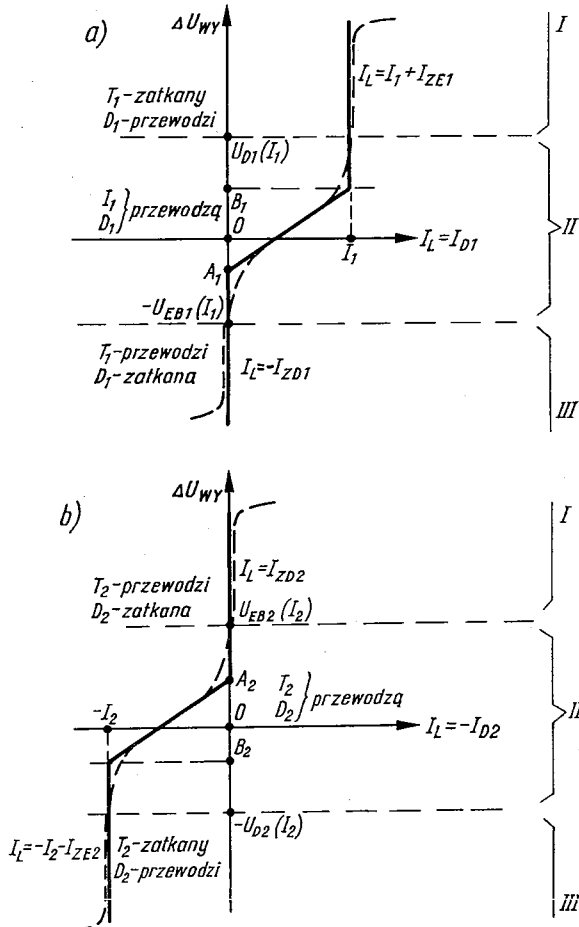
gdzie:

$$A_2 = U_{EB2}(I_2) - U_{pD2},$$

$$B_2 = U_{pT2} - U_{D2}(I_2),$$

α_{D2} , U_{pD2} ; α_{T2} , U_{pT2} — parametry charakterystyk prądowo-napięciowych diody D_1 i tranzystora T_2 odpowiadające parametrom α i U_p we wzorze (5).

Zależności (6a) i (6b) zilustrowano odpowiednio na rys. 3a i 3b. Przedstawione wykresy (linie ciągłe) odpowiadają przypadkowi: $U_{EB1}(I_1) > U_{pD1}$, $U_{D1}(I_1) > U_{pT1}$ i $U_{EB2}(I_2) > U_{pD2}$, $U_{D2}(I_2) > U_{pT2}$ (patrz rys. 2b). Pozwalają one również na zorientowanie się



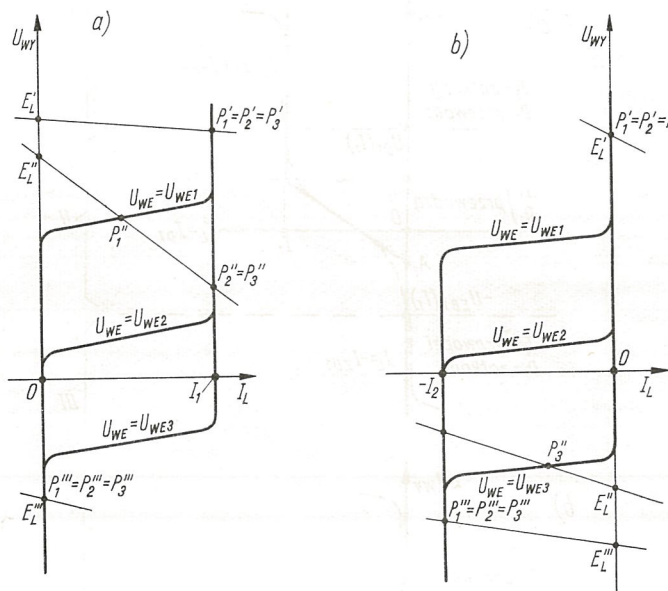
Rys. 3. Zredukowane charakterystyki wyjściowe: a) wtórnika z tranzystorem npn, b) wtórnika z tranzystorem pnp

I — ograniczanie prądu absorbowanego, II — praca wtórnikowa, III — ograniczanie prądu emitowanego

w ich przebiegu dla innych wartości wymienionych parametrów (nietrudno zauważyć, że przy spełnionym w praktyce założeniu α_{D1} , α_{T1} , α_{D2} , $\alpha_{T2} > 0$ zawsze zachodzi $B_1 > A_1$ i $A_2 > B_2$, ponadto pary parametrów A_1 , B_1 i A_2 , B_2 mogą przyjmować wartości różnych, jak również i tych samych znaków).

Otrzymane metodą analityczną charakterystyki $\Delta U_{WY} = f'(I_L)$ różnią się nieco od rzeczywistych, co wynika z przyjętego uproszczenia charakterystyk $U_{EB}(I_E)$ i $U_D(I_D)$. Bardziej dokładne charakterystyki wyjściowe można otrzymać metodą graficzną w oparciu o zależności (4) i rzeczywiste wykresy $U_{EB}(I_E)$ i $U_D(I_D)$. Dla porównania na rys. 3 naszkicowano (linia przerywana) charakterystyki rzeczywiste na tle wyidealizowanych. Zasadnicze różnice pojawiają się przy dużych wartościach $|\Delta U_{WY}|$ — porównywalnych z napięciami przebicia diody i złącza emiter-baza.

Na charakterystyce $\Delta U_{WY} = f'(I_L)$ można wyróżnić trzy obszary odpowiadające trzem rodzajom pracy układu: ograniczanie prądu absorbowanego ($I_L > 0$), tj. wpływającego



Rys. 4. Charakterystyki wyjściowe z wrysowanymi charakterystykami obciążenia: a) dla układu z rys. 1a b) dla układu z rys. 1b

do układu ($\Delta U_{WY} \geq U_{D1}(I_1)$, $\Delta U_{WY} \geq U_{EB2}(I_2)$), ograniczanie prądu emitowanego ($I_L < 0$), tj. wypływającego z układu do obciążenia ($\Delta U_{WY} \leq -U_{EB1}(I_1)$, $\Delta U_{WY} \leq -U_{D2}(I_2)$), praca wtórnikowa ($-U_{EB1}(I_1) < \Delta U_{WY} < U_{D1}(I_1)$, $-U_{D2}(I_2) < \Delta U_{WY} < U_{EB2}(I_2)$). Nietrudno zauważyć, że rodzaje pracy, a co za tym idzie również stany elementów, są jednoznacznie określone przez wartość ΔU_{WY} .

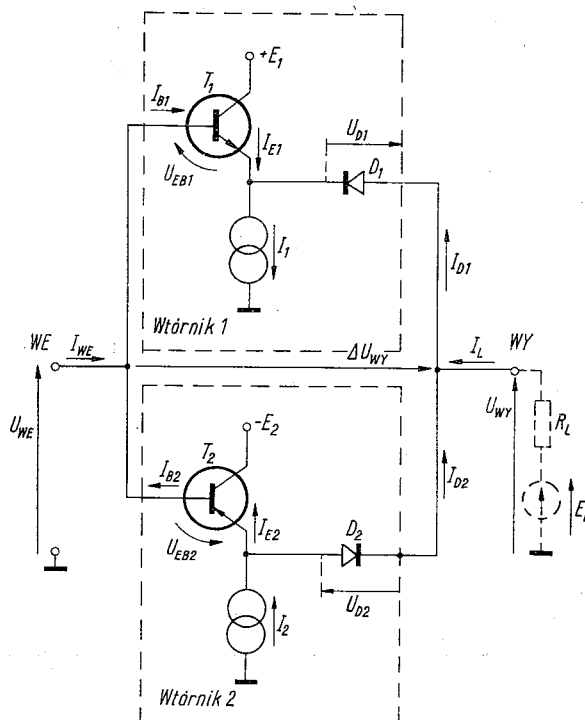
Znajomość zależności $\Delta U_{WY} = f'(I_L)$ pozwala na wyznaczenie rodziny charakterystyk $U_{WY} = f(U_{WE}, I_L) = U_{WE} + f'(I_L)$. Po wrysowaniu w nie charakterystyk obciążenia można dokładnie określić punkt pracy układu $P(U_{WY}, I_L)$, co zilustruje rys. 4.

Z przytoczonej analizy wynika, że w układzie z rys. 1a istnieje możliwość regulacji (przez zmianę wydajności prądowej I_1) poziomu ograniczania prądu absorbowanego (dla prądu emitowanego poziom ograniczania jest stały i równy 0), a w układzie z rys. 1b (przez zmianę I_2) poziomu ograniczania prądu emitowanego (dla prądu absorbowanego poziom ograniczania jest stały i równy 0). Bardziej uniwersalny układ z możliwością niezależnej regulacji obu poziomów przedstawiono w rozdz. 3.

3. WTÓRNIK SYMETRYCZNY Z OGRANICZENIEM PRĄDU WYJŚCIOWEGO

3.1. Zasada działania

Wtórnik z regulowanymi poziomami ograniczenia wyjściowego prądu emitowanego i absorbowanego zrealizowano jako układ symetryczny przez równoległe połączenie wtórników opisanych w rozdz. 2. Ilustruje to rys. 5. Z analizy przeprowadzonej w rozdz. 2 wynika, że dla każdego wtórnika wchodzącego w skład układu z rys. 5 możliwe są trzy



Rys. 5. Schemat ideowy wtórnika symetrycznego z ograniczeniem prądu wyjściowego

rodzaje pracy: ograniczanie prądu absorbowanego (A), emitowanego (E) i praca wtórnikowa (W), a to pociąga za sobą 9 kombinacji (rodzajów pracy) dla układu symetrycznego. Spośród tych 9 kombinacji możliwych jest tylko 7, gdyż kombinacje ograniczania prądu emitowanego w jednym a absorbowanego w drugim wtórniku są niemożliwe (wynika to stąd, że dla tych kombinacji jednocześnie musiałyby przewodzić dwa tranzystory przy zatkanych dwu diodach lub odwrotnie, co jak nietrudno wykazać jest niemożliwe, np. jeżeli złożymy T_1-N , D_1-P , D_2-P , to $U_{WE} < U_{WY}$, a to pociąga za sobą przewodzenie tranzystora T_2). Własności układu dla poszczególnych rodzajów pracy (kombinacji) zestawiono w tabl. 1³⁾.

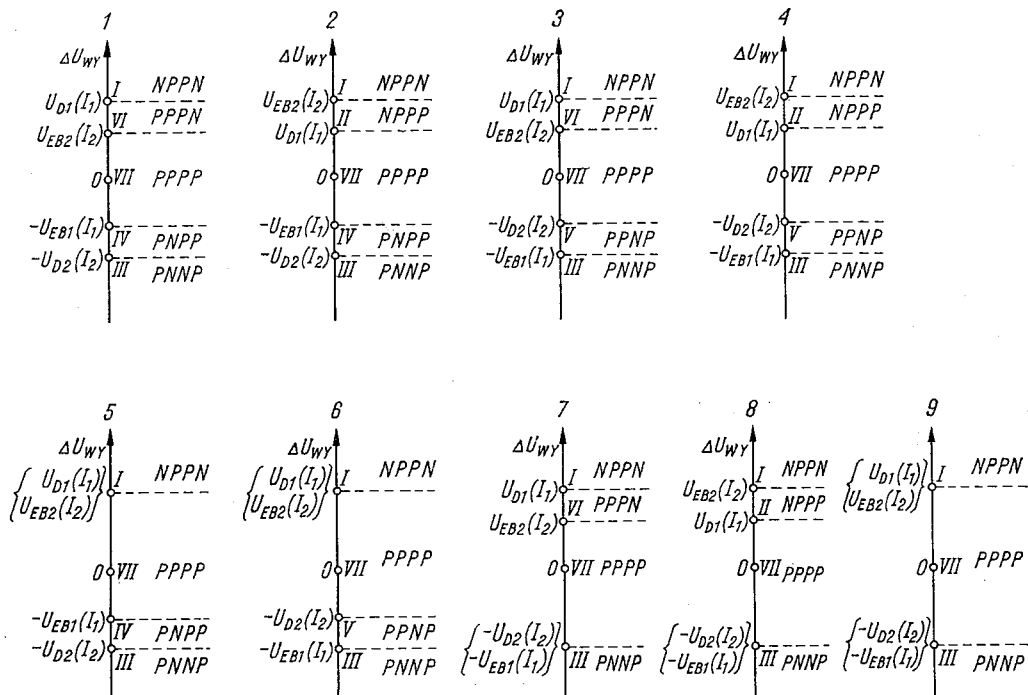
³⁾ Tablicę 1 można również otrzymać niezależnie od wyników z rozdz. 2 przez rozpatrzenie 16 kombinacji stanów elementów układu (T_1 , D_1 , T_2 , D_2), z których 9 należy wyeliminować jako niemożliwe (ze względu na niemożliwość jednoczesnego przewodzenia dwu tranzystorów przy zatkanych diodach lub odwrotnie, oraz ze względu na warunek podany w 2).

Zestawienie własności układu z rys. 5 dla różnych rodzajów pracy

Rodzaj pracy	Stan elementów układu				Stan wtórników		Wartości prądów $I_{E1}, I_{E2}, I_{D1}, I_{D2}$	Napięcie wyjściowe (U_{WY})	Warunek konieczny na prąd obciążenia (I_L)
	T_1	D_1	T_2	D_2	1	2			
I	N	P	P	N	A	A	$I_{E1} = -I_{ZE1}, I_{D1} = I_1 + I_{ZE1}$ $I_{E2} = I_2 + I_{ZD2}, I_{D2} = -I_{ZD2}$	$U_{WY} = E_L - R_L I_L$	$I_L = I_1 + I_{ZE1} + I_{ZD2}$
II	N	P	P	P	A	W	$I_{E1} = -I_{ZE1}, I_{D1} = I_1 + I_{ZE1}$ $I_{E2} = I_2 + I_L I_1 - I_{ZE1}$ $I_{D2} = I_1 + I_{ZE1} - I_L$	$U_{WY} = U_{WE} + U_{EB2}(I_{E2}) - U_{D2}(I_{D2})$	$-I_{ZE1} - I_1 < -I_L < I_2 - I_1 - I_{ZE1}$
III	P	N	N	P	E	E	$I_{E1} = I_1 + I_{ZD1}, I_{D1} = -I_{ZD1}$ $I_{E2} = -I_{ZE2}, I_{D2} = -I_2 - I_{ZE2}$	$U_{WY} = E_L - R_L I_L$	$-I_L = I_2 + I_{ZE2} + I_{ZD1}$
IV	P	N	P	P	E	W	$I_{E1} = I_1 + I_{ZD1}, I_{D1} = -I_{ZD1}$ $I_{E2} = I_2 + I_L + I_{ZD1}, I_{D2} = -I_L - I_{ZD1}$	$U_{WY} = U_{WE} + U_{EB2}(I_{E2}) - U_{D2}(I_{D2})$	$0 < -I_L < I_2 + I_{ZD1}$
V	P	P	N	P	W	E	$I_{E1} = I_1 - I_L - I_2 - I_{ZE2}$ $I_{D1} = I_L + I_2 + I_{ZE2}$ $I_{E2} = -I_{ZE2}, I_{D2} = I_2 + I_{ZE2}$	$U_{WY} = U_{WE} + U_{D1}(I_{D1}) - U_{EB1}(I_{E1})$	$-I_2 - I_{ZE2} < I_L < I_1 - I_2 - I_{ZE2}$
VI	P	P	P	N	W	A	$I_{E1} = I_1 - I_L + I_{ZD2}, I_{D1} = I_L - I_{ZD2}$ $I_{E2} = I_2 + I_{ZD2}, I_{D2} = -I_{ZD2}$	$U_{WY} = U_{WE} + U_{D1}(I_{D1}) - U_{EB1}(I_{E1})$	$0 < I_L < I_1 + I_{ZD2}$
VII	P	P	P	P	W	W	$I_{E1}, I_{D1}, I_{E2}, I_{D2} > 0$ dokładne wartości prądów można określić graficznie (patrz rozdz. 3.2)	$U_{WY} = U_{WE} + U_{D1}(I_{D1}) - U_{EB1}(I_{E1}) + U_{EB2}(I_{E2}) - U_{D2}(I_{D2})$	$-I_2 < I_L < I_1$

Kombinacja I odpowiada ograniczaniu wyjściowego prądu absorbowanego na poziomie I_1 (wtórnik 1: ograniczanie prądu absorbowanego na poziomie I_1 ; wtórnik 2: ograniczanie prądu absorbowanego na poziomie 0).

Dla kombinacji II, IV, V, VI, VII co najmniej jeden z dwu wtórników jest w stanie pracy wtórnikowej, co wystarcza na to, aby cały układ wykazywał własności wtórnika (napięcie wyjściowe równe wejściowemu z dokładnością do różnicy spadków napięć na



Rys. 6. Zestawienie wszystkich możliwych wariantów pracy wtórnika symetrycznego (z rys. 5) w zależności od parametrów jego elementów

przewodzącej diodzie i przewodzącym złączu emiter-baza). Wyżej wspomniane kombinacje mogą mieć miejsce tylko dla $-I_2 < I_L < I_1$.

Kombinacja III odpowiada ograniczaniu wyjściowego prądu emitowanego na poziomie $-I_2$ (wtórnik 1: ograniczanie prądu emitowanego na poziomie 0; wtórnik 2: ograniczanie prądu emitowanego na poziomie $-I_2$).

Spośród podanych 7 rodzajów pracy układu w konkretnym jego egzemplarzu nie muszą występować wszystkie, co jest uwarunkowane parametrami diod i tranzystorów ($U_{D1}(I_1)$, $U_{EB1}(I_1)$, $U_{D2}(I_2)$, $U_{EB2}(I_2)$).

Na rys. 6 zestawiono wszystkie możliwe warianty pracy wtórnika symetrycznego w funkcji ΔU_{WY} dla różnych parametrów jego elementów (obok rodzaju pracy podano stany elementów w kolejności T_1, D_1, T_2, D_2). Na podstawie tego zestawienia nietrudno zauważyć, że w dyskutowanym układzie możliwe jest nie mniej niż 3 i nie więcej niż 5 rodzajów pracy (spośród 7 podanych w tabl. 1). Przy czym niezależnie od parametrów elementów zawsze mają miejsce I, III i VII rodzaj pracy. Spośród 9 przypadków podanych

na rys. 5 w praktyce najczęściej występują 1÷4. Przypadki 5÷9 są najmniej prawdopodobne ze względu na wymagane parametry diod i tranzystorów.

Dla danego napięcia wyjściowego i obciążenia punkt pracy układu (U_{WY} , I_L) oraz rodzaj pracy (I, ..., VII) można dokładnie określić z charakterystyk wyjściowych. Będzie to rozpatrywane w rozdz. 3.2.

3.2. Charakterystyki statyczne

Charakterystyki wyjściowe $U_{WY} = f_1(U_{WE}, I_L)$ wtórnika symetrycznego z rys. 5 określimy z charakterystyki zredukowanej $\Delta U_{WY} = f'_1(I_L)$ (gdzie: $U_{WY} = U_{WE} + \Delta U_{WY}$). Tę ostatnią zaś wyznaczmy z równania

$$I_L = I_{D1}(\Delta U_{WY}) - I_{D2}(\Delta U_{WY}), \quad (7)$$

gdzie: $I_{D1}(\Delta U_{WY})$, $I_{D2}(\Delta U_{WY})$ — wyjściowe charakterystyki napięciowo-prądowe odpowiednio wtórnika 1 i 2 (charakterystyki odwrotne, tzn. $\Delta U_{WY}(I_{D1})$ i $\Delta U_{WY}(I_{D2})$ podano w rozdz. 2).

Podstawiając w równaniu (6a) na I_L zmienną I_{D1} a w (6b) na I_L zmienną $-I_{D2}$ oraz korzystając z (7) otrzymamy zależności aproksymujące charakterystykę $\Delta U_{WY} = f'_1(I_L)$: dla $\max(A_1, B_2) < \Delta U_{WY} < \min(B_1, A_2)$

$$\Delta U_{WY} = \frac{(\alpha_{D1} + \alpha_{T1})(\alpha_{D2} + \alpha_{T2})I_L + (\alpha_{D2} + \alpha_{T2})A_1 + (\alpha_{D1} + \alpha_{T1})A_2}{(\alpha_{D1} + \alpha_{T1}) + (\alpha_{D2} + \alpha_{T2})}, \quad (8a)$$

$$\text{dla } A_2 \leq \Delta U_{WY} \leq A_1$$

$$I_L = 0, \quad (8b)$$

$$\text{dla } B_1 \leq \Delta U_{WY} \leq B_2$$

$$I_L = I_1 - I_2, \quad (8c)$$

$$\text{dla } \min(B_1, A_2) < \Delta U_{WY} < \max(B_1, A_2)$$

$$\Delta U_{WY} = \begin{cases} (\alpha_{D1} + \alpha_{T1})I_L + A_1, & \text{jeżeli } A_2 < B_1 \\ (\alpha_{D2} + \alpha_{T2})(I_L - I_1) + A_2, & \text{jeżeli } A_2 > B_1 \end{cases}, \quad (8d)$$

$$\text{dla } \min(A_1, B_2) < \Delta U_{WY} < \max(A_1, B_2)$$

$$\Delta U_{WY} = \begin{cases} (\alpha_{D1} + \alpha_{T1})(I_L + I_2) + A_1, & \text{jeżeli } A_1 < B_2 \\ (\alpha_{D2} + \alpha_{T2})I_L + A_2, & \text{jeżeli } A_1 > B_2 \end{cases}, \quad (8e)$$

$$\text{dla } \Delta U_{WY} \geq \max(B_1, A_2)$$

$$I_L = I_1, \quad (8f)$$

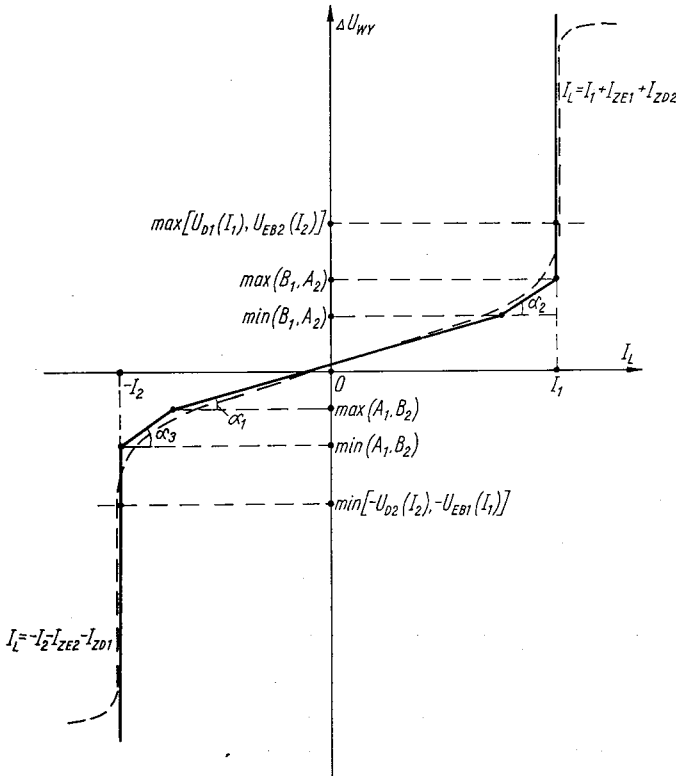
$$\text{dla } \Delta U_{WY} \leq \min(A_1, B_2)$$

$$I_L = -I_2. \quad (8g)$$

Należy zwrócić uwagę, że w zależności od wartości parametrów A_1 , B_1 , A_2 i B_2 charakterystykę $\Delta U_{WY} = f'_1(I_L)$ opisują różne zestawy równań (8) (możliwe kombinacje: adefg, afg, bdefg, cdefg). W związku z tym charakterystyka w zakresie $-I_2 < I_L < I_1$ może mieć różny przebieg; najbardziej typowy, odpowiadający równaniom 8a, d, e, f, g

przedstawiono na rys. 7 (linia ciągła). Dla porównania na rysunku zaznaczono (linia przerywana) kształt rzeczywistej charakterystyki, którą można wyznaczyć metodą graficzną w oparciu o równanie (7) i rzeczywiste przebiegi $I_{D1}(\Delta U_{WY})$ oraz $I_{D2}(\Delta U_{WY})$.

Znajomość charakterystyki $\Delta U_{WY} = f'_1(I_L)$ pozwala na wykreślenie rodziny charakterystyk wyjściowych $U_{WY} = f_1(U_{WE}, I_L) = U_{WE} + f'_1(I_L)$. Korzystając z tych ostatnich oraz charakterystyki obciążenia $U_{WY} = E_L - I_L R_L$ można dokładnie określić punkt pracy układu (U_{WY}, I_L) dla danego napięcia wejściowego (przykłady podano na rys. 8).



Rys. 7. Zredukowana charakterystyka wyjściowa wtórnika symetrycznego z ograniczeniem prądu wyjściowego

$$\alpha_1 = \arctg \left[\frac{(\alpha_{D1} + \alpha_{T1})(\alpha_{D2} + \alpha_{T2})}{(\alpha_{D1} + \alpha_{T1}) + (\alpha_{D2} + \alpha_{T2})} \right]$$

$$\alpha_2 = \begin{cases} \arctg(\alpha_{D1} + \alpha_{T1}) & \text{dla } A_2 < B_1 \\ \arctg(\alpha_{D2} + \alpha_{T2}) & \text{dla } B_1 < A_2 \end{cases}$$

$$\alpha_3 = \begin{cases} \arctg(\alpha_{D1} + \alpha_{T1}) & \text{dla } A_1 > B_2 \\ \arctg(\alpha_{D2} + \alpha_{T2}) & \text{dla } B_2 > A_1 \end{cases}$$

Charakterystyka $U_{WY} = f_1(U_{WE}, I_L)$ oraz charakterystyka obciążenia pozwalają na wyznaczenie niekiedy przydatnej charakterystyki $U_{WY} = f_2(U_{WE}, R_L)$.

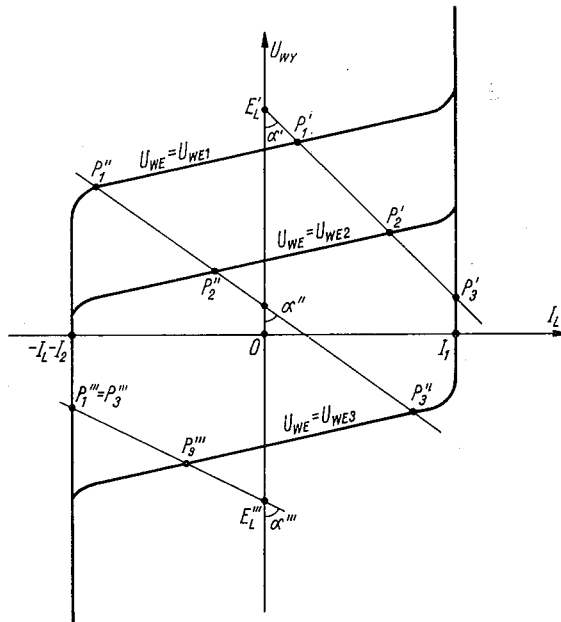
Ze względu na sterowanie wtórnika z innych układów elektronicznych bardzo ważna jest jego charakterystyka wejściowa $I_{WE}(I_L)$, z której można oszacować zakres zmian prądu

wejściowego. Charakterystykę tę można określić (znając charakterystyki tranzystorów $I_B(I_E)$) ze wzoru:

$$I_{WE} = I_{B1}(I_{E1}) - I_{B2}(I_{E2}). \quad (9)$$

Wartości prądów I_{E1} i I_{E2} znajdziemy z zależności:

$$\begin{aligned} I_{E1} &= I_1 - I_{D1}(I_L), \\ I_{E2} &= I_2 - I_{D2}(I_L). \end{aligned} \quad (10)$$



Rys. 8. Charakterystyki wyjściowe wtórnika symetrycznego z rys. 5 wraz z charakterystykami obciążenia
 $\alpha' = \arctg(1/R_L')$, $\alpha'' = \arctg(1/R_L'')$, $\alpha''' = \arctg(1/R_L''')$

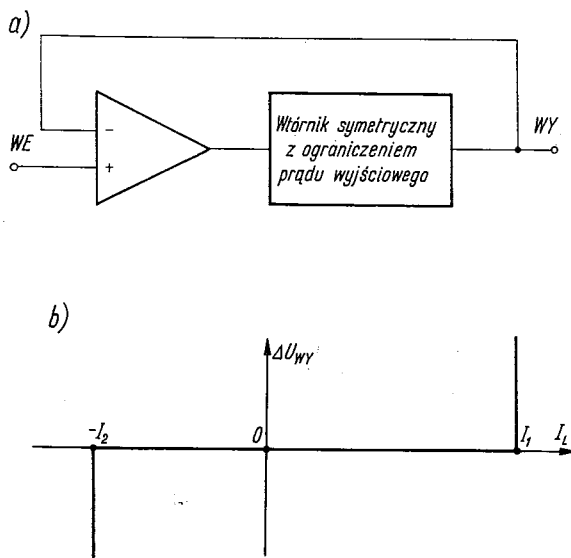
W celu określenia wartości I_{D1} i I_{D2} dla danego prądu obciążenia I_L należy znaleźć odpowiadającą mu wartość ΔU_{WY} (z rys. 7), a następnie wyznaczyć wartości I_{D1} i I_{D2} z wykresów podanych na rys. 3. Nietrudno się zorientować, że prąd wyjściowy (I_{WE}) w zakresie prądów obciążenia $-I_2 < I_L < I_1$ przyjmuje wartości dodatnie i ujemne.

4. UWAGI KOŃCOWE

Omawiając działanie wtórnika z ograniczeniem prądu wyjściowego zwrócono uwagę, że przy dużych wartościach $|\Delta U_{WY}|$ (co może mieć miejsce dla dużych $|E_L - U_{WE}|$) występuje przebiecie złącza diody lub tranzystora. W praktyce napięcie przebiecia diody jest większe od napięcia przebiecia złącza emiter-baza tranzystora, w związku z czym przy realizacji układu wskazanym jest zabezpieczenie tranzystora, np. przez włączenie w szereg z jego emiterem diody o dużym napięciu przebiecia. Taka modyfikacja układu wpływa na jego charakterystykę wyjściową, do której wyznaczenia w tym przypadku zamiast za-

leżności $I_E(U_{EB})$ należy wykorzystać charakterystykę prądowo-napięciową szeregowego połączenia diody ze złączem emiter-baza tranzystora.

Przy współpracy wtórnika symetrycznego z innymi układami elektronicznymi mogą wystąpić problemy związane z tym, że prąd wejściowy wtórnika przyjmuje wartości dodatnie i ujemne (w funkcji I_L) niezależnie od polaryzacji napięcia wejściowego. Jeżeli układ sterujący nie jest w stanie dostarczyć takiego prądu do wtórnika, to należy rozbudować układ wejściowy tego ostatniego. Przykładowe rozwiązanie podano w [1].



Rys. 9. Sprzężenie wtórnika symetrycznego ze wzmacniaczem operacyjnym: a) schemat blokowy, b) charakterystyka wyjściowa $\Delta U_{WY}(I_L)$

W pewnych zastosowaniach bardzo ważnym jest, aby w zakresie prądów $-I_2 < I_L < I_1$ przesunięcie napięcia wyjściowego względem wejściowego ($|\Delta U_{WY}|$) było jak najmniejsze. Można to uzyskać przez zamknięcie wtórnika w pętli sprzężenia zwrotnego wzmacniacza operacyjnego, tak jak to pokazuje rys. 9a. Charakterystyka wyjściowa w tym przypadku zbliżona jest do idealnej (rys. 9b).

Podsumowując należy zwrócić uwagę, że w opracowanym układzie ograniczenie prądu absorbowanego i emitowanego może być regulowane w szerokim zakresie z dokładnością do wartości prądów zwrotnych (diod i tranzystorów), które w przypadku elementów krzemowych są bardzo małe. Ograniczanie prądu wyjściowego przez wydajności prądowe źródeł I_1 i I_2 pozwala na prostą i łatwą jego regulację⁴⁾. Przy wykorzystaniu jako źródła I_1 i I_2 konwerterów cyfrowo-analogowych o wyjściu prądowym możliwa jest regulacja cyfrowa; układ taki szczególnie jest przydatny w automatycznych systemach testowania [4].

Pewną wadą przedstawionego rozwiązania jest stosunkowo duża moc wydzielana w układzie przy dużych wartościach ograniczeń prądowych I_1 i I_2 .

⁴⁾ Jako źródła prądowe w zależności od wymaganej dokładności można stosować proste układy z jednym tranzystorem, lub też bardziej złożone. Regulacja wydajności prądowej tych źródeł z reguły sprowadza się do zmiany rezystencji odpowiedniego rezystora lub zmiany wartości napięcia odniesienia.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. R. Bła d o w s k i, Integrierte Analogschaltungen von den Applikations-Ingenieuren der SGS-Firmengruppe, Franck'sche Verlags-Handlung, W. Keller & Co., Stuttgart 1970.
2. Y. L o i s e l e t, L'amplificateur operationnel dans les asservissements, Dunod, Paris 1971.
3. G. C. P a d w i c k, IC Test Equipment, Microelectronics, vol. 1, Nr 2, s. 22—25.
4. J. S o s n o w s k i, Sterowany cyfrowo stabilizator napięciowo-prądowy, praca przygotowana do publikacji.
5. M. S t a r b o w s k i, Stabilizatory sterowane napięcia prądu stałego, WNT, 1972.
6. M. S t a r b o w s k i, M. S i c i Ń s k i, Stabilizator napięcia o prostokątnej prądowo-napięciowej charakterystyce wyjściowej, Pomiary Automatyka, Kontrola, nr 1, 1970.
7. J. Z a b r o d z k i, M. Ł a k o m y, Stabilizowany zasilacz napięcia regulowanego, Przegląd Telekomunikacyjny, nr 10, 1970, s. 325—327.
8. Halbleiter Schaltbeispiele, Integrierte Schaltungen, Ausgabe 1971/72, Siemens Aktiengesellschaft, s. 86—87.

J. SOSNOWSKI

LIMITATION OF OUTPUT CURRENT IN EMITTER FOLLOWER

S u m m a r y

In the paper there is presented an original method of limiting output current (emitted and absorbed) in an emitter follower. The level of current limitation in the circuits using this method can be changed in a wide range of values at high accuracy. The big advantage of those circuits is that the value of current limitation is independent of input voltage and load parameters. It is a result of using current sources for output current limitation.

The emitter followers with precise output current limitation are very useful in designing stabilizers with rectangular output characteristics (voltage-current).

J. SOSNOWSKI

LA LIMITATION DE COURANT DE SORTIE DANS L'EMETTEUR SUIVEUR

R é s u m é

Dans l'article on décrit une méthode très simple pour limiter le courant de sortie (émission et absorption) dans l'émetteur suiveur.

Les valeurs des niveaux de limitation des courants peuvent être programmées sur une grande échelle avec une excellente précision. Elles ne dépendent pas de la valeur de voltage à l'entrée et des paramètres de charge (grâce à l'utilisation des sources de courant pour limiter le courant de sortie).

Les émetteurs suiveurs avec une limitation précise de courant de sortie sont très utiles pour la construction des stabilisateurs avec une caractéristique rectangulaire de sortie (voltage-courant).

J. SOSNOWSKI

BESCHRÄNKUNG DES AUSGANGSSTROMS IM EMITTERVERSTÄRKER

Z u s a m m e n f a s s u n g

Es wurde hier eine einfache Methode der Beschränkung des Ausgangsstroms im Emittterverstärker dargelegt, was ein unabhängiges Programmieren (Einstellen) des Beschränkungs-niveaus vom Emissions- und Absorptionsstrom im weiten Wertbereich möglich macht. Die Werte des Beschränkungs-niveaus werden mit großer Genauigkeit festgelegt, und sind weder von der Eingangsspannung, noch den Belastungsparametern abhängig.

Я. СОСНОВСКИ

ОГРАНИЧЕНИЕ ИСХОДНОГО ТОКА В ЭМИТЕРНОМ ПОВТОРИТЕЛЕ

Резюме

В работе представлен принцип ограничения исходного тока (эмиссионного и абсорбированного) в эмитерном повторителе. В схемах работающих по этому принципу возможна регулировка ограничения исходного тока в широком диапазоне значений с большой точностью (независимо от значения входного напряжения и параметров нагрузки). Эта возможность получена благодаря использованию источников тока для ограничения исходного тока. Эмитерные повторители с точным ограничением исходного тока очень удобны для конструкции стабилизаторов с прямоугольной исходной вольтамперной характеристикой.

TREŚĆ

A. Giełczyński: Dyskretnie przekształcenie Fouriera przebiegów o widmie uciętym. Właściwości i metody obliczania	583
J. Łyskanowski: Niektóre zagadnienia oceny techniczno-ekonomicznej przekaźników . .	597
A. Kozłowska: Czterokolumnowy rdzeń autotransformatora jednofazowego z uzwojeniem regulacyjnym umieszczonym na jednej z kolumn skrajnych	609
J. Lasociński: Metodyka obliczania strat dodatkowych w uzwojeniu stojana turbogenera- tora wywołanych strumieniem strefy czołowej	633
J. Skwarna: Oddziaływanie twornika tarczowego maszyny homopolarnej	663
Z. Perkowski: Optymalizacja budowy ekranów wielodrutowych przewodów współosiowych wielkiej częstotliwości. Metoda i wyniki badań	685
Z. Chudoba: Charakterystyki zrównoważonych mikrofalowych modulatorów fazy	713
J. Sosnowski: Ograniczanie prądu wyjściowego we wtórniku emiterowym	725

CONTENTS — TABLE DES MATIÈRES — INHALT

A. Giełczyński: Discrete Fourier Transform of a Frequency Band-Limited Waveforms. Properties and Method for Efficient Computing	595
Diskrete Fouriersche Umwandlung der Vorgänge mit angeschnittenem Spektrum. Eigenschaften und Berechnungsmethoden	595
J. Łyskanowski: Some Problems of Technical and Economical Estimation of Relays . .	606
Manche Probleme technisch-ökonomischer Einschätzung von Relais	606
A. Kozłowska: Four Leg Core of a Single Phase Autotransformer with a Ratio Control Winding Situated on One of Extreme Legs	630
Le noyau à quatre colonnes d'un autotransformateur monophasé à enroulement de réglage placé sur l'une des colonnes extrêmes	631
Vierschenkelrahmenkern des einphasigen Autotransformators mit einer auf dem äussersten Schenkel untergebrachten Regelwicklung	631
J. Lasociński: Method of Calculating Additional Losses Within Turbogenerator Stator Wind- ing Caused by End-Region Flux	662
Berechnungsmethode für die durch den Stirnfluss hervorgerufenen Zusatzverluste in der Stator- wicklung des Turbogenerators	662
J. Skwarna: The Disk Armature Reaction of a Homopolar Machine	682
La réaction de l'induit d'une machine unipolaire	682
Scheibenankerrückwirkung der Unipolarmaschine	683
Z. Perkowski: Optimization of Construction of Multiwire Screens for High Frequency Co- axial Cables. Measuring Method and Results	711
L'optimisation de construction des écrans multiconducteurs des câbles coaxiaux pour hautes fréquences. Méthode et résultats des mesures	712
Optimalisierung des Aufbaues von Reusenaussenleitern der koaxialen Hochfrequenzleitungen. Methode und Ergebnisse von Messungen	712
Z. Chudoba: Characteristics of Microwave Hybride Phase Shifters	723
Les caractéristiques théoriques de déphaseurs digitaux hybrides pour hyperfréquences	724
Charakteristiken der Mikrowellen Hybrid Coupled Phasenschieber	724

J. Sosnowski: Limitation of Output Current in Emitter Follower	738
La limitation de courant de sortie dans l'émetteur suiveur	738
Beschränkung des Ausgangsstroms im Emittterverstärker	738

СОДЕРЖАНИЕ

А. Гелчиньски: Дискретное преобразование Фурье сигналов с ограниченным спектром — свойства и методы вычисления	596
Я. Лыскановски: Некоторые вопросы технико-экономической оценки реле . .	607
А. Козловска: Четырехстержневой сердечник однофазного автотрансформатора с регулировочной обмоткой расположенной на одном из крайних стержней	631
Я. Лясоцински: Метод расчета добавочных потерь в обмотке статора турбогенератора вызванных потоком торцевой зоны	662
Я. Скварка: Реакция дискового якоря униполярной машины	683
З. Пэрковски: Оптимализация конструкции многопроволочных экранов радиочастотных кабелей. Метод и результаты измерений	712
З. Худоба: Характеристики балансного микро олнового фазовращателя	724
Я. Сосновски: Ограничение исходного тока в эмитерном повторителе	739

Wytyczne dla Autorów

Komitet Redakcyjny prosi o przestrzeganie następujących wytycznych przy przygotowywaniu maszynopisów artykułów nadsyłanych do opublikowania.

1. Redakcja przyjmuje prace przeglądowe, kompilacyjne i monograficzne, które powinny zawierać własny wkład twórczy Autora polegający na: oryginalnym ujęciu zagadnienia, własnej klasyfikacji, krytycznej ocenie (teorii lub metod), wyciągnięciu wniosków co do celowości takiego lub innego działania, prognoście itp. Artykuły należy nadsyłać w dwóch egzemplarzach.

2. *Wymagania podstawowe.* Maszynopis powinien być napisany jednostronnie przez czarną taśmę, na maszynie do pisania z niezabrudzonymi i nieuszkodzonymi znakami. Dopuszcza się odręczne czytelne uzupełnianie lub pisanie atramentem albo długopisem kolorem czarnym lub ciemnoniebieskim znaków specjalnych oraz znaków w językach, których alfabetów nie ma na maszynach do pisania, np. znaków matematycznych, chemicznych, liter greckich. Maszynopis powinien być napisany na papierze do maszyn do pisania koloru białego, formatu A4; numeracja ciągła na wszystkich kartkach.

3. *Sposób pisania tekstu.* Tekst w maszynopisie powinien być pisany bez używania wyróżnień, a w szczególności nie dopuszcza się spacjowania (rozstrzelenia), podkreślania i pisania tekstów dużymi literami. Proponowane wyróżnienia Autor może wprowadzić do maszynopisu (zwykłym ołówkiem) za pomocą przyjętych znaków adiustacyjnych (podkreślenie linią przerywaną — spacjowanie, podkreślenie linią ciągłą — pogrubienie, podkreślenie wężykiem — kursywa itp.). Na jednej kartce maszynopisu powinno być 30 wierszy po około 60 znaków łącznie z odstępami. Marginesy każdej kartki powinny mieć następujące wymiary: górny — ok. 25 mm, lewy — ok. 35 mm. Tekst maszynopisu powinien być napisany z podwójnym odstępem między wierszami; tytuły i podtytuły małymi literami. Akapity należy rozpoczynać z wcięciem równym trzem uderzeniom maszyny do pisania.

4. *Sposób pisania tablic.* Tablice w maszynopisie powinny być napisane w układzie zbliżonym do układu zecerskiego. Tytuły rubryk pionowych i poziomych powinny być napisane małymi literami z podwójnym odstępem między wierszami. Przypisy (notki) dotyczące tablic należy pisać bezpośrednio pod tablicą. Tablice należy numerować kolejno liczbami arabskimi; u góry każdej tablicy podać tytuł.

5. *Sposób pisania wzorów matematycznych.* Rozmieszczenie znaków, cyfr, liter i odstępów powinno być zbliżone do rozmieszczenia elementów druku. Wskaźniki i wykładniki powinny być napisane wyraźnie i być prawidłowo obniżone lub podwyższone w stosunku do linii wiersza podstawowego. Znaki nad literami i cyframi: strzałki, linie, kropki, daszki itp. powinny być napisane dokładnie nad tymi elementami, do których się odnoszą. Numery wzorów należy umieszczać z prawej strony.

6. *Przygotowanie materiału ilustracyjnego.* Rysunki, wykresy i fotografie należy wykonywać zgodnie z obowiązującymi normami, na oddzielnych arkuszach, z podaniem kolejnych numerów rysunków. W maszynopisie artykułu na marginesie, obok właściwego tekstu, należy podać jedynie odnośny numer rysunku, a na oddzielnym arkuszu wykaz podpisów pod rysunki. Wszystkie rysunki, wykresy i fotografie należy nazywać w tekście rysunkami (skrót: rys.). U samego dołu rysunku (a przy fotografiach na odwrocie) należy wpisać czytelnie numer rysunku, tytuł pracy i nazwisko autora. Ostateczne wykonanie rysunków obowiązuje Redakcję.

7. *Streszczenia.* Do każdej nadsyłanej pracy należy dołączyć krótkie streszczenie (analizę) w języku polskim (w 5 egz.) oraz streszczenie w językach obcych: angielskim, francuskim, niemieckim i rosyjskim. W razie nienadesłania streszczeń w językach obcych Autor powinien podać niezbędną do wykonania tłumaczenia obcojęzyczną terminologię.

8. *Literatura.* Po zakończeniu artykułu należy podać wykaz literatury cytowanej w tekście, wymieniając w następującej kolejności: pierwsze litery imion, nazwisko autora, po czym po przecinku pełny tytuł dzieła lub artykułu; dalej, w przypadku książki — wydawcę, miejsce wydania i rok, a w przypadku artykułu — tytuł czasopisma, numer zeszytu, rok wydania i ewent. numer strony. Pozycje wykazu powinny być ponumerowane.

Uwagi

1. Niezastosowanie się Autora do podanych wyżej wytycznych pociągnie za sobą konieczność potrącenia z honorarium autorskiego kosztów związanych z doprowadzeniem dostarczonych materiałów do wymagań Redakcji.

2. Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe egzemplarze Autor może zamówić w Redakcji na własny koszt.

3. Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji.