

BIBLIOGRAFIA

1. A. Chwaleba, B. Moeschke: *Piezozłączone przetworniki tunelowe ciśnienia hydrostatycznego*. Rozprawy Elektrotechniczne, 1978, t. XXIV, z. 3
2. M. M. Cohen, L. Horn: *Tunneling junction diode pressure gauge*. The Review of Scientific Instruments, 1965, Vol. 36, nr 5
3. M. Łapiński: *Pomiary elektryczne i elektroniczne wielkości nieelektrycznych*. Warszawa WNT, 1974
4. S. L. Miller, M. I. Nathan, A. C. Smith: *Pressure dependence of the current-voltage characteristics of Esaki diodes*. Physical Review Letters, 1960, Vol. 4, nr 2
5. B. Moeschke: *Zastosowanie i poprawa własności metrologicznych niektórych elementów półprzewodnikowych jako przetworników wielkości mechanicznych*. Rozprawa doktorska. Politechnika Warszawska, Warszawa, 1976
6. E. S. Rogers: *Experimental tunnel-diode electromechanical transducers elements and their use in tunnel-diode microphones*. The Journal of the Acoustical Society of America, 1962, vol. 34, nr 7
7. M. E. Sikorski, P. Andreath: *Tunnel diode hydrostatic pressure transducers*. The Review of Scientific Instruments, 1962, Vol. 33, nr 2
8. J. Szmitkowski: *Analiza możliwości poprawy właściwości metrologicznych przetwornika ciśnienia z diodą tunelową*. Rozprawa doktorska, Politechnika Warszawska, Warszawa 1984

J. SZMITKOWSKI

EFFECT OF POLARISATION SYSTEM STRUCTURE AND PROCEDURE ON THE METROLOGIC FEATURES OF AN ANALOG PRESSURE TRANSDUCER PROVIDED WITH A TUNNEL DIODE

Summary

Basing on the experimental tests and digital calculations carried out by the author, considerations on the application of a tunnel diode in a hydrostatic pressure measuring system of a simple structure, are presented.

J. SZMITKOWSKI

INFLUENCE DE LA STRUCTURE ET DU MODE DE POLARISATION SUR LES PROPRIÉTÉS METROLOGIQUES ANALOGUES D'UN TRANSDUCTEUR À DIODE TUNNEL

Résumé

En se basant sur les propres expériences et les calculs numériques, on a présenté dans l'étude les considérations sur l'application de la diode tunnel dans une simple structure du système pour la mesure de la pression hydrostatique.

J. SZMITKOWSKI

EINFLUß DER STRUKTUR SOWIE DER POLARISATIONSWEISE AUF DIE METROLOGISCHEN EIGENSCHAFTEN EINES ANALOGDRUCKUMSETZERS MIT TUNNELDIODE

Zusammenfassung

In Anlehnung an eigene experimentelle Untersuchungen und numerische Berechnungen wurden in dem Artikel Erwägungen geschildert, die die Anwendung einer Tunnelodiode bei einer einfachen Systemstruktur für die Bemessung des hydrostatischen Drucks betreffen.

Ю. ШМИТКОВСКИ

**ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ И СПОСОБА ПОЛЯРИЗАЦИИ НА МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ
СВОЙСТВА АНАЛОГОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ДАВЛЕНИЯ С ТУННЕЛЬНЫМ
ДИОДОМ****Резюме**

На основании результатов собственных экспериментальных исследований и числовых расчетов, представлены рассуждения на тему применяемости туннельного диода с простой структурой к измерениям гидростатического давления.

Podstawowy błąd pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych metodą cyfrowej analizy widma

JANUSZ OCIEPKA, ADAM KRZYWAŹNIA, ZYGMUNT SZRETER

Instytut Metrologii Elektrycznej, Politechnika Wrocławska

Otrzymano 1987.12.20

Autoryzowano do druku 1988.01.19

Pomiar współczynnika zniekształceń nieliniowych (WZN) proponowaną metodą polega na cyfrowym przetwarzaniu ciągu liczbowego reprezentującego sygnał pomiarowy. Analizowano związki pomiędzy parametrami systemu pomiarowego z filtracją składowej podstawowej z niedokładnością pomiaru WZN. Przedstawiono wyniki weryfikacji teorii za pomocą modelowania. Wykazano praktycznie możliwość pomiaru małych wartości WZN, rzędu 0,01% z błędem podstawowym mniejszym od 10%, za pomocą systemu minikomputerowego działającego według proponowanej zasady pomiaru.

1. WPROWADZENIE

Dotychczas w kraju podejmowano próby zastosowania techniki cyfrowego przetwarzania sygnałów w pomiarach współczynnika zniekształceń nieliniowych, mające na celu uzyskanie krótkiego czasu pomiaru [1] i możliwości pomiaru bardzo małych wartości tego współczynnika [2]. W pracy [1] autor zastosował cyfrową metodę analizy widma sygnału zniekształconego, w pracy [2] natomiast zastosowano analizę funkcji autokorelacji. Niniejsza praca dotyczy zagadnienia oceny dokładności pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych metodą cyfrowej analizy widma sygnału zniekształconego. Celem jej jest opis podstawowych związków między dokładnością pomiaru a parametrami charakteryzującymi aparaturę pomiarową, tworzącą system pomiarowy przeznaczony do automatycznego pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych.

2. ZASADA POMIARU

Współczynnik zniekształceń nieliniowych jest techniczną miarą jakości wielu urządzeń elektronicznych. Jeżeli na wejście badanego urządzenia podawany jest sygnał sinusoidalny $x(t) = A \sin \omega_1 t$, a na jego wyjściu występuje sygnał zniekształcony

$$y(t) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \sin(i\omega_1 t + \theta_i), \quad (1)$$

to współczynnik zniekształceń badanego obiektu wyraża się wzorem [3]:

$$h = \frac{\left(\sum_{i=2}^{\infty} A_i^2\right)^{1/2}}{A_1}. \quad (2)$$

Ze wzoru (2) widać, że współczynnik zniekształceń można interpretować jako stosunek wartości skutecznej składowych harmoniczných do wartości skutecznej składowej podstawowej lub jako pierwiastek ze stosunku mocy zawartej w składowych harmoniczných do mocy składowej podstawowej:

$$h = \left(\sum_{i=2}^{\infty} P_i/P_1\right)^{1/2}, \quad (3)$$

gdzie:

P_i — moc i -tej składowej harmoniczných sygnału,

P_1 — moc składowej podstawowej.

Interpretacja współczynnika zniekształceń jako pierwiastka ze stosunku mocy składowych sygnału zniekształconego pozwala sprowadzić zagadnienie jego pomiaru do klasycznego w teorii cyfrowego przetwarzania sygnałów zagadnienia estymacji widma mocy sygnału okresowego [4]. Wynika stąd również, że do pomiaru współczynnika zniekształceń można stosować cyfrowe analizatory harmoniczných, podobnie jak analizatory działające według konwencjonalnych zasad analogowych. W celu rozszerzenia możliwości pomiarowych, cyfrowy analizator widma w takim zastosowaniu należy wyposażić w dodatkowe bloki funkcjonalne, jak filtr tłumiący składową podstawową, generator sygnału testowego i procesor obliczający wartość współczynnika zniekształceń.

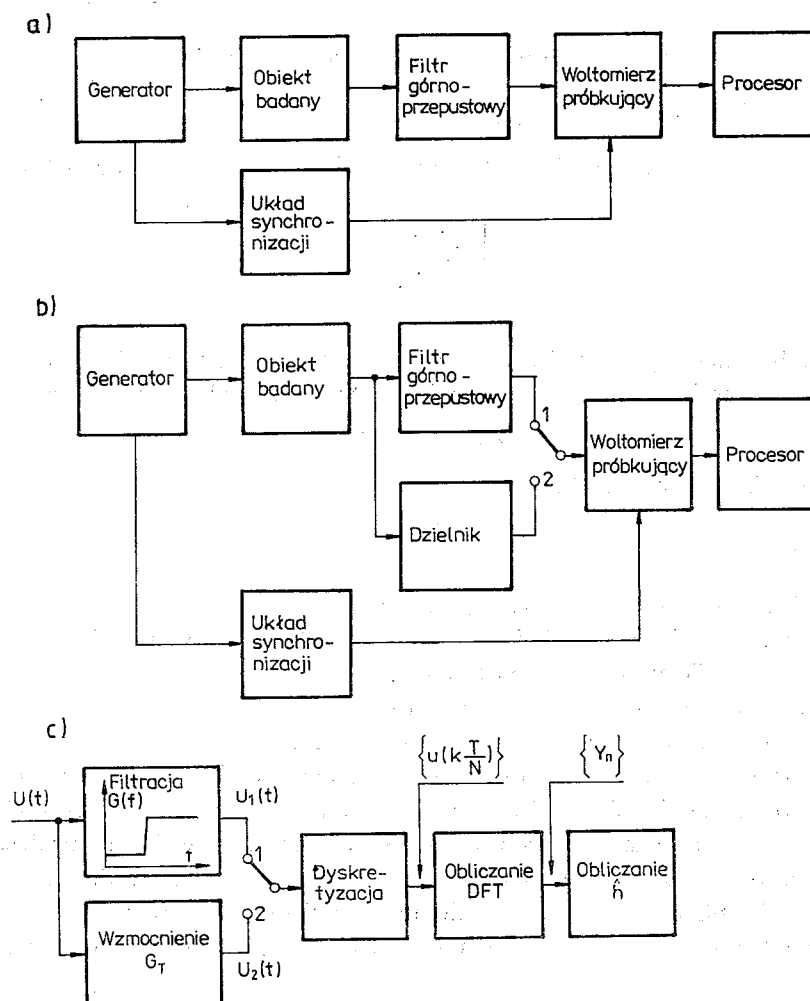
Definicyjny sposób pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych umożliwia zastosowanie zasady próbkowania synchronicznego dzięki znajomości parametrów sygnału testującego. Upraszcza to znacznie algorytmy obliczeniowe (np. zbędne jest stosowanie „okien wygładzających”) oraz zmniejsza niedokładność pomiaru. W dalszym ciągu pracy rozważane będą dwie wersje systemów pomiarowych służących do pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych metodą cyfrowej analizy widma (rys. 1). W systemach tych cyfrowy analizator widma składa się z próbkującego przetwornika analogowo-cyfrowego i procesora wyposażonego w programy cyfrowej analizy widma. Tłumienie składowej podstawowej sygnału zniekształconego umożliwia rozszerzenie zakresu pomiarowego w kierunku małych wartości współczynnika zniekształceń bez konieczności zwiększania rozdzielczości przetwornika analogowo-cyfrowego.

Proces pomiarowy w systemach przedstawionych na rys. 1 przebiega w następujących etapach:

— dyskretyzacja sygnału $u_1(t)$ (także $u_2(t)$), gdy stosuje się wersję układu z rys. 1b):

$$u(k) = Q \left[u \left(k \frac{T}{N} \right) \right], \quad (4)$$

$$k = 0, 1, \dots, N-1,$$



Rys. 1. Schematy blokowe układów pomiarowych: a) z jednokrotną analizą widma, b) z dwukrotną analizą widma. Filtr górnoprzepustowy ma w paśmie zaporowym tłumienie $G_A G_{FZ}$ (przy częstotliwości podstawowej) i $G_A G_{FP}(n)$ przy jej harmonicznych. Układ synchronizacji służy do zapewnienia synchronicznego próbkowania sygnału pomiarowego. Układ dzielnika o tłumieniu G_T służy do regulacji poziomu sygnału wyjściowego z obiektu, c) schemat operacyjny pomiaru

gdzie:

$Q[\cdot]$ — symbol operacji kwantowania,

N — liczba próbek,

T — okres sygnału testowego,

— obliczanie dyskretnego widma sygnału $u_1(t)$ (w układzie z rys. 1b także $u_2(t)$) na podstawie zbioru próbek $\{u(k)\}$:

$$Y_n = R_n + jQ_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u(k) \exp\left(-j \frac{2\pi}{N} kn\right), \quad (5)$$

gdzie:

$j = \sqrt{-1}$; Y_n — zespolona wartość próbki widma sygnału

$u(t)$ przy częstotliwości $f_n = \frac{n}{T}$, $n \leq \frac{N}{2} - 1$,

— obliczanie wartości współczynnika zniekształceń nieliniowych według wzoru:

$$h = C \left[\frac{\sum_{n=2}^M (R_n^2 + Q_n^2)}{R_1^2 + Q_1^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

gdzie:

M — liczba składowych analizowanego sygnału uwzględniana w obliczeniach,

C — stała charakteryzująca układ pomiarowy, przy czym w układzie z rys. 1a

$$C_1 = G_{FZ}/G_{FP}, \quad (7)$$

natomiast w układzie z rys. 1b:

$$C_2 = G_T/G_A G_{FP}, \quad (8)$$

gdzie:

G_{FZ} — tłumienie filtru w paśmie zaporowym,

G_{FP} — tłumienie filtru w paśmie przepustowym (przy założeniu idealnej charakterystyki filtru górnoprzepustowego),

G_A — wzmacnienie w torze sygnału filtrowanego,

G_T — wzmacnienie w torze sygnału niefiltrowanego.

Układy przedstawione na rys. 1a i 1b różnią się sposobem wyznaczania wartości mocy składowej podstawowej. W układzie z rys. 1a wartość mocy składowej podstawowej oblicza się na podstawie znajomości charakterystyki amplitudowej filtru z próbek sygnału filtrowanego. W układzie 1b do tego celu służy dodatkowy pomiar widma sygnału zniekształconego. W układzie z rys. 1b znajomość tłumienia filtru w paśmie zaporowym nie jest konieczna, a ponadto układ ten ma lepsze właściwości metrologiczne.

3. ANALIZA BŁĘDU PODSTAWOWEGO METODY

Ze schematu blokowego układów pomiarowych (rys. 1) wynikają równania:

$$u_1(t) = G_A G_{FZ} A_1 \cos(\omega_1 t + \Theta_1) + G_A \sum_{n=2}^{\infty} G_{FP}(n) A_n \cos(n\omega_1 t + \Theta_n), \quad (9)$$

$$u_2(t) = G_T \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\omega_1 t + \varphi_n), \quad (10)$$

gdzie:

G_{FZ} , $G_{FP}(n)$ — tłumienie filtru w paśmie zaporowym i w paśmie przepustowym;

G_T — wzmacnienie w torze sygnału niefiltrowanego $u_2(t)$;

A_n , Θ_n , φ_n — parametry sygnałów.

Z definicji (2) współczynnika zniekształceń nieliniowych i równań (9) i (10) uzyskuje

się jego estymator $\hat{h}$ uzyskany w rezultacie pomiaru:

$$\hat{h} = C \left[\sum_{n=2}^M \frac{G_{FPO}^2}{G_{FP}^2(n)} |Y_n|^2 \right]^{1/2} / Y_1, \quad (11)$$

gdzie:

C oznacza stałą, wyrażoną wzorami (7) lub (8), w zależności od układu pomiarowego;

G_{FPO} — nominalne tłumienie filtru w paśmie przepustowym;

$G_{FP}(n)$ — rzeczywiste tłumienie filtru w paśmie przepustowym przy częstotliwościach

$$f_n = n \frac{1}{T}.$$

Wzór (11) służy dalej jako podstawa do analizy błędu podstawowego¹⁾ rozważanej metody pomiarowej. Wynika z niego, że błąd podstawowy wyznaczenia współczynnika zniekształceń nieliniowych zależy od:

- niedokładności wyznaczenia widma mocy sygnałów $\{|Y_n|^2\}$,
- nierównomierności tłumienia filtru w paśmie przepustowym,
- niedokładności wyznaczenia stałej C charakteryzującej operacje analogowe, jakim podlegają analizowane sygnały. Istotny wpływ na błąd pomiaru mają także inne czynniki, nie ujęte we wzorze (11). Są one źródłami dodatkowych błędów pomiaru. Do czynników tych należą:

- szумы i zakłócenia,
- niestałość charakterystyk filtru,
- zniekształcenia sygnału testującego.

W dalszym ciągu analizy rozważany będzie względny błąd podstawowy pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych, zdefiniowany w następujący sposób:

$$\delta h_r = \frac{\hat{h}}{h_r} - 1, \quad (12)$$

gdzie:

$\hat{h}$ jest wartością zmierzoną współczynnika zniekształceń nieliniowych, a h_r jego wartością rzeczywistą.

Po zapisaniu wzoru (11) w uproszczonej postaci

$$\hat{h} = C Y_{sh} / Y_{s1}, \quad (13)$$

gdzie:

Y_{sh} oznacza wartość skuteczną harmonicznym sygnału,

Y_{s1} wartość skuteczną składowej podstawowej sygnału,

można obliczyć względny graniczny błąd podstawowy pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych δh jako

$$\delta h = \delta C + \delta Y_{sh} + \delta Y_{s1} = \delta C + \delta Y, \quad (14)$$

¹⁾ Błąd podstawowy narzędzia pomiarowego — błąd narzędzia pomiarowego, gdy narzędzie to jest zastosowane w warunkach odniesienia, tu: błąd wyznaczenia współczynnika h , gdy nie występują zjawiska powodujące dodatkowe błędy pomiaru.

gdzie:

δC — graniczny względny błąd stałej C charakteryzującej układ pomiarowy;

δY_{sh} — graniczny względny błąd wyznaczenia wartości skutecznej harmonicznych;

δY_{s1} — względny błąd graniczny wyznaczenia wartości skutecznej składowej podstawowej sygnału zniekształconego;

δY — symbol oznaczający sumę błędów δY_{sh} i δY_{s1} .

Błąd δC można powiązać z parametrami charakteryzującymi układy pomiarowe na podstawie zależności (7) oraz (8). Graniczny względny błąd stałej C_1 w przypadku układu z jednokrotną analizą widma (rys. 1a) wyraża się wzorem

$$\delta C_1 = \delta G_{FZ} + \delta G_{FP}, \quad (15)$$

natomiast w przypadku układu z dwukrotną analizą widma:

$$\delta C_2 = \delta G_T + \delta C_{FP} + \delta G_A, \quad (16)$$

gdzie:

δG_{FZ} , δG_{FP} — błędy graniczne względne tłumienia filtru;

δG_T , δG_A — błędy graniczne względne wzmocnienia sygnałów w układzie z dwukrotną analizą widma.

Z powyższych wzorów wynika, że błędy δC_1 i δC_2 charakteryzują niedokładność operacji analogowych, jakim podlegają sygnały w opisywanych układach pomiarowych.

Sumaryczny błąd δY występujący we wzorze (14) charakteryzuje niedokładność wyznaczenia wartości skutecznych harmonicznych i składowej podstawowej metodą cyfrową. Jest on zależny od warunków, w jakich wykonywana jest analiza widm i zależy od takich czynników, jak błąd kwantowania, liczba próbek, wykorzystanie zakresu przetwornika analogowo-cyfrowego i rodzaj analizowanego sygnału, a także błędy obliczeń numerycznych.

W dalszym ciągu pracy skoncentrowano się głównie na analizie cząstkowego błędu wyznaczenia widma sygnału, wynikającego z procesu kwantowania próbek. Przyjęto statyczny model procesu kwantowania, w którym pomija się zjawiska dynamiczne ograniczające dokładność przetwarzania analogowo-cyfrowego. Założenie takie ogranicza ważność analizy do przypadku, w którym przetwornik analogowo-cyfrowy pracuje przy częstotliwości mniejszej od swej częstotliwości granicznej.

W celu uproszczenia rozważań pominięto występujące we wzorze (11) współczynniki uwzględniające nierównomierność charakterystyki tłumieniowej filtru w paśmie przepustowym. Współczynniki te można skorygować podczas obliczeń wartości współczynnika zniekształceń nieliniowych i w ten sposób praktycznie wyeliminować błąd wprowadzany przez nierównomierność charakterystyki tłumieniowej filtru.

Celem analizy jest znalezienie zależności teoretycznej wiążącej cząstkowy błąd względny graniczny wyznaczenia współczynnika zniekształceń nieliniowych z parametrami charakteryzującymi proces przetwarzania analogowo-cyfrowego w ramach przyjętego modelu. Najprostszym modelem statycznym procesu kwantowania jest model w postaci idealnego kwantyzera równomiernego o rozdzielczości q określonej wzorem:

$$q = \frac{D_{\max}}{Z}, \quad (15)$$

gdzie:

$D_{\max}$ — zakres kwantyzera,

Z — liczba jego ziaren. Błąd kwantowania e_k próbki $u(k)$ jest definiowany jako:

$$e_k = \hat{u}(k) - u(k), \quad (16)$$

gdzie:

$\hat{u}(k)$ jest wartością próbki po kwantowaniu,

$u(k)$ jest wartością rzeczywistą próbki.

W ogólności e_k traktuje się jako zbiór próbek zmiennej losowej, której właściwości statystyczne zależą od właściwości statystycznych sygnału kwantowanego i właściwości kwantyzera. W najczęściej stosowanym praktycznie modelu przyjmuje się, że rozkład gęstości prawdopodobieństwa wspomnianej zmiennej losowej jest równomierny w przedziale $[-q/2, +q/2)$, w wyniku czego jej wartość oczekiwana jest równa zeru, a wartość wariancji $q^2/12$. Prostota zależności określającej wariancję błędu kwantowania, a w szczególności brak wyrazów zależnych od właściwości kwantowanego sygnału, skłania do poszukiwania praktycznie użytecznego oszacowania cząstkowego błędu współczynnika zniekształceń nieliniowych, opartego na tym wyrażeniu, chociaż stanowi ono silnie idealizowany model. W praktyce występowanie addytywnego szumu zmniejsza korelację między poszczególnymi próbkami kwantowanego sygnału, działając na korzyść przyjętej koncepcji opisu błędu kwantowania.

Na podstawie zależności (5) próbkę widma Y_n można traktować jako średnią ważoną ze zbioru próbek sygnału z wagami $\exp\left(-j\frac{2\pi}{N}kn\right)$. Wariancję błędu próbki widma Y_n można łatwo obliczyć przy założeniu, że poszczególne próbki błędu kwantowania e_k są statystycznie niezależne. Rozkład gęstości prawdopodobieństwa błędu próbki widma można w praktyce przybliżyć rozkładem normalnym przy dużej liczbie próbek sygnału (z reguły w praktyce liczbę próbek sygnału N dobiera się tak, że $N \geq 32$). Odchylenie średnie kwadratowe błędu modułu każdej próbki widma $|Y_n|$ jest przy tych założeniach dane wzorem:

$$|\overline{\Delta Y_n}| = \frac{q}{2\sqrt{3}}, \quad (17)$$

przy czym wartość $|\overline{\Delta Y_n}|$ można interpretować jako wartość graniczną błędu przypadkowego, o normalnym rozkładzie gęstości prawdopodobieństwa, na poziomie ufności $p = 0,68$.

Po uwzględnieniu zależności wiążącej wartość skuteczną sygnału z wartościami skutecznymi jego składowych harmonicznych

$$Y_s = \left(Y_{s1}^2 + \sum_{i=2}^{\infty} Y_{si}^2\right)^{\frac{1}{2}} = Y_{s1}(1+h^2)^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

i wniosku (17) o niezależności wartości odchylenia średniokwadratowego błędu od wartości próbki widma uzyskuje się następujące oszacowanie granicznego cząstkowego błędu względnego współczynnika zniekształceń nieliniowych spowodowanego błędem rozdziel-

czości przetwornika analogowo-cyfrowego (rys. 2):

— w przypadku układu z jednokrotną analizą widma (rys. 1a):

$$\delta Y = \frac{2^{-K}}{\sqrt{3}} \frac{1}{a_2} S_2 \left(1 + \frac{C_1}{h} \right) \left(1 + \frac{h^2}{C_1^2} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

— w przypadku układu z dwukrotną analizą widma (rys. 1b):

$$\delta Y = \frac{2^{-K}}{\sqrt{3}} \left[\frac{S_1}{a_1} (1 + h^2)^{1/2} + \frac{S_2}{a_2} \left(1 + \frac{C_2^2}{h^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (20)$$

gdzie:

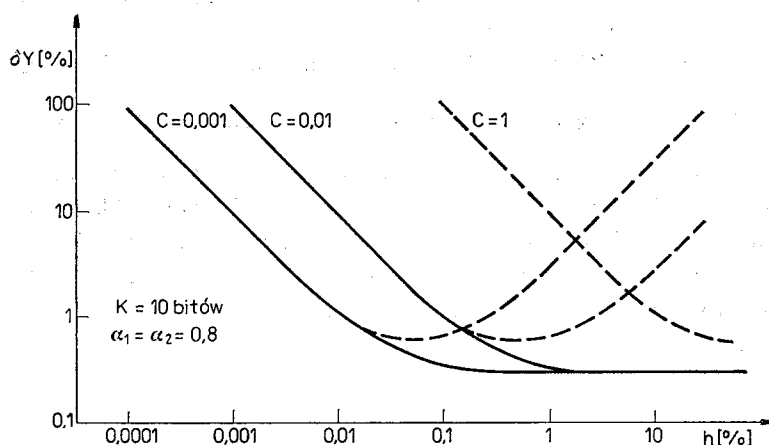
K — liczba bitów przetwornika analogowo-cyfrowego (pracującego w kodzie binarnym);

S_1 — współczynnik szczytu sygnału niefiltrowanego;

S_2 — współczynnik szczytu sygnału filtrowanego;

a_1 — współczynnik wykorzystania zakresu przetwornika analogowo-cyfrowego przy kwantowaniu sygnału niefiltrowanego;

a_2 — współczynnik wykorzystania zakresu przetwornika przy kwantowaniu sygnału filtrowanego.



Rys. 2. Przykładowe wykresy oszacowań teoretycznych zależności $\delta Y = f(h)$. Linia ciągła — metoda z dwukrotną analizą widma, linia przerywana — metoda z jednokrotną analizą widma

Współczynnik szczytu sygnału definiuje się jako stosunek jego wartości maksymalnej $U_{\max}$ do wartości skutecznej U_{sk} :

$$S = \frac{U_{\max}}{U_{\text{sk}}}, \quad (21)$$

natomiast współczynnik wykorzystania zakresu przetwornika analogowo-cyfrowego jako

$$a = \frac{U_{\max}}{D_m}, \quad (22)$$

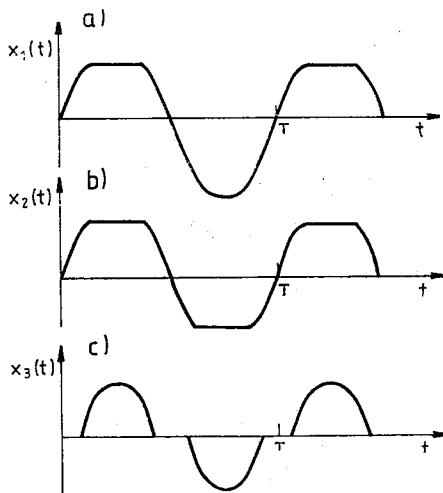
gdzie D_m jest zakresem przetwornika ($a \leq 1$). Współczynniki szczytu S_1 i S_2 występujące we wzorach (19) i (20) zależą od wartości współczynnika zniekształceń nieliniowych analizowanych sygnałów. Analityczne określenie ich wartości jako funkcji współczynnika zniekształceń h jest niemożliwe bez znajomości początkowych przesunięć fazowych wszystkich harmonicznych sygnału zniekształconego. Z tego powodu zdecydowano się na empiryczne oszacowanie wartości S_1 i S_2 dla typowych sygnałów zniekształconych (rys. 3). Przyjęte do obliczeń maksymalne wartości S_1 i S_2 wynoszą

$$\begin{aligned} S_1 &= S_2 = \sqrt{2} && \text{jeśli } \frac{h}{C} \leq 0,1, \\ S_2 &= 2\sqrt{2} && \text{jeśli } 0,1 < \frac{h}{C} < 1, \\ S_2 &= 3\sqrt{2} && \text{jeśli } \frac{h}{C} \geq 1, \end{aligned} \quad (23)$$

gdzie C oznacza stałą charakteryzującą układ pomiarowy i wyrażającą się za pomocą wzorów (7) lub (8).

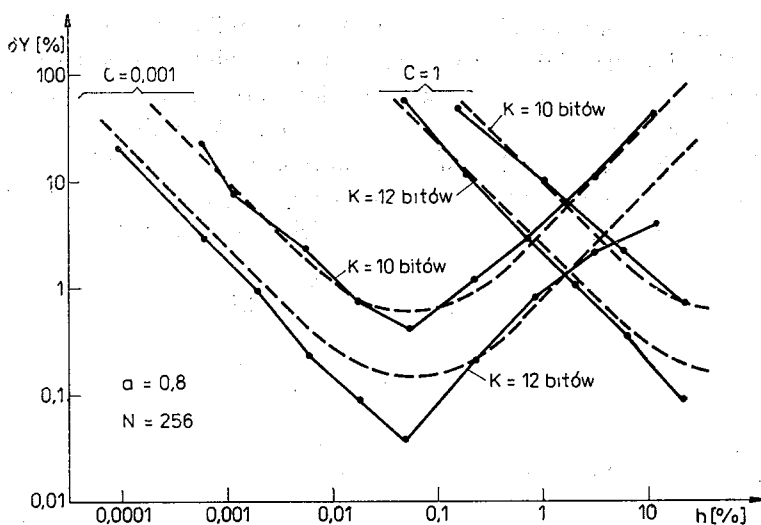
W celu zbadania poprawności uzyskanych oszacowań częściowego błędu pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych posłużono się metodą modelowania na maszynie cyfrowej. Podczas modelowania brano pod uwagę:

— rodzaj zniekształceń sygnału (3 różne funkcje czasu — rys. 3),

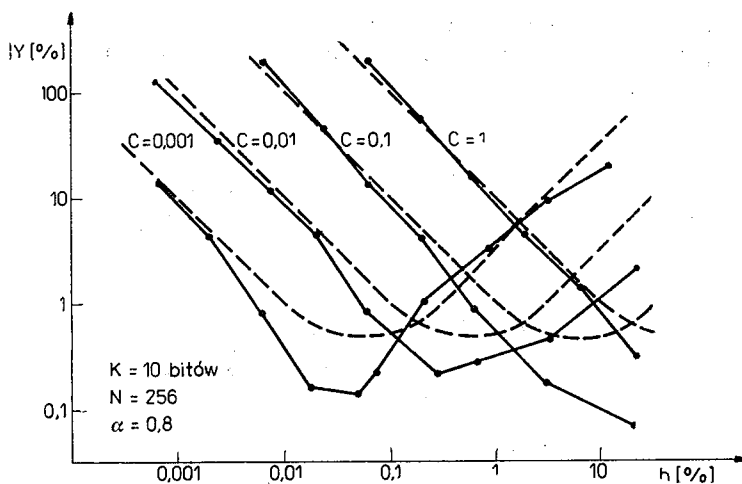


Rys. 3. Kształty sygnałów używanych w modelowaniu: a, b) sinusoida ucięta jednostronnie i dwustronnie — symulacja ograniczenia jednostronnego i dwustronnego symetrycznego w obiekcie, c) symulacja zniekształceń skończych

- parametry procesu kwantowania: liczba próbek, ziarno kwantowania,
- wartości stałej charakteryzującej analizowany układ pomiarowy,
- wartość współczynnika zniekształceń nieliniowych sygnału analizowanego metodą cyfrową.



Rys. 4. Porównanie przykładowych wyników modelowania (linia ciągła) z oszacowaniami teoretycznymi (linia przerywana) błędu wynikającego z kwantowania w metodzie z jednokrotną analizą widma



Rys. 5. Zależność błędu częściowego δY wynikającego z efektu kwantowania w funkcji wartości h w przypadku metody z jednokrotną analizą widma. Linia przerywana oznacza oszacowanie teoretyczne, ciągła — wyniki modelowania

W trakcie modelowania zadawano parametry sygnałów wzorcowych w taki sposób, aby uzyskać wzorcową wartość współczynnika zniekształceń nieliniowych. Sygnały te następnie poddawano dyskretyzacji i kwantowaniu, po czym obliczano estymator współczynnika zniekształceń nieliniowych z uzyskanych próbek według algorytmu podanego w części drugiej niniejszej pracy. Błąd wyznaczenia wartości współczynnika zniekształceń nieliniowych określono jako różnicę pomiędzy wartością uzyskaną w procesie modelowania a zadaną wartością wzorcową, odniesioną do wartości wzorcowej. W celu zwiększenia

szczenia wiarygodności wyników obliczenia te wykonywano dla pięciu różnych realizacji błędów kwantowania trzech wybranych typów sygnałów wzorcowych i wybierano z nich najgorszy przypadek. Wybrane rodzaje wzorcowych sygnałów zniekształconych obejmowały typowe zniekształcenia występujące w praktyce. Uzyskane wyniki modelowania w zadawalający sposób pokrywają się z wynikami oszacowania uzyskanych metodą analityczną (rys. 4, 5).

Jednym z wniosków wynikających z modelowania jest stwierdzenie, że liczba próbek sygnału wpływa na analizowany błąd cząstkowy w praktycznie pomijalnym stopniu. Dotyczy to przypadku próbkowania synchronicznego, w którym okno próbkowania pokrywa się z wielokrotnością okresu sygnału podlegającego analizie. W dyskusji uzyskanych zależności (19) i (20) należy zauważyć, że opisują one jedynie w przybliżeniu cząstkowy błąd graniczny współczynnika zniekształceń nieliniowych w funkcji wyznaczonej wartości granicznej błędu kwantowania. Przybliżenie to wynika z przyjętego modelu propagacji błędów oraz uproszczeń wprowadzonych w trakcie analizy. Zastosowanie metody różniczki zupełnej powoduje powstanie dużych błędów oszacowania w zakresie błędów względnych δY większych od 10%, ale praktycznie obszar ten jest mniej interesujący niż obszar małych błędów ($\delta Y \leq 10\%$). Uzyskane wzory wystarczają w praktyce do opisu podstawowych związków między błędem kwantowania a cząstkowym błędem współczynnika zniekształceń nieliniowych. Ogólny charakter tych zależności (rys. 2) wskazuje na znaczenie stosowania filtra tłumiącego składową podstawową sygnału zniekształconego, który umożliwia rozszerzenie zakresu pomiarowego w kierunku małych wartości współczynnika zniekształceń. Uzyskane wzory wykazują różnicę pomiędzy układami pomiarowymi z jednokrotną i dwukrotną analizą widma pod względem zależności błędu od wartości mierzonego współczynnika zniekształceń. Wzrost błędu δY ze wzrostem wartości h w metodzie z jednokrotną analizą widma tłumaczy się wzrostem błędu określenia wartości skutecznej (mocy) składowej podstawowej, która po częściowym wytłumieniu w przypadku dużych zniekształceń staje się relatywnie mała w stosunku do błędu kwantowania. Wady tej nie ma metoda z dwukrotną analizą widma, w której wartość skuteczną składowej podstawowej wyznacza się w trakcie niezależnego pomiaru.

Praktycznie zrealizowany system pomiarowy, działający według opisanej zasady, wykorzystano w pomiarach współczynnika zniekształceń wzmacniaczy małej częstotliwości przy częstotliwości 1 kHz. Osiągnięto dolną granicę wartości mierzonego współczynnika rzędu 0,01% przy zastosowaniu filtra tłumiącego składową podstawową o 70 dB. W systemie zastosowano specjalizowany generator sygnału sinusoidalnego z dodatkowym wyjściem sygnału synchronizującego. Wykorzystywanie zasady próbkowania synchronicznego umożliwiło eliminację konieczności stosowania „okien wygładzających”. Pomiaru kontrolne wykazały, że do prawidłowego pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych typowego wzmacniacza m.cz. wystarcza pobranie stosunkowo małej liczby próbek ($N = 32$), co decyduje o bardzo krótkim czasie wykonywania pomiarów bezpośrednich (próbkowanie i zapamiętanie wyników). W omawianym systemie czas ten wynosi 33 ms przy stosowaniu próbkowania stroboskopowego [5]. W celu zmniejszenia rozrzutu wyników pomiaru wynikających z istnienia losowych sygnałów zakłócających w systemie przewidziano możliwość uśredniania próbek sygnału w dziedzinie czasu. Algorytm uśredniania umożliwia zmniejszenie odchylenia średniego kwadratowego wartości współ-

czynnika zniekształceń w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalnie do pierwiastka z liczby serii pomiarów bezpośrednich, powodując jednak wydłużenie czasu pomiaru wprost proporcjonalnie do liczby serii.

4. WNIOSKI

Rozważona metoda pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych ma właściwości metrologiczne zbliżone do właściwości tradycyjnej metody analizatorowej, z tym, że cechuje ją bardzo krótki czas pomiaru i znaczny stopień automatyzacji procesu pomiarowego. Jej zaletą jest także możliwość określania wartości skutecznej każdej harmonicznej sygnału oraz możliwość numerycznej korekcji nierównomierności charakterystyki filtra tłumiącego składową podstawową. Analiza cząstkowego błędu pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych wykazała, że błąd ten może być minimalizowany przez odpowiedni dobór filtra tłumiącego składową podstawową w celu zmniejszenia dynamiki sygnału analizowanego metodą cyfrową.

W pracy analizowano uproszczony model metrologiczny rozpatrywanego zjawiska, gdyż uwzględnienie wszystkich elementów procesu kwantowania prowadzi do poważnych trudności matematycznych. Ważnym zagadnieniem jest przyjęcie prostej miary błędu kwantowania, „*malo*” zależnej od parametrów analizowanego cyfrowo sygnału. Warunek prostoty spełnia przyjęta do analizy miara błędu kwantowania, oparta na najprostszym probabilistycznym modelu procesu kwantowania, jakkolwiek pomija ona np. korelację między poszczególnymi próbkami sygnału kwantowanego.

Inne ograniczenie ważności przyjętego modelu wynika z przyjęcia metody różniczek zupełnej do obliczeń poszukiwanego błędu cząstkowego. Wydaje się, że celowe byłoby podjęcie pracy, mającej na celu zbudowanie probabilistycznego modelu opisującego wpływ błędu kwantowania na właściwości statystyczne mierzonego w opisany sposób współczynnika zniekształceń nieliniowych, traktowanego jako zmienna losowa.

BIBLIOGRAFIA

1. M. Gonera: *Zagadnienie pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych za pomocą metod cyfrowej obróbki sygnałów*. Warszawa, PIE, 1981 (praca doktorska)
2. J. Lal: *Zastosowanie techniki korelacyjnej do pomiaru bardzo małych wartości współczynnika zniekształceń nieliniowych*. Wrocław, Gdańsk, 1982 (praca doktorska)
3. A. Jellonek, Z. Karkowski: *Miernictwo radiotechniczne*. Warszawa: WNT, 1972
4. A. V. Oppenheim, R. W. Schaffer: *Digital Signal Processing*. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1975
5. A. Krzywaźnia, J. Ociepka, Z. Szreter: *Pomiar współczynnika zniekształceń nieliniowych z zastosowaniem cyfrowej analizy widma*. Przegląd Telekomunikacyjny, 1984 vol. 57, nr 6

J. OCIEPKA, A. KRZYWAŹNIA, Z. SZRETER

BASIC MEASURING ERROR OF THE HARMONIC DISTORTION FACTOR USING DIGITAL SPECTRAL ANALYSIS**S u m m a r y**

The proposed method of HD measurement is based on digital processing of the discrete representation of the measured signal. The relationships between the parameters of the measuring system with fundamental harmonic filtering and the error of the HD measurement are analysed. Theoretical relationships are verified by digital simulation. The possibility of measuring small HD, about 0.01%, with a basic error not exceeding 10% is displayed.

J. OCIEPKA, A. KRZYWAŹNIA, Z. SZRETER

ÉRREUR FONDAMENTALE DE MESURE DU COEFFICIENT DE DISTORSION HARMONIQUE PAR MÉTHODE DIGITALE DE L'ANALYSE SPECTRALE**R é s u m é**

Le mesure du coefficient de distorsion harmonique (CDH) par méthode proposée consiste en transformation digitale d'une série numérique représentant le signal de mesure. On a analyse les relations entre les paramètres du système de mesure à filtration de la composante harmonique fondamentale et l'inexactitude de mesure de CDH. On a présenté les résultats de la vérification de la théorie à l'aide de la simulation. On a montré la possibilité pratique de mesurer de petites valeurs de CDH, de l'ordre de 0,01%, o l'erreur fondamentale est inférieure à 10%, à l'aide du système d'un minicalculateur au fonctionnement conforme à la méthode de mesure proposée.

J. OCIEPKA, A. KRZYWAŹNIA, Z. SZRETER

GRUNDFEHLER DER KLIRRFAKTORMESSUNG MITTELS RECHNERGESTÜTZTEN ANALYSE DES SPEKTRUMS**Z u s a m m e n f a s s u n g**

Der Autor hat den Grundfehler der Klirrfaktormessung mittels einer rechnergestützten Analyse des Spektrums dargestellt. Der Artikel enthält die Beschreibung der Zusammenhänge zwischen metrologischen Parametern des Meßsystems unter Anwendung einer Grundwellenfiltration und der Ungenauigkeit der Klirrfaktormessung. Auch Meß- und Berechnungsergebnisse werden angegeben.

Я. ОЦЕПКА, А. КЖИВАЗЬНЯ, З. ШРЕТЕР

ОСНОВНАЯ ОШИБКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ МЕТОДОМ ЦИФРОВОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА**Р е з ю м е**

Представлен метод измерения коэффициента нелинейных искажений, который состоит в цифровой обработке искаженного сигнала. Анализируются уравнения связи между метрологическими параметрами измерительной системы и погрешностью измерения. Приведены результаты проверки теории методом моделирования. Доказана практическая возможность измерения малых коэффициентов искажений, порядка 0,01%, с основной погрешностью не больше чем 10%.

Metoda różnicowa w zastosowaniu do precyzyjnych i szybkich pomiarów parametrów kondensatorów

TERESA ZAJT

Instytut Technologii Elektronicznej, Politechnika Gdańska

Otrzymano 1987.03.25

Autoryzowano do druku 1988.01.13

W pracy opisano sposób wykorzystania metody różnicowej do dokładnych i szybkich pomiarów parametrów kondensatorów. Podano wyniki analizy błędu zaproponowanej metody w warunkach idealnych, a także uwzględniono wpływ niesymetrii torów układu pomiarowego oraz wpływ pasożytniczych przesunięć fazowych na błąd pomiaru. Sformułowano wnioski dotyczące modyfikacji układu pomiarowego.

1. WSTĘP

Podstawowymi parametrami charakteryzującymi aparaturę kontrolno-pomiarową są: błąd pomiaru i czas pomiaru. W nowoczesnych opracowaniach zmierza się do minimalizacji tych parametrów. Na taką właśnie nowoczesną aparaturę do szybkich i dokładnych pomiarów oraz segregacji kondensatorów istnieje duże zapotrzebowanie w przemyśle produkującym kondensatory.

Przy pomiarach pojemności (C) i współczynnika strat (D) kondensatorów w zakresie częstotliwości poniżej 1 MHz stosowana jest powszechnie metoda polegająca na wyznaczeniu składowych wektorów napięcia i prądu na elemencie mierzonym [1], [2], [3]. Uzyskiwane tą metodą błędy pomiarów pojemności są nie mniejsze niż 0,05% przy częstotliwości pomiarowej $f = 1$ kHz i rosną do wartości około 0,5% przy $f = 100$ kHz. Błąd pomiaru współczynnika strat natomiast jest rzędu 0,0005—0,001.

Ponieważ w pewnych zastosowaniach wymagane są większe dokładności, podjęto próbę zastosowania metody różnicowej i tą drogą osiągnięcie zmniejszenia błędu pomiaru bez wydłużania czasu pomiaru.

2. ZASADA POMIARU PARAMETRÓW C I D METODĄ BEZPOŚREDNIĄ I RÓŻNICOWĄ. BŁĄD METODY RÓŻNICOWEJ

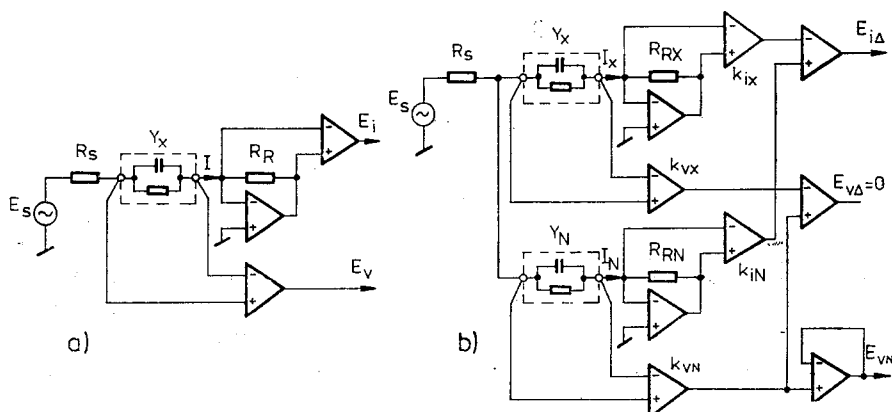
Układy wejściowe wydzielające sygnały proporcjonalne do napięcia i prądu na elemencie mierzonym w metodzie bezpośredniej (a) i metodzie różnicowej (b) pokazane

są na rys. 1. W metodzie bezpośredniej w stanie ustalonym mierzoną admityncję $Y_X = G_X + j\omega C_X$ wyznacza się z zależności

$$E_v Y_X = I = -\frac{E_i}{R_R}$$

więc

$$Y_X = -\frac{E_i}{E_v} \frac{1}{R_R}.$$



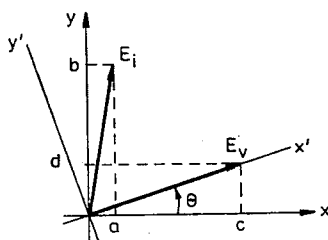
Rys. 1. Układy wejściowe wydzielające sygnały proporcjonalne do napięcia i prądu na elemencie mierzonym (a) w metodzie bezpośredniej, (b) w metodzie różnicowej

W celu wyznaczenia składowych admityncji Y_X niezbędna jest zatem znajomość wartości rezystora R_R oraz składowych wektorów E_v i E_i . Na rys. 2 pokazane są wektory E_v i E_i oraz ich składowe a także współrzędne x' i y' określone przez detektor fazy odniesienia (rys. 3). Składowe ortogonalne wektorów E_v i E_i czyli składowe a , b , c oraz d są wydzielane przez detektor fazy, a zależności między nimi są następujące

$$\frac{E_i}{E_v} = \frac{a+jb}{c+jd} = x+jy.$$

Wobec tego nieznana admityncja Y_X jest wyznaczana jako

$$Y_X = -\frac{1}{R_R} (x+jy) = -\frac{1}{R_R} \left[\frac{\gamma+\alpha\beta}{1+\beta^2} + j \frac{\alpha-\gamma\beta}{1+\beta^2} \right]$$



Rys. 2. Składowe ortogonalne wektorów E_v i E_i na wejściu detektora fazy

gdzie

$$\begin{aligned}\alpha &= \omega(C_X - C_N)R_R \\ \gamma &= (G_X - G_N)R_R \\ p_1 &= \omega(C_X + C_N)R_S \\ p_2 &= 1 + (G_X + G_N)R_S \\ q_1 &= p_1 + \omega(C_X G_N + C_N G_X)R_S^2 \\ q_2 &= p_2 + (G_X G_N - \omega^2 C_X C_N)R_S^2.\end{aligned}$$

Ponieważ w metodzie różnicowej wartość mierzonej pojemności oblicza się z poniższej zależności

$$C_X = C_N + \frac{1}{\omega R_R} \alpha,$$

błąd względny pomiaru parametru C_X wynosi

$$\delta_{C_X} = \frac{C_N}{C_X} \delta_{C_N} + \left(1 - \frac{C_N}{C_X}\right) \delta_\alpha = \delta_{C_{XN}} + \delta_{C_{X\alpha}} \quad (1)$$

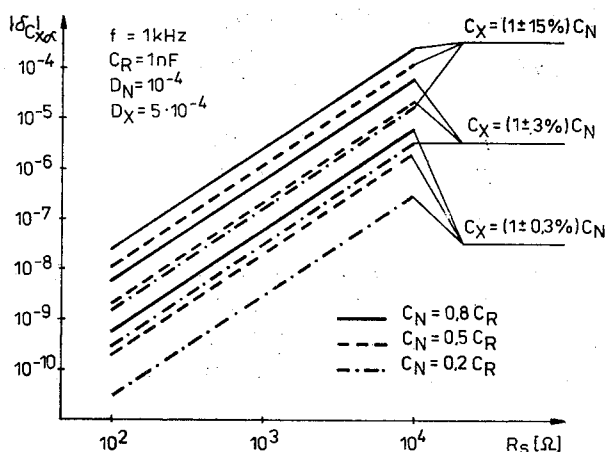
gdzie

$$\delta_\alpha = \frac{\alpha - \alpha_r}{\alpha}.$$

Wzór (1) określa błąd metody różnicowej przy pomiarze parametru C_X . W celu określenia wartości tego błędu przeanalizowano drugi składnik wzoru (1) czyli $\delta_{C_{X\alpha}}$. Wyniki analizy i obliczenia pozwalają na wyciągnięcie następujących wniosków:

1. Błąd $\delta_{C_{X\alpha}}$ maleje przy zmniejszaniu się rezystora R_S . Zmniejszenie wartości R_S do poziomu $0,1R_R$ czyni błąd $\delta_{C_{X\alpha}}$ pomijalnie małym. Odpowiednie wykresy znajdują się na rys. 4.

2. Wpływ zmian współczynnika strat kondensatora wzorcowego D_N lub kondensatora mierzonego D_X na błąd $\delta_{C_{X\alpha}}$ jest do pominięcia.



Rys. 4. Wykres zależności błędu $\delta_{C_{X\alpha}}$ w funkcji wartości rezystora R_s

3. Zmiana zakresu pomiarowego (C_R) lub zmiana częstotliwości pomiarowej (f) i towarzysząca im zmiana wartości rezystora R_S nie wpływają na wartość błędu $\delta_{C_X\alpha}$.

W rezultacie błąd metody różnicowej, przy założeniu idealnego układu pomiarowego, sprowadzi się do błędu wzorca, czyli do składnika δ_{C_XN} we wzorze (1).

Podobnie można wyznaczyć wzór na błąd metody różnicowej przy pomiarze współczynnika strat D_X . Współczynnik γ_r przyjmuje postać

$$\gamma_r = \gamma \frac{1}{q_1^2 + q_2^2} \left[q_2 \left(p_2 - \frac{\alpha}{\gamma} p_1 \right) + q_1 \left(p_1 + \frac{\alpha}{\gamma} p_2 \right) \right]$$

Współczynnik strat D_X oblicza się z następującej zależności

$$D_X = \frac{\gamma}{\alpha + \omega R_R C_N} + D_N \frac{\omega R_R C_N}{\alpha + \omega R_R C_N},$$

a jego błąd bezwzględny wynosi

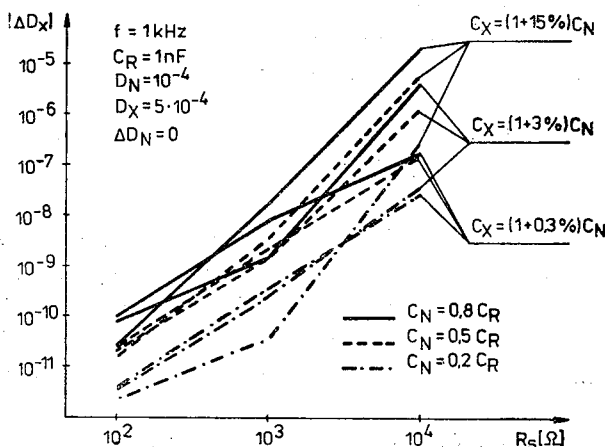
$$\Delta D_X = \left(D_X - D_N \frac{C_N}{C_X} \right) \delta_\gamma - D_X \left(1 - \frac{C_N}{C_X} \right) \delta_\alpha + \frac{C_N}{C_X} \Delta D_N, \quad (2)$$

gdzie

$$\delta_\gamma = \frac{\gamma - \gamma_r}{\gamma}.$$

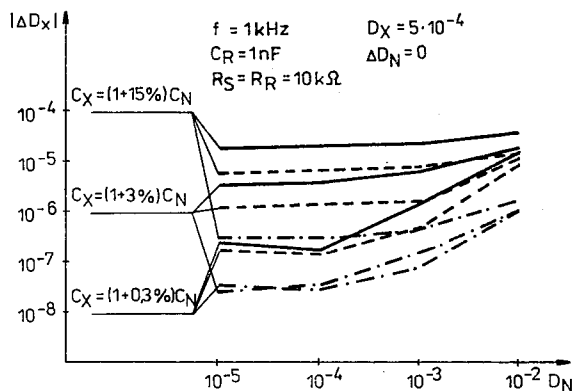
Po przeanalizowaniu dwóch pierwszych składników wzoru (2) i wykonaniu niezbędnych obliczeń sformułowano następujące wnioski:

1. Błąd ΔD_X silnie zależy od wartości rezystora R_S i maleje o kilka rzędów przy zmniejszeniu tego rezystora dziesięciokrotnie. Zatem, jak widać na rys. 5 przy wartości $R_S = 0,1 R_R$ błąd ΔD_X jest pomijalnie mały.



Rys. 5. Wykres zależności błędu ΔD_X w funkcji wartości rezystora R_S .

2. Zmiany błędu ΔD_X pochodzące od różnych wartości współczynnika strat kondensatora wzorcowego D_N przedstawiono na rys. 6. Wynika z niego, że korzystnie jest stosować kondensator wzorcowy o współczynniku strat $D_N < 10^{-3}$ zwłaszcza gdy różnica między pojemnością mierzoną C_X i wzorcową C_N jest niewielka.



Rys. 6. Wykres zależności błędu ΔD_X w funkcji wartości współczynnika strat D_N

3. Wniosek 3 podany dla błędu $\delta_{C_{X\alpha}}$ jest słuszny również w przypadku błędu ΔD_X .

Widać więc, że po spełnieniu zaleceń dotyczących układu pomiarowego oraz parametrów wzorca admitancji, zawartych w powyższych wnioskach możliwe jest zmniejszenie dwóch pierwszych składników błędu we wzorze (2) do wartości pomijalnie małej. W wyniku tego o błędzie ΔD_X w metodzie różnicowej będzie decydował błąd z jakim znany jest współczynnik strat D_N .

Ponieważ przetwarzanie sygnałów $E_{i\Delta}$ oraz E_{vN} odbywa się w takim samym układzie jak dla metody bezpośredniej (rys. 3) pomiar sygnału różnicowego będzie obciążony błędem metody bezpośredniej. Przy dziesięcioprocentowej różnicy między wielkością wzorcową i mierzoną daje to zmniejszenie odpowiedniego składnika błędu w metodzie różnicowej o rząd wartości. W metodzie różnicowej o błędzie decydować będzie zatem błąd wzorca i odpowiednio zredukowany (w zależności od różnicy między wielkością wzorcową i mierzoną) błąd metody bezpośredniej.

3. ANALIZA BŁĘDU POMIARU METODĄ RÓŻNICOWĄ W WARUNKACH RZECZYWISTYCH

W toku dalszych badań nad układem różnicowym przeprowadzono analizę błędu układu przedstawionego na rys. 1(b) w warunkach rzeczywistych. Uwzględniono wpływ niesymetrii torów wydzielających sygnały proporcjonalne do prądów I_X oraz I_N a także wpływ pasożytniczych przesunięć fazowych między torami. W analizie błędów przytoczonej poniżej pominięto składniki pochodzące od błędów wzorca (patrz wzory (1) i (2)).

3.1. WPŁYW NIESYMETRII TORÓW

Po uwzględnieniu różnicy między wartościami rezystorów R_{RX} i R_{RN} oraz różnicy między wzmocnieniami k_{iX} i k_{iN} wyrażenia określające współczynniki α i γ w metodzie różnicowej przekształcają się do następującej postaci

$$\alpha' = \omega[k_{iX}R_{RX}C_X - k_{iN}R_{RN}C_N + (G_N C_X + G_X C_N)R_S(k_{iX}R_{RX} - k_{iN}R_{RN})],$$

$$\gamma' = k_{iX}R_{RX}G_X - k_{iN}R_{RN}G_N + (G_X G_N - \omega^2 C_X C_N)R_S(k_{iX}R_{RX} - k_{iN}R_{RN}).$$

Po podstawieniu współczynników α' i γ' do wyrażenia na α_r i oznaczeniu go po tej operacji jako α_k można wyznaczyć względną różnicę współczynników α_r i α_k wynikającą z niesymetrii wzmocnień torów wydzielających sygnały proporcjonalne do prądów I_X oraz I_N jako

$$\delta_{\alpha k} = \frac{\alpha_r - \alpha_k}{\alpha_r} = \frac{[(1-X)\omega C_X - (1-N)\omega C_N - (X-N)a]m - [(1-X)G_X - (1-N)G_N - (X-N)b]n}{\omega(C_X - C_N)m - (G_X - G_N)n},$$

gdzie

$$a = \omega(C_X G_N + C_N G_X) R_S = (q_1 - p_1) \frac{1}{R_S}$$

$$b = (G_X G_N - \omega^2 C_X C_N) R_S = (q_2 - p_2) \frac{1}{R_S}$$

$$m = p_1 q_1 + p_2 q_2$$

$$n = p_2 q_1 - p_1 q_2$$

$$X = \frac{k_{iX} R_{RX}}{k_i R_R}, \quad N = \frac{k_{iN} R_{RN}}{k_i R_R},$$

$k_i R_R$ — nominalna wartość wzmocnienia, jednakowa dla obu torów, przyjęta do obliczeń przy wyznaczaniu parametrów C i D .

Błąd względny pomiaru pojemności C_X w układzie różnicowym, wynikający z tej niesymetrii wynosi

$$\delta_{C_{Xk}} = \left(1 - \frac{C_N}{C_X}\right) \delta_{\alpha k} \quad (3)$$

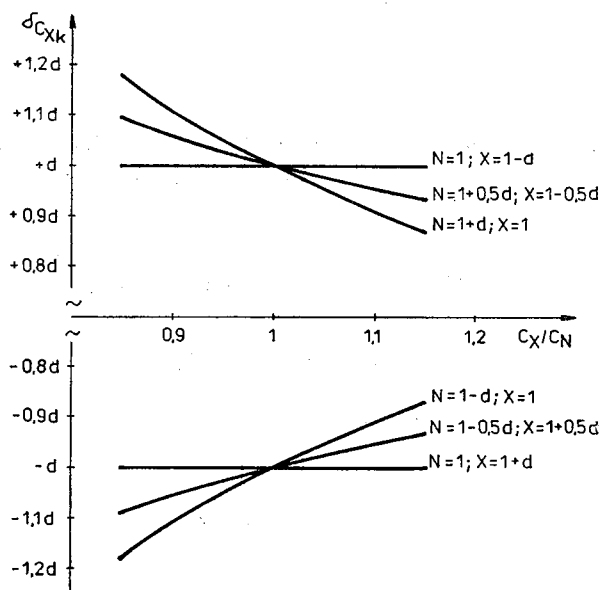
Analiza wzoru (3) i w jej rezultacie usunięcie składników pomijalnie małych pozwoliła na podanie wzoru na błąd $\delta_{C_{Xk}}$ w postaci uproszczonej

$$\delta_{C_{Xk}} \approx \frac{(1-X)C_X - (1-N)C_N}{C_X}.$$

Przyjmując d jako względną odchyłkę od wartości nominalnej, czyli jako parametr charakteryzujący niesymetrię torów, na rys. 7 przedstawiono krzywe ilustrujące zmianę $\delta_{C_{Xk}}$ w funkcji C_X/C_N , przy odchyłce występującej w torze N lub X lub odpowiednio w obu torach. Błąd ten ma wartość zbliżoną lub równą odchyłce d a jego maksymalna wartość wynosi $\pm d \frac{C_N}{C_X}$ dla $C_N > C_X$. Należy wobec tego zminimalizować niesymetrię torów stosując jednakowe wzmacniacze w obu torach oraz stabilne i o bardzo małej tolerancji rezystory R_{RN} i R_{RX} .

Ze względu na to, że takie parametry jak wartość rezystora R_S , częstotliwości pomiarowej f oraz współczynnika strat D_N zostały wyeliminowane wraz ze składnikami pomijalnie małymi we wzorze (3) (patrz uproszczony wzór na błąd $\delta_{C_{Xk}}$), wpływ ich na ten błąd jest również do pominięcia.

Analogiczne rozważania można przeprowadzić w celu określenia wpływu niesymetrii torów na błąd pomiaru współczynnika strat D_X . Wyrażenie na błąd określenia współ-



Rys. 7. Wykres zależności błędu $\delta_{C_{Xk}}$ w funkcji $\frac{C_X}{C_N}$

czynnika γ_r przyjmie postać

$$\delta_{\gamma k} = \frac{\gamma_r - \gamma_k}{\gamma_r} = \frac{[(1-X)G_X - (1-N)G_N - (X-N)b]m + [(1-X)\omega C_X - (1-N)\omega C_N - (X-N)a]n}{(G_X - G_N)m + \omega(C_X - C_N)n}$$

Błąd ΔD_{Xk} natomiast wynosi

$$\Delta D_{Xk} = \left(D_X - D_N \frac{C_N}{C_X}\right) \delta_{\gamma k} - D_X \left(1 - \frac{C_N}{C_X}\right) \delta_{\alpha k} \quad (4)$$

Wartość błędu ΔD_{Xk} , w zakresie zmian wielkości X i N umożliwiającym wykonanie pomiarów pojemności C_X z błędem $\delta_{C_{Xk}} \leq 0,01\%$ (czyli dla parametru $d \leq 0,0001$), jest do pominięcia, a jego ekstremalna wartość dla badanych warunków wynosi $\pm 5,56 \times 10^{-6}$. Wartość tego błędu pozostaje w przybliżeniu stała, niezależnie od tego czy odchyłka od wartości nominalnej wystąpiła w torze X czy N . Wraz ze wzrostem niesymetrii torów o rząd wartości, błąd ΔD_{Xk} wzrasta również o rząd wartości. Stosując wskaźnik wyniku pomiaru współczynnika strat D_X o rozdzielczości 10^{-4} , zauważalny błąd ΔD_{Xk} wystąpi przy niesymetrii torów wynoszącej $d > 0,001$.

Analizując wyniki obliczeń można stwierdzić, że znaczny wpływ na błąd ΔD_{Xk} ma zmiana wartości rezystora R_S . O wartości omawianego błędu decyduje współczynnik b , który jest wprost proporcjonalny do wartości rezystora R_S . Dziesięciokrotne zmniejszenie wartości tego rezystora zmniejsza błąd ΔD_{Xk} o rząd wartości. Zgodnie z wcześniejszymi zaleceniami zmniejszenie wartości rezystora R_S spowoduje znaczną redukcję błędu ΔD_{Xk} .

Zmiana częstotliwości pomiarowej i związana z nią zmiana wartości rezystora R_S nie mają wpływu na rozpatrywany błąd. Nieznaczne zmiany (w ramach tego samego rzędu wartości) błędu ΔD_{Xk} występują przy zmianie wartości współczynnika D_N od 10^{-4} do 10^{-2} .

3.2. WPŁYW PASOŻYTNICZYCH PRZESUNIĘĆ FAZOWYCH MIĘDZY TORAMI

Zakłada się obecnie, że tory X i N są idealnie symetryczne pod względem wzmocnienia sygnałów proporcjonalnych do prądów I_X i I_N . Przyjmuje się natomiast, że w sygnale $E_{i\Delta}$ wystąpiło niepożądane przesunięcie fazowe φ_i , a w sygnale E_{vN} niepożądane przesunięcie fazowe φ_v . Oznacza się dalej różnicę $\varphi_i - \varphi_v = \varphi$ jako pasożytnicze przesunięcie fazowe występujące w układzie pomiarowym. Po uwzględnieniu tego przesunięcia odpowiedni współczynnik α_φ przyjmuje następującą postać

$$\alpha_\varphi = \alpha_r \cos \varphi + \frac{\alpha}{q_1^2 + q_2^2} \left[q_2 \left(\frac{\gamma}{\alpha} p_2 - p_1 \right) + q_1 \left(\frac{\gamma}{\alpha} p_1 + p_2 \right) \right] \sin \varphi,$$

a błąd δ_{α_φ} opisywany jest poniższym wzorem

$$\delta_{\alpha_\varphi} = \frac{\alpha_r - \alpha_\varphi}{\alpha_r} = 1 - \cos \varphi - \sin \varphi \frac{n + mD_r}{m - nD_r};$$

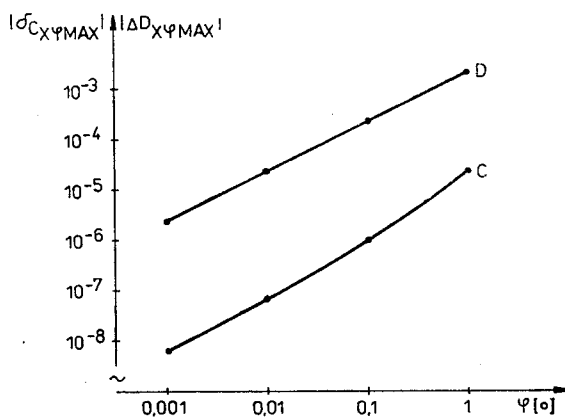
gdzie

$$D_r = \frac{G_X - G_N}{\omega(C_X - C_N)}.$$

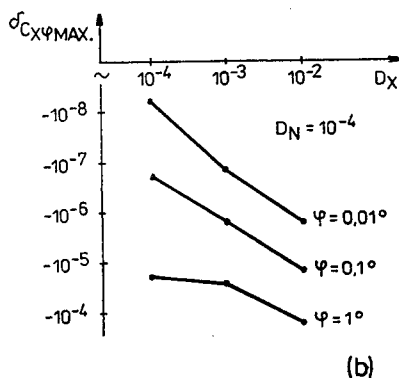
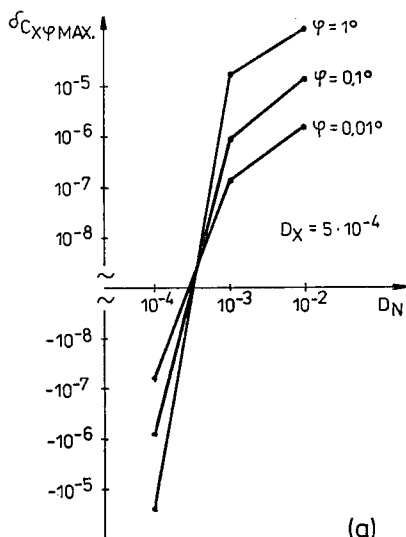
Błąd względny pomiaru pojemności C_X metodą różnicową, wynikający z pasożytniczego przesunięcia fazowego powstałego w układzie pomiarowym wynosi

$$\delta_{C_{X\varphi}} = \left(1 - \frac{C_N}{C_X} \right) \delta_{\alpha_\varphi}. \quad (5)$$

Na rys. 8 przedstawiono zależność tego błędu od wartości kąta przesunięcia fazowego φ (krzywa C). Jak widać, maksymalna wartość tego błędu w badanych warunkach i w zakresie zmian wartości kąta φ do 1° , nie przekracza poziomu $5 \cdot 10^{-5}$. Ze względu na konieczność zapewnienia znacznie mniejszych pasożytniczych przesunięć fazowych (rzędu 0.01°), w celu umożliwienia poprawnych pomiarów drugiego z mierzonych parametrów jakim jest współczynnik strat D_X , błąd $\delta_{C_{X\varphi}}$ będzie w tych warunkach do minięcia. Wpływ zmian wartości rezystora R_S na błąd $\delta_{C_{X\varphi}}$ jest pomijalnie mały. Zależność błędu $\delta_{C_{X\varphi}}$ od wartości współczynnika strat elementu wzorcowego D_N oraz mierzonego D_X pokazana jest na rys. 9 odpowiednio a) i b). Błąd ten wykreślono w oparciu o jego ekstremalne wartości dla badanych warunków. Lepsze warunki pomiaru ze



Rys. 8. Wykres zależności błędów $\delta_{C_{X\varphi}}$ (krzywa C) i $\Delta D_{X\varphi}$ (krzywa D) w funkcji wartości kąta pasywnego przesunięcia fazowego φ



(a)

(b)

Rys. 9. Wykres zależności błędu $\delta_{C_{X\varphi}}$ od wartości współczynnika strat elementu a) wzorcowego D_N oraz b) mierzzonego D_X

względnie na minimalizację tego błędu występują dla elementów wzorcowych o współczynniku strat mniejszym od 10^{-3} .

Przy założeniach analogicznych jak na początku punktu 3.2 wyznaczono parametr γ_φ

$$\gamma_\varphi = \gamma_r \cos \varphi - \frac{\gamma}{q_1^2 + q_2^2} \left[q_2 \left(\frac{\alpha}{\gamma} p_2 + p_1 \right) + q_1 \left(\frac{\alpha}{\gamma} p_1 - p_2 \right) \right] \sin \varphi,$$

a odpowiedni błąd $\delta_{\gamma\varphi}$ obliczono następująco

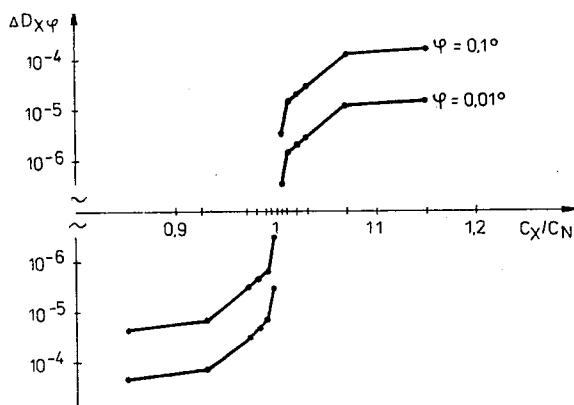
$$\delta_{\gamma\varphi} = \frac{\gamma_r - \gamma_\varphi}{\gamma_r} = 1 - \cos \varphi + \sin \varphi \frac{m - n D_r}{n + m D_r}$$

Błąd bezwzględny pomiaru współczynnika strat D_X metodą różnicową, wynikający z pasożytniczego przesunięcia fazowego w układzie pomiarowym wynosi zatem

$$\Delta D_{X\varphi} = \left(D_X - D_N \frac{C_N}{C_X} \right) \delta_{\nu\varphi} - D_X \left(1 - \frac{C_N}{C_X} \right) \delta_{\alpha\varphi}. \quad (6)$$

Zależność tego błędu od wartości kąta φ przedstawiono na rys. 8 (krzywa D). Widać z niego, że w celu otrzymania błędu $\Delta D_{X\varphi}$ o wartości nie przekraczającej poziomu 10^{-4} należy zredukować niepożądane przesunięcie fazowe do około $0,01^\circ$. Błąd $\Delta D_{X\varphi}$ zmienia się wraz ze zmianą stosunku pojemności $\frac{C_X}{C_N}$, a charakter tych zmian pokazano na rys. 10.

Praktycznie do pominięcia jest wpływ zmian wartości rezystora R_S oraz wartości współczynników strat D_N i D_X w zakresie ich zmian od 10^{-4} do 10^{-2} .



Rys. 10. Wykres zależności błędu $\Delta D_{X\varphi}$ w funkcji $\frac{C_X}{C_N}$

PODSUMOWANIE

Wyniki przedstawionej analizy wskazują na możliwość praktycznego wykorzystania metody różnicowej do precyzyjnego i szybkiego testowania kondensatorów. Należy jedynie, w oparciu o te wyniki, dobrać odpowiednią wartość rezystora R_S oraz parametry kondensatora wzorcowego. W praktycznym układzie pomiarowym należy zadbać o właściwą symetrię torów wydzielających sygnały proporcjonalne do prądów płynących przez element mierzony i wzorcowy a także doprowadzić do zminimalizowania pasożytniczego przesunięcia fazowego w układzie pomiarowym. Badania próbnego układu pomiarowego potwierdzają możliwość praktycznego wykorzystania tej metody. Dalsze prace zmierzają do skonstruowania programowanego źródła sygnałów wzorcowych, które zastąpiłoby fizyczny wzorzec jakim jest admitancja wzorcowa Y_N .

BIBLIOGRAFIA

1. T. Wakasugi, T. Kyo, T. Tamamura: *New Multi-Frequency LCZ Meters Offer Higher Speed Impedance Measurements*. Hewlett-Packard Journal, 1983, nr 7, s. 32—38
2. K. Maeda, Y. Narinatsu: *Multi-Frequency LCR Meters Test Components under Realistic Conditions*. Hewlett-Packard Journal, 1979, nr 2, s. 24—32
3. GR 1689/1689M *Precision RLC Digibridge*. Instruction Manual, GenRad, June 1985

T. ZAJT

DIFFERENTIAL METHOD APPLIED IN PRECISE AND FAST MEASUREMENTS OF
PARAMETERS OF CAPACITORS

Summary

The paper describes the way of application of the differential method in precise and fast measurements of capacitor parameters. Results of the error analysis of the suggested method in ideal conditions are presented. The effect of the asymmetry of the channels of the measuring system and of the parasitic phase displacement on the measuring error are taken into consideration. Finally, suggestions regarding a further amendment of the measuring system are given.

T. ZAJT

MÉTHODE DIFFÉRENTIELLE APPLIQUÉE À LA MESURE PRÉCISE ET RAPIDE DES
PARAMÈTRES DES CONDENSATEURS

Résumé

Dans l'article on a décrit l'application de la méthode différentielle à la mesure précise et rapide des paramètres des condensateurs. L'auteur présente les résultats de l'analyse de l'erreur de la méthode proposée pour les conditions idéales. L'influence de l'asymétrie des lignes du système de mesure et celle des déphasages parasites sur l'erreur de mesure sont aussi considérées. En conclusion l'auteur propose des modifications du système de mesure.

T. ZAJT

DIFFERENZMETHODE FÜR SCHNELLE UND GENAUE PARAMETERMESSUNGEN VON
KONDENSATOREN

Zusammenfassung

In der Bearbeitung beschreibt man die Anwendung der Differenzmethode bei genauen und schnellen Messungen der Parameter von Kondensatoren. Es wird das Ergebnis der Fehleranalyse der vorgeschlagenen Methode unter idealen Verhältnissen angegeben. Auch werden bei dieser Methode der Einfluß der Asymmetrie des Meßsystems, als auch der Einfluß der Parasitphasenverschiebungen auf den Meßfehler berücksichtigt. Es werden Vorschläge für die Modifizierung des Meßsystems formuliert.

Т. ЗАЙТ

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД В ПРИМЕНЕНИИ ДЛЯ ТОЧНЫХ И БЫСТРЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ КОНДЕНСАТОРОВ

Резюме

Описан способ использования дифференциального метода для точных и быстрых измерений параметров конденсаторов. Указаны результаты анализа ошибки предложенного метода в идеальных условиях, а также учтено влияние несимметричности трактов измеряемой схемы и влияние паразитных фазовых сдвигов на ошибку измерения. Сформулированы выводы по модификации измерительной схемы.

Rozruch silników indukcyjnych klatkowych

MARIA DEMS, TADEUSZ KOTER

Instytut Transformatorów, Maszyn i Aparatów Elektrycznych, Politechnika Łódzka

Otrzymano 1987.07.29

Autoryzowano do druku 1988.01.05

W pracy przedstawiono przegląd schematów zastępczych i odpowiadających im modeli matematycznych silników indukcyjnych klatkowych, stosowanych do analizy stanów nieustalonych. Rozpatrzono schemat zastępczy z jednoobwodowym i wieloobwodowym odwzorowaniem uzwojenia klatkowego. Przedstawiono metodę uwzględnienia zjawiska nasycenia obwodu magnetycznego silnika. Podano wyniki obliczeń charakterystyk rozruchowych silnika indukcyjnego przy zastosowaniu różnych modeli i porównano je z wynikami pomiarów.

1. WSTĘP

Przy obliczaniu charakterystyk dynamicznych silników indukcyjnych istotnym problemem jest zastosowanie właściwego schematu zastępczego i odpowiadającego mu modelu matematycznego, który możliwie dokładnie opisuje zjawiska w warunkach stanu nieustalonego. Spotykane w literaturze schematy zastępcze silnika indukcyjnego klatkowego stosowane w obliczeniach dynamicznych można ogólnie podzielić na dwie grupy:

- jednoobwodowe, w którym klatkowe uzwojenie wirnika jest odwzorowane jednym obwodem o parametrach zmiennych w funkcji poślizgu,
- wieloobwodowe, w którym uzwojenie wirnika jest odwzorowane dużą liczbą obwodów zastępczych.

W przypadku schematu jednoobwodowego istotnym problemem jest wyznaczenie zależności $R_2(s)$ i $X_2(s)$, natomiast dla schematu wieloobwodowego podstawową trudność stanowi wyznaczenie parametrów zastępczych obwodów wirnika.

Ważnym problemem dla obu modeli jest uwzględnienie zjawiska nasycenia obwodu magnetycznego, które dotychczas było zwykle pomijane. W pracy przedstawiono modele matematyczne dla różnych schematów zastępczych silnika klatkowego oraz różne sposoby wyznaczania parametrów schematu zastępczego uzwojenia wirnika na podstawie danych konstrukcyjnych. Przedstawiono obliczone charakterystyki rozruchowe dla silników głębokożłobkowych, przy zastosowaniu różnych schematów zastępczych i porównano je z wynikami pomiarów.

2. MODEL MATEMATYCZNY SILNIKA INDUKCYJNEGO WE WSPÓŁRZĘDNYCH NATURALNYCH I PROSTOKĄTNYCH

Stany nieustalone silnika indukcyjnego są zwykle analizowane za pomocą metody obwodowej na podstawie równań prądowo-napięciowych wszystkich obwodów maszyny oraz równania elektromechanicznego przetwarzania energii. Zestaw tych równań nazywamy modelem matematycznym silnika.

Równania tego modelu są wyprowadzane przy założeniu symetrii uzwojeń stojana i wirnika, przy pominięciu strat mocy w rdzeniu, zjawiska histerezy magnetycznej, nasycenia obwodu magnetycznego oraz wpływu wyższych harmonicznych. Przyjmuje się, że zasilanie uzwojeń stojana odbywa się trójfazowym napięciem symetrycznym o stałej amplitudzie i częstotliwości, a uzwojenia stojana połączone są w gwiazdę bez przewodu zerowego.

Przy tych założeniach zestaw równań opisujących nieustalone procesy elektromagnetyczne w silniku indukcyjnym ma postać

$$\begin{aligned}
 \frac{d\Psi_A}{dt} + i_A R_1 &= u_A \\
 \frac{d\Psi_B}{dt} + i_B R_1 &= u_B \\
 \frac{d\Psi_C}{dt} + i_C R_1 &= u_C \\
 \frac{d\Psi_a}{dt} + i_a R_2 &= 0 \\
 \frac{d\Psi_b}{dt} + i_b R_2 &= 0 \\
 \frac{d\Psi_c}{dt} + i_c R_2 &= 0 \\
 M_e = \frac{\partial W_m}{\partial \varphi} p &= \frac{1}{2} p \frac{\partial}{\partial \varphi} [\Psi_A i_A + \Psi_B i_B + \Psi_C i_C + \Psi_a i_a + \Psi_b i_b + \Psi_c i_c] \\
 \frac{d\omega}{dt} &= \frac{p}{J} (M_e - M_m),
 \end{aligned} \tag{1}$$

gdzie:

$i_A, i_B, i_C, i_a, i_b, i_c$ — wartości chwilowe prądów w uzwojeniach stojana i wirnika,
 $\Psi_A, \Psi_B, \Psi_C, \Psi_a, \Psi_b, \Psi_c$ — strumienie magnetyczne skojarzone z poszczególnymi uzwojeniami stojana i wirnika,

R_1, R_2 — rezystancje uzwojeń stojana i wirnika,

p — liczba par biegunów,

φ — kąt przesunięcia pomiędzy osiami magnetycznymi uzwojeń stojana i wirnika,

J — moment bezwładności układu napędowego sprowadzony do prędkości obrotowej wirnika,

ω — prędkość kątowna wirnika,

M_e — moment elektromagnetyczny silnika,

M_m — moment mechaniczny na wale.

W przedstawionych równaniach przyjęto, że parametry uzwojenia wirnika zostały sprowadzone do uzwojenia stojana.

Model ten, zapisany we współrzędnych naturalnych, jest niewygodny do stosowania w praktyce obliczeniowej, gdyż zawiera skomplikowane wyrażenia indukcyjności wzajemnych uzwojeń stojana i wirnika spowodowane ruchem wirnika. Z tego też względu do obliczeń przebiegów dynamicznych przyjmuje się model otrzymany na zasadzie przekształcenia liniowego, zapisany w prostokątnym układzie współrzędnych UVO, wirującym z dowolną prędkością kątową ω_k . W modelu tym uzwojenia stojana i wirnika są względem siebie nieruchome i wszystkie indukcyjności własne i wzajemne są niezależne od położenia wirnika względem stojana. Ponadto w przedstawionym modelu pomija się równanie dla składowej zerowej ze względu na przyjęte założenia i trójprzewodowe zasilanie silnika. Ma on następującą postać:

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi_{u1}}{dt} - \omega_k \Psi_{v1} + R_1 i_{u1} &= u_{u1} \\ \frac{d\Psi_{v1}}{dt} + \omega_k \Psi_{u1} + R_1 i_{v1} &= u_{v1} \\ \frac{d\Psi_{u2}}{dt} - (\omega_k - \omega) \Psi_{v2} + R_2 i_{u2} &= 0 \\ \frac{d\Psi_{v2}}{dt} + (\omega_k - \omega) \Psi_{u2} + R_2 i_{v2} &= 0 \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{p}{J} (M_e - M_m) \end{aligned} \quad (2)$$

$$M_e = \frac{3}{2} \frac{p}{\omega_1} X_g (i_{u2} i_{v1} - i_{u1} i_{v2})$$

gdzie:

$\Psi_{u1}, \Psi_{u2}, \Psi_{v1}, \Psi_{v2}$ — strumienie magnetyczne skojarzone z uwojeniami zastępczymi w osiach U i V

X_g — reaktancja od strumienia głównego silnika

$\omega_1 = 2\pi f_1$ — pulsacja synchroniczna.

3. MODEL MATEMATYCZNY SILNIKA KLATKOWEGO Z JEDNOOBWODOWYM ODWZOROWANIEM KLATKI WIRNIKA

3.1. RÓWNANIA PODSTAWOWE

W przypadku gdy prędkość wirowania układu współrzędnych UVO jest równa prędkości synchronicznej ($\omega_k = \omega_1$), otrzymujemy układ współrzędnych XYO, nieruchomy względem pola wirującego stojana. Model matematyczny silnika indukcyjnego w układzie

XYO można przekształcić do postaci:

$$\begin{aligned}\frac{d\Psi_{x1}}{dt} &= U_m \cos v - \omega_1 \alpha_1 \Psi_{x1} + \omega_1 \alpha_1 k_2 \Psi_{x2} + \omega_1 \Psi_{y1} \\ \frac{d\Psi_{y1}}{dt} &= U_m \sin v - \omega_1 \alpha_1 \Psi_{y1} + \omega_1 \alpha_1 k_2 \Psi_{y2} - \omega_1 \Psi_{x1} \\ \frac{d\Psi_{x2}}{dt} &= -\omega_1 \alpha_2 \Psi_{x2} + \omega_1 \alpha_2 k_1 \Psi_{x1} + \omega_1 s \Psi_{y2} \\ \frac{d\Psi_{y2}}{dt} &= -\omega_1 \alpha_2 \Psi_{y2} + \omega_1 \alpha_2 k_1 \Psi_{y1} - \omega_1 s \Psi_{x2} \\ \frac{ds}{dt} &= -\frac{3}{2} \frac{p^2 k_2}{X_{s1} J \sigma} [\Psi_{x2} \Psi_{y1} - \Psi_{y2} \Psi_{x1}] + \frac{p}{J \omega_1} M_m,\end{aligned}\quad (3)$$

gdzie:

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{X_{s1}}, \alpha_2 = \frac{R_2}{X_{s2}} \text{ — stałe tłumienia obwodu stojana i wirnika}$$

$$k_1 = \frac{X_g}{X_{s1}}, k_2 = \frac{X_g}{X_{s2}} \text{ — współczynniki rozproszenia stojana i wirnika}$$

$$\sigma = 1 - k_1 k_2 \text{ — całkowity współczynnik rozproszenia,}$$

$$X_{s1} = X_{r1} + X_g \text{ — reaktancje całkowite stojana i wirnika,}$$

$$X_{s2} = X_{r2} + X_g$$

$$X_{r1}, X_{r2} \text{ — reaktancja rozproszenia uzwojenia stojana i wirnika,}$$

$$s \text{ — chwilowa wartość poślizgu.}$$

Prądy w uzwojeniach fazowych stojana i wirnika określone są zależnościami:

$$\begin{aligned}i_A &= K \left[\left(\Psi_{x2} - \frac{\Psi_{x1}}{k_2} \right) \cos \omega_1 t - \left(\Psi_{y2} - \frac{\Psi_{y1}}{k_2} \right) \sin \omega_1 t \right] \\ i_a &= K \left[\left(\Psi_{x1} - \frac{\Psi_{x2}}{k_1} \right) \cos(\omega_1 t - \varphi) - \left(\Psi_{y1} - \frac{\Psi_{y2}}{k_1} \right) \sin(\omega_1 t - \varphi) \right]\end{aligned}$$

gdzie

$$K = -\frac{\omega_1 k_2}{\sigma X_{1s}}$$

natomiast kąt φ wyznacza się z równania

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_1 (1 - s).$$

Moment elektromagnetyczny silnika określony jest wzorem

$$M_{el} = \frac{3}{2} p \omega_1 \frac{k_2}{X_{s1} \sigma} [\Psi_{x2} \Psi_{y1} - \Psi_{x1} \Psi_{y2}],$$

a moment mechaniczny $M_m = M_0 + M_{obc}(s)$,

gdzie:

M_0 — moment strat mechanicznych,

$M_{obc}(s)$ — zewnętrzny moment obciążenia silnika.

Przedstawiony model może być stosowany w silnikach małej mocy, gdy nie występuje zjawisko wypierania prądu, oraz gdy można pominąć zjawisko nasycenia obwodu magnetycznego. W silnikach średniej i dużej mocy oba te czynniki muszą być uwzględnione.

3.2. METODY UWZGLĘDNIENIA ZJAWISKA WYPIERANIA PRĄDU W PRĘCIE WIRNIKA

3.2.1. Metoda klasyczna

Zastępcze parametry uzwojenia wirnika silnika głębokożłobkowego określone są zależnościami:

$$\begin{aligned} R_2 &= R_a + k_R R_0 \\ X_{r2} &= X_a + k_X X_0 \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie:

R_a, X_a — część rezystancji i reaktancji uzwojenia wirnika niezależna od poślizgu,

R_0, X_0 — rezystancja i reaktancja części pręta znajdującej się w żłobku rdzenia przy równomiernym rozkładzie gęstości prądu.

Współczynniki k_R i k_X są funkcjami zredukowanej wysokości pręta ξ i zależą od kształtu pręta.

$$\xi = \alpha h$$

gdzie: h — wysokość pręta,

$$\alpha = \sqrt{\frac{b_p}{b_z} \frac{s\omega_1}{2} \mu \frac{\gamma}{1 + \alpha_t(\vartheta_2 - 20)}}$$

gdzie:

b_p, b_z — szerokość pręta i żłobka,

γ — przewodność właściwa materiału pręta w temperaturze 20°C,

α_t — cieplny współczynnik rezystancji materiału pręta,

ϑ_2 — temperatura uzwojenia wirnika,

μ — przenikalność magnetyczna materiału przewodowego; dla materiałów niemagnetycznych $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

Dla prętów o przekroju prostokątnym współczynniki k_R i k_X zostały wyprowadzone przez Fielda i wyrażają się zależnościami:

$$\begin{aligned} k_R &= \xi \frac{\sinh 2\xi + \sin 2\xi}{\cosh 2\xi - \cos 2\xi} = \varphi(\xi) \\ k_X &= \frac{3}{2\xi} \frac{\sinh 2\xi - \sin 2\xi}{\cosh 2\xi - \cos 2\xi} = \psi(\xi). \end{aligned} \quad (5)$$

Dla prętów trapezowych są one zależne od zbieżności pręta $\beta = \frac{b_{22}}{b_0}$ i zostały wyznaczone przez Laibla i podane w postaci wykresów przez Nürnberga [6].

Współczynniki wypierania prądu można aproksymować zależnościami

$$k_R = 1 \quad \text{dla } \xi \leq 1$$

$$k_R = \frac{\xi^2(\beta+1)}{1-\beta+2\beta\xi} \quad \text{dla } \xi > 1$$

oraz

$$k_X = 1 \quad \text{dla } \xi < 1.7 \quad (6)$$

$$k_X = \frac{1.5}{\xi} \frac{\gamma(\xi)}{\gamma(\beta)} \quad \text{dla } \xi \geq 1.7.$$

W pracy [5] współczynniki k_R i k_X aproksymowano wzorami:

$$\begin{aligned} k_R &= \varphi(\xi) b_R(s) \\ k_X &= \Psi(\xi) b_X(s) \end{aligned} \quad (7)$$

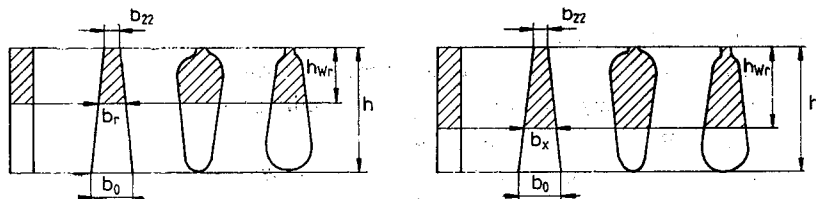
gdzie:

$$b_R(s) = 1 + \frac{1-\beta}{a_R\beta} \xi, \quad b_X(s) = 1 + \frac{1-\beta}{a_X\beta} \xi.$$

Współczynniki a_R , a_X zostały podane przez Nürnberga w pracy [6]. Przedstawione zależności określające współczynniki wypierania prądu są w pełni słuszne dla prętów prostokątnych, natomiast dla prętów trapezowych zostały one wyznaczone przy założeniu, że linie pola w żłobku są liniami równoległymi do podstawy pręta.

3.2.2. Metoda zastępczego pręta

Metoda zastępczego pręta [11] pozwala na wyznaczenie współczynników wypierania dla kilku różnych kształtów prętów, jednak takich, których szerokość zmienia się w sposób ciągły, bez uskoków (rys. 1). Polega ona na tym, że dla wyznaczenia współczynnika



Rys. 1. Określenie zastępczych wysokości pręta h_{wr} i h_{wx}

k_R rzeczywisty pręt zastępuje się prętem o wysokości h_{wr} , w którym straty przy prądzie stałym będą takie same jak straty w rzeczywistym pręcie przy nierównomiernym rozkładzie gęstości prądu. Wysokość zastępczego pręta jest mniejsza od wysokości pręta rzeczywistego h i wynosi

$$h_{wr} = \frac{h}{\varphi(\xi)}.$$

Dla wyznaczenia współczynnika k_X rzeczywisty pręt zastępuje się prętem o wysokości h_{wx} , który ma tę samą wartość współczynnika przewodności magnetycznej λ przy prądzie

stałym co pręt rzeczywisty przy prądzie przemiennym, przy czym

$$h_{wx} = h\psi(\xi).$$

Współczynniki wypierania prądu określa się zależnościami

$$k_R = \frac{S_0}{S_w}, \quad k_X = \frac{\lambda_w}{\lambda_0} \quad (8)$$

gdzie:

$S_0, (\lambda_0)$ — powierzchnia przekroju (współczynnik przewodności magnetycznej) rzeczywistego pręta o wysokości h

$S_w, (\lambda_w)$ — powierzchnia przekroju (współczynnik przewodności magnetycznej) pręta zastępczego o wysokości h_{wr} (h_{wx}).

Wyznaczone metodą zastępczego pręta współczynniki wypierania prądu dla pręta trapezowego mają postać [11]

$$k_R = \frac{1+\beta}{1-\beta+2\beta\varphi(\xi)} [\varphi(\xi)]^2$$

$$k_X = \frac{\beta^2-1}{\varepsilon^2-1} \frac{\frac{\varepsilon^2-3}{4} + \frac{\ln \varepsilon}{\varepsilon^2-1}}{\frac{\beta^2-3}{4} + \frac{\ln \beta}{\beta^2-1}} \quad (9)$$

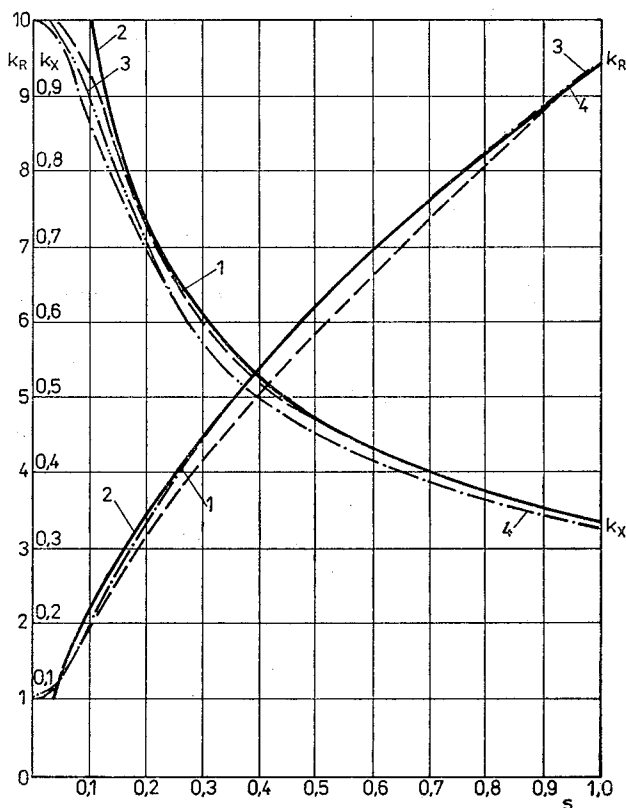
gdzie:

$$\varepsilon = \frac{b_{22}}{b_x} = \frac{\beta}{(1-\beta)\psi(\xi) + \beta}$$

Na rys. 2 przedstawiono przykładowo zmienność współczynników wypierania prądu k_R oraz k_X wyznaczonych dla silnika głębokożłobkowego typu SZJc 174tE o mocy $P_N = 250$ kW, napięciu $U_N = 6$ kV, z trapezowymi prętami wirnika o zbieżności $\beta = 0.3$. Z wykresów na rys. 2 wynika, że wszystkie przedstawione metody aproksymacyjne wyznaczania współczynników k_R i k_X dla pręta o przekroju trapezowym dają wartości zbliżone i nieznacznie różniące się między sobą.

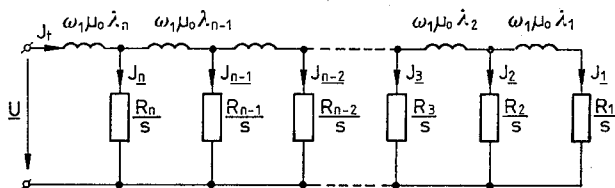
3.2.3. Metoda przewodów elementarnych

Wszystkie przedstawione metody uwzględnienia zjawiska wypierania prądu w prętach wirnika mogą być stosowane tylko dla najprostszych kształtów pręta. W przypadku bardziej złożonych kształtów zagadnienie to może być rozwiązane metodą przewodów elementarnych. Polega ona na tym [11], że pręt wypełniający żłobek dzieli się zgodnie z przebiegiem linii pola elektromagnetycznego na pewną, dostatecznie dużą liczbę przewodów elementarnych, z których każdy ma powierzchnię przekroju S_i , przewodność elektryczną γ_i i współczynnik przewodności magnetycznej λ_i . Przyjmuje się, że przewody w żłobku są od siebie oddzielone znikomo cienkimi warstwami izolacji i połączone poza rdzeniem.



Rys. 2. Zmienność współczynników k_R i k_X dla silnika SZJc 174tE. ($\beta = 0.3$)

1 — według wykresu Nürnberga [6], 2 — aproksymacja wzorami (6), 3 — aproksymacja wzorami (7), 4 — wyznaczonych metodą zastępczego pręta — wzory (9)



Rys. 3. Schemat zastępczy sieci przewodów elementarnych]

Układ przewodów elementarnych można traktować jak sieć elektryczną o n gałęziach równoległych, sprzężonych magnetycznie (rys. 3). Zakłada się, że gęstość prądu w każdym przewodzie jest stała. Rezystancja i -go przewodu elementarnego na jednostkę długości określona jest zależnością

$$R_i = \frac{1}{\gamma_i S_i} \quad (10)$$

a współczynnik przewodności magnetycznej, gdy linie pola ograniczające przewód ele-

mentarny są równoległe

$$\lambda_i = \frac{S_i}{c_i^2}, \quad (11)$$

gdzie c_i — długość środkowej linii pola między ściankami żłobka. Zgodnie ze schematem sieci, i -ty prąd określony jest zależnością

$$\underline{I}_i = \frac{R_{i-1}}{R_i} \underline{I}_{i-1} + j \frac{X_{i-1}}{X_i} \sum_{k=1}^{i-1} \underline{I}_k \quad i = 2, 3, \dots, n$$

przy czym $\underline{I}_1 = 1 + j0$

.....

$$\underline{I}_k = A_k + jB_k$$

.....

natomiast $\underline{I}_n = A_n + jB_n$

Całkowity prąd

$$\underline{I}_t = \sum_{i=1}^n \underline{I}_i = A_t + jB_t.$$

Napięcie

$$\underline{U} = \underline{I}_n \frac{R_n}{s} + jX_n \underline{I}_t = \underline{I}_t \left(\frac{R_w}{s} + jX_w \right).$$

Stąd rezystancja R_w i reaktancja X_w zastępcza całego obwodu wynosi

$$R_w = A'_n R_n \quad X_w = B'_n \frac{R_n}{s} + \omega_1 \mu_0 \lambda_n \quad (12)$$

gdzie

$$A'_n = \frac{A_n A_t + B_n B_t}{A_t^2 + B_t^2}, \quad B'_n = \frac{A_t B_n - A_n B_t}{A_t^2 + B_t^2}.$$

Istotnym problemem przy wyznaczaniu rezystancji R_w i reaktancji X_w zastępczej sieci pręta jest prawidłowe określenie rezystancji i współczynnika przewodności magnetycznej i -go przewodu, co zwłaszcza przy bardziej skomplikowanych kształtach prętów stanowi poważną trudność.

Całkowitą rezystancję i reaktancję klatki wirnika z uwzględnieniem wypierania prądu określa się z zależności

$$R_2 = R_a + R_{ws}, \quad X_{r2} = X_a + X_{ws}, \quad (13)$$

gdzie:

$$R_{ws} = R_w \frac{4m_1 l_2}{\dot{Z}_2} (z_1 k_{u1})^2, \quad X_{ws} = X_w \frac{4m_1 l_2}{\dot{Z}_2} (z_1 k_{u1})^2$$

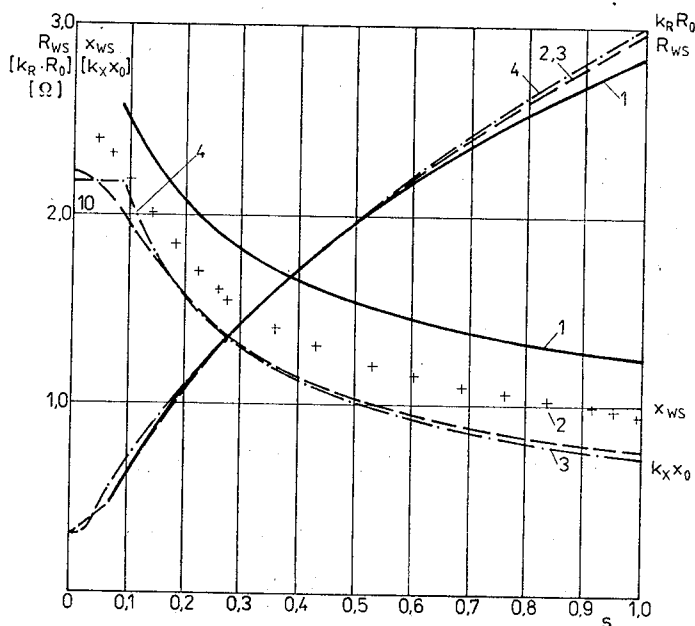
m_1 — liczba faz uzwojenia stojana,

z_1, k_{u1} — liczba zwojów i współczynnik uzwojenia stojana,

$\dot{Z}_2$ — liczba żłobków wirnika,

l_2 — długość żelaza wirnika.

Na rys. 4 przedstawiono przykładowe wartości części rezystancji i reaktancji uzwojenia wirnika zależnej od poślizgu dla silnika typu SZJc 174tE wyznaczone metodą przewodów elementarnych dla różnej liczby przyjętych do obliczeń przewodów. Dla porównania przedstawiono także wartości rezystancji i reaktancji wyznaczone metodą klasyczną przy zastosowaniu wzorów (6). W przebiegu krzywych jest widoczny wpływ doboru liczby



Rys. 4. Zmienność rezystancji i reaktancji części pręta zależnej od poślizgu dla silnika SZJc 174tE ($\beta = 0.3$); wypieranie prądu uwzględniono

— metodą przewodów elementarnych dla $n = 10$ — krzywa 1. $n = 20$ — krzywa 2. $n = 100$ — krzywa 3
— według wzorów aproksymacyjnych (6) — krzywa 4

przewodów elementarnych na wyniki obliczeń. W szczególności wpływ ten jest znaczny przy obliczaniu reaktancji. Przy dużej liczbie przewodów elementarnych ($n > 100$) zmienność reaktancji i rezystancji pokrywa się praktycznie z wynikami otrzymanymi z wykresów Nürnberga.

4. MODEL MATEMATYCZNY SILNIKA KLATKOWEGO Z WIELOBOWODOWYM ODWZOROWANIEM KLATKI WIRNIKA

4.1. RÓWNANIA PODSTAWOWE

Zjawisko wypierania prądu w pręcie wirnika silnika głębokożłobkowego można rozpatrywać jako zjawisko falowe wzdłuż jego wysokości, a więc pręt w żłobku wirnika można zastąpić linią długą o stałych rozłożonych. Zastępcza impedancja części żłobkowej pręta jest równa impedancji wejściowej linii długiej $Z_p(p)$, którą można aproksymować za pomocą impedancji dwójnika złożonego ze skończonej liczby gałęzi RL [8, 9, 10].

Na podstawie tak zbudowanego schematu zastępczego można zapisać równania modelu matematycznego silnika klatkowego z wieloobwodowym odwzorowaniem uzwojenia klatkowego, w układzie współrzędnych XYO [4, 7]

$$\frac{d}{dt} [\{I\}] = [M]^{-1} [\{U\} - (j\omega_1 [1] - j\omega [K]) [M] \{I\} - [R] \{I\}]$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{p^2}{J} \operatorname{Re} \left\{ j \left(L_g \sum_{i=1}^N I_{2i} \right) I_1^* \right\} - \frac{p}{J} M_m, \quad (14)$$

gdzie:

$U_1 = U_m e^{j\varphi} u$ — napięcie zasilające silnik

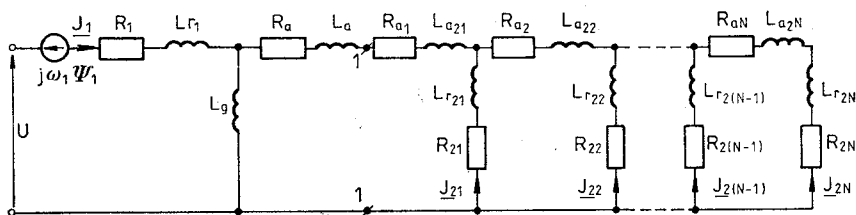
ω — prędkość kątowna wirnika,

$[M]$, $[R]$ — macierz indukcyjności i rezystancji silnika.

Model ten ściśle opisuje przebiegi dynamiczne w silniku głębokożłobkowym, gdy liczba obwodów zastępczych wirnika dąży do nieskończoności ($N \Rightarrow \infty$). Dla skończonej liczby obwodów można stosować schemat zastępczy wirnika, w którym wprowadza się formalne parametry (rys. 5)

$$L_{a2i} = L_{\sigma 2i} - L_{\sigma 2(i-1)}$$

$$R_{a2i} = R_{\sigma 2i} - R_{\sigma 2(i-1)}, \quad \text{dla } i = 1, 2, \dots, N.$$



Rys. 5. Schemat zastępczy silnika głębokożłobkowego z wieloobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika

Występujące w równaniu (14) wektory prądów i napięć oraz macierz indukcyjności i rezystancji mają postać

$$\{U\}^T = \{U_1, 0, \dots, 0\}, \quad \{I\}^T = \{I_1, I_{21}, \dots, I_{2N}\}$$

$[1]$ — macierz jednostkowa

$[K] = \operatorname{diag} (0, 1, 1, \dots, 1)$

Macierz indukcyjności $[M] = [L_g] + [L_a] + [L_{\sigma}] + [L_r]$

gdzie:

$$[L_g] = L_g \begin{bmatrix} 1 & \cdot & \cdot & 1 \\ \vdots & & & \vdots \\ 1 & \cdot & \cdot & 1 \end{bmatrix} \quad \text{— macierz indukcyjności od strumienia głównego}$$

$$[L_a] = L_a \begin{bmatrix} 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & 1 & \cdot & 1 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 1 & \cdot & 1 \end{bmatrix} \quad \text{— macierz indukcyjności elementów uwojenia wirnika wspólnych dla wszystkich klatek}$$

$$[L_\sigma] = \begin{bmatrix} L_{r1} & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & L_{\sigma 21} & \cdot & \cdot & L_{\sigma 21} \\ \cdot & \cdot & L_{\sigma 22} & \cdot & L_{\sigma 22} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & L_{\sigma 21} & L_{\sigma 22} & \cdot & L_{\sigma 2N} \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{— macierz indukcyjności rozproszenia stojana} \\ L_{r1} \text{ oraz indukcyjności rozproszeń wielokrot-} \\ \text{nych pomiędzy poszczególnymi obwodami} \\ \text{zastępczymi wirnika} \end{array}$$

$$[L_r] = \begin{bmatrix} 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & L_{r21} & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 0 & L_{r22} & 0 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & L_{r2N} \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{— macierz indukcyjności rozproszenia } i\text{-go obwo-} \\ \text{du zastępczego wirnika.} \end{array}$$

Macierz rezystancji $[R] = [R_f] + [R_a] + [R_\sigma]$

gdzie:

$$[R_f] = \begin{bmatrix} R_1 & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & R_{21} & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 0 & R_{22} & 0 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & R_{2N} \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{— macierz rezystancji uzwojenia stojana oraz re-} \\ \text{zystancji poszczególnych obwodów zastępczych} \\ \text{wirnika.} \end{array}$$

$$[R_\sigma] = \begin{bmatrix} 0 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & R_{\sigma 21} & \cdot & \cdot & R_{\sigma 21} \\ \cdot & \cdot & R_{\sigma 22} & \cdot & R_{\sigma 22} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & R_{\sigma 21} & R_{\sigma 22} & \cdot & R_{\sigma 2N} \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{— macierz rezystancji wielokrotnych } i\text{-go obwo-} \\ \text{du zastępczego wirnika.} \end{array}$$

$$[R_a] = R_a \begin{bmatrix} 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & 1 & \cdot & 1 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 1 & \cdot & 1 \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{— macierz rezystancji elementów uzwojenia wirnika wspólnych dla wszystkich klatek (pierścieni zwierających i części prętów poza żelazem).} \end{array}$$

W zależności od przyjętego sposobu aproksymacji schematu zastępczego wirnika, niektóre elementy poszczególnych macierzy mogą przyjmować wartości zerowe.

4.2. PARAMETRY ZASTĘPCZYCH OBWODÓW KLATKI WIRNIKA

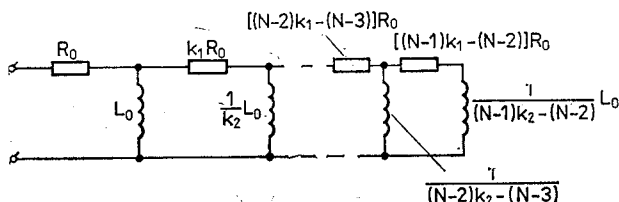
Istotną trudność przy wykonywaniu obliczeń stanów dynamicznych silnika indukcyjnego głębokożłobkowego stanowi określenie parametrów schematu zastępczego dla wieloobwodowego modelu klatki wirnika. Parametry R_1 , L_{r1} , L_g , $[R_a]$, L_a uzyskuje się w wyniku obliczeń konstrukcyjnych obwodu elektromagnetycznego silnika, natomiast parametry R_{2i} , L_{r2i} , L_{ai} , R_{ai} (dla $i = 1, \dots, N$) reprezentujące elementy klatki wirnika, w których występuje wypieranie prądu można wyznaczyć różnymi metodami [6, 7, 8, 9].

Stosunkowo prosta wydaje się metoda przedstawiona w pracach [6, 7] polegająca na rozwiązaniu równania Riccatiego, określającego impedancję operatorową pręta wirnika jako funkcję zmiennej przestrzennej x . Uzyskuje się wówczas dwójnik aproksymujący

pręt w postaci przedstawionej na rys. 6. Rezystancja R_{a2i} i reaktancja L_{r2i} dane są zależnościami

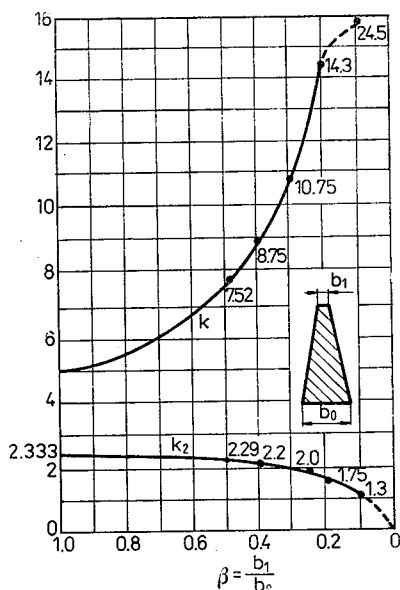
$$R_{a2i} = [(i-1)k_1 - (i-2)]R_0$$

$$L_{r2i} = \frac{X_0}{\omega_1} \frac{1}{(i-1)k_2 - (i-2)} \quad (15)$$



Rys. 6. Schemat dwójnika aproksymującego część pręta wirnika otoczoną żelazem

W tym przypadku występujące w modelu (14) parametry L_{a2i} a więc i $L_{\sigma 2i}$ oraz R_{2i} są równe zero. Współczynniki k_1 oraz k_2 dla prętów prostokątnych i trapezowych o różnej zbieżności zostały podane w postaci wykresu przez Nürnberga [6] — rys. 7.



Rys. 7. Wartości współczynników k_1 i k_2 dla prętów prostokątnych i trapezowych o dowolnej zbieżności [6]

5. UWZGLĘDNIENIE ZJAWISKA NASYĆCENIA OBWODU MAGNETYCZNEGO SILNIKA

Zjawisko nasycenia obwodu magnetycznego silnika powoduje istotne zmiany indukcyjności magnesującej oraz indukcyjności rozproszenia, zwłaszcza w nieustalonych stanach pracy, gdy występują znaczne wartości prądów w uzwojeniach stojana i wirnika. Zmiany

indukcyjności L_g nawet w szerokich granicach nie mają istotnego wpływu na przebiegi dynamiczne silnika. Przebiegi te zależą jednak dość silnie od zmian reaktancji rozproszenia. Zmienność reaktancji rozproszenia spowodowaną nasyceniem rdzenia wyznaczono wykorzystując metodę H.M. Normana, zmodyfikowaną przez A. Głowackiego [3, 11] i przystosowaną do obliczeń przebiegów dynamicznych zgodnie z [1]. Zastosowana metoda syntetyczna oparta jest na wyznaczonym eksperymentalnie współczynniku nasyceniowym, wspólnym dla stojana i wirnika, aproksymowanym wzorem [11]

$$\kappa = \frac{5.25}{B_{f\delta}^2 + 7} + 0.25, \quad (16)$$

gdzie $B_{f\delta}$ — fikcyjna indukcja w szczeliny powietrznej, będąca funkcją zastępczej skutecznej wartości prądu $B_{f\delta} = f(I_1)$

$$I_1 = \sqrt{\frac{i_A^2(t) + i_B^2(t) + i_C^2(t)}{3}}$$

gdzie $i_A(t)$, $i_B(t)$, $i_C(t)$ — wartości chwilowe prądów w poszczególnych uzwojeniach fazowych stojana.

Indukcyjności rozproszenia uzwojenia stojana nasyczone określone są zależnością

$$L_{r1} = \frac{X_{r1}}{\omega_1} = \frac{1}{\omega_1} (X_{c1} + X_{R10}\kappa + X_{z1nas}) \quad (17)$$

gdzie

$$X_{z1nas} = X_{z10} \left(1 - \frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1} \right),$$

przy czym

X_{c1} , X_{R10} , X_{z10} — reaktancje rozproszenia połączeń czołowych, rozproszenia różnicowego i rozproszenia żłobkowego uzwojenia stojana w stanie nienasyconym

λ_1 — współczynnik przewodności żłobkowej stojana

$\Delta\lambda_1$ — zmiana współczynnika przewodności żłobkowej stojana spowodowana nasyceniem obwodu magnetycznego.

Dla silników indukcyjnych o mocy od 100 do 1000 kW i dowolnych kształtów żłobka (oprócz żłobków zamkniętych) zmiana współczynnika przewodności żłobkowej dana jest zależnością [3]

$$\Delta\lambda_1 = \left(\frac{h_{41}}{b_{41}} + \frac{b_{21}}{0.5b_{21} + b_{41}} \right) \frac{1.5(t_1 - b_{41})(1 - \kappa)}{2b_{41} + b_{21} + (t_1 - b_{41})(1 - \kappa)} \quad (18)$$

gdzie:

h_{41} , b_{41} — wysokość i szerokość szczyrbinki żłobkowej żłobka stojana,

b_{21} — szerokość żłobka stojana u podstawy sklepienia,

t_1 — podziałka żłobkowa stojana.

Dla modelu z jednoobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika indukcyjności rozproszenia uzwojenia wirnika w stanie nasycenia wyznacza się z zależności

$$L_{r2} = \frac{X_{r2}}{\omega_1} = \frac{1}{\omega_1} (X_{c2} + X_{R20}\kappa + X_{z2nas}) \quad (19)$$

gdzie

$$X_{z2nas} = X_{za} + X_{ws} - \omega_1 \mu_0 \Delta \lambda_2 4m_1 \frac{L_2}{Z_2} (z_1 k_{u1})^2,$$

przy czym

X_{c2} , X_{R20} , X_{za} — reaktancje rozproszenia połączeń czołowych, rozproszenia różnicowego i część reaktancji żłobkowej niezależna od poślizgu uzwojenia wirnika w stanie nienasyconym,

$\Delta \lambda_2$ — zmiana współczynnika przewodności żłobkowej wirnika (określona wzorem analogicznym jak dla uzwojenia stojana).

Dla modelu z wieloobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika zakłada się, że zjawisko nasycenia wpływa jedynie na wartość indukcyjności L_a wspólnej dla wszystkich obwodów zastępczych. W tym przypadku indukcyjność L_a w stanie nasycenia wyraża się zależnością:

$$L_a = \frac{X_a}{\omega_1} = \frac{1}{\omega_1} (X_{c2} + X_{R20} + X_{zanas}) \quad (20)$$

gdzie

$$X_{zanas} = X_{za} \left(1 - \frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_{za}} \right).$$

6. OBLICZENIE CHARAKTERYSTYK DYNAMICZNYCH SILNIKA INDUKCYJNEGO GŁĘBOKOŻŁBKOWEGO RÓŻNYMI METODAMI

W celu porównania wyników uzyskanych za pomocą różnych modeli matematycznych przy wyznaczaniu charakterystyk stanów nieustalonych silnika indukcyjnego klatkowego wykonano obliczenia czasowych przebiegów momentu elektromagnetycznego, prądu i prędkości obrotowej w warunkach rozruchu dla silnika indukcyjnego głębokożłobkowego typu SZIc 194tE, o mocy $P_N = 400$ kW, napięciu $U_N = 6$ kV o prętach prostokątnych i trapezowych o zbieżności $\beta = 0.3$. Pręty mają tę samą wysokość i to samo pole przekroju. Obliczenia wykonano przy wykorzystaniu:

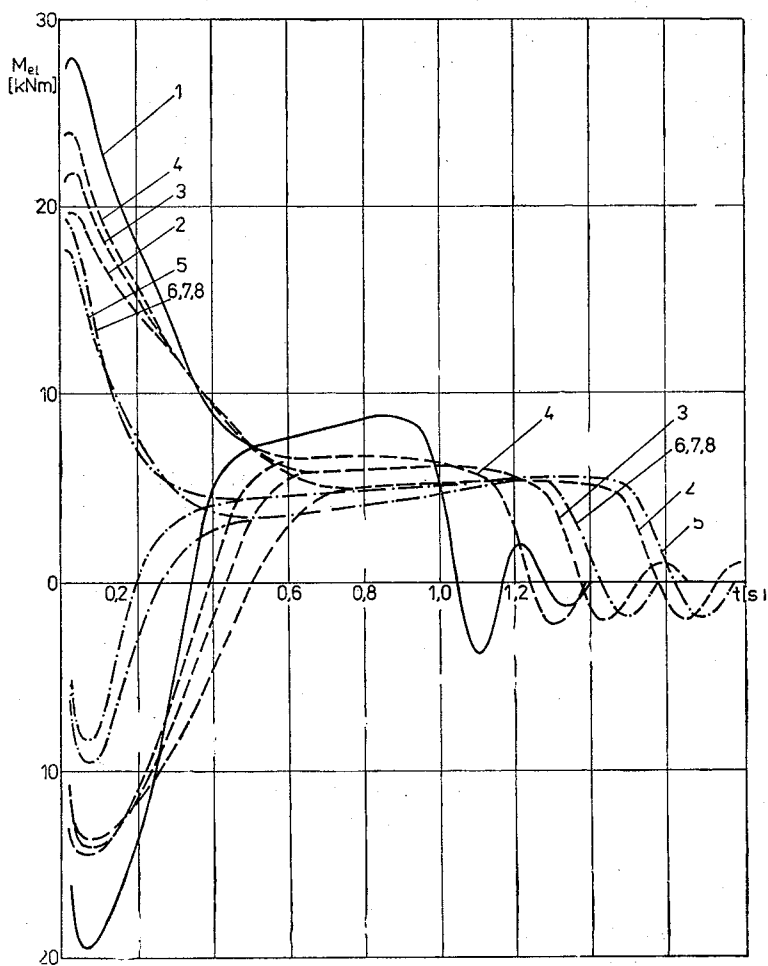
— modelu z jednoobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika, przy uwzględnieniu zjawiska wypierania prądu w pręcie

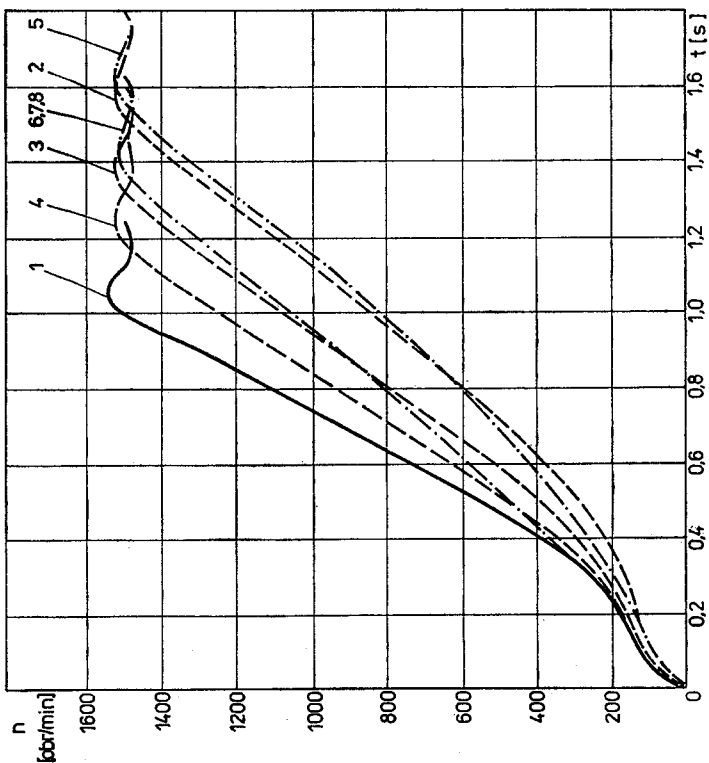
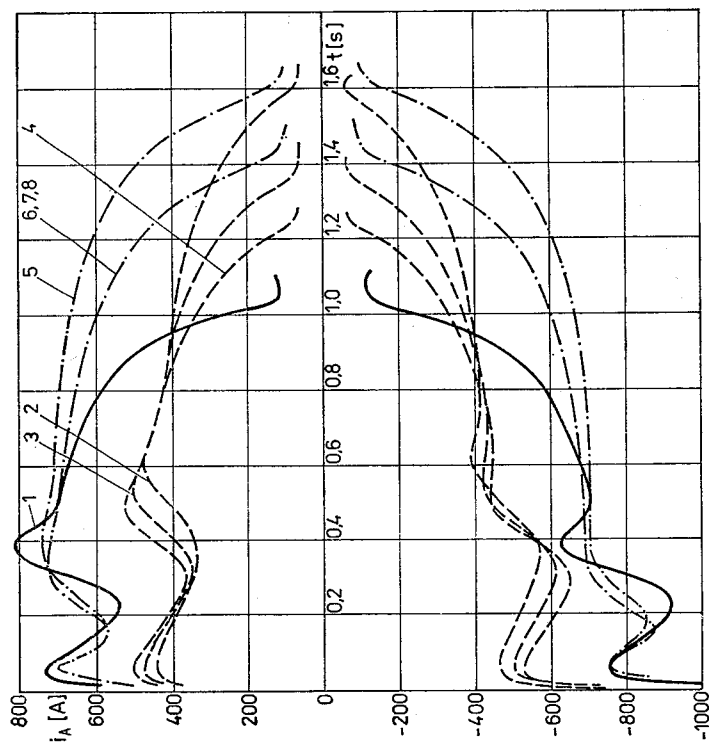
a) metodą klasyczną,

b) metodą przewodów elementarnych, przy podziale pręta na $n = 10, 20, 100$ przewodów elementarnych,

— modelu z wieloobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika, dla różnej liczby obwodów zastępczych ($N = 2, 3, 5, 10$).

We wszystkich obliczeniach uwzględniono zjawisko nasycenia obwodu magnetycznego według metody podanej w punkcie 5. Wszystkie obliczenia wykonano dla rozruchu silnika bez obciążenia, przy zasilaniu sztywnym, symetrycznym napięciem znamionowym o tak dobranym kącie przesunięcia fazowego, aby uzyskać w danym uzwojeniu fazowym maksymalną wartość składowej aperiodycznej prądu. Przebiegi obwiedni momentu

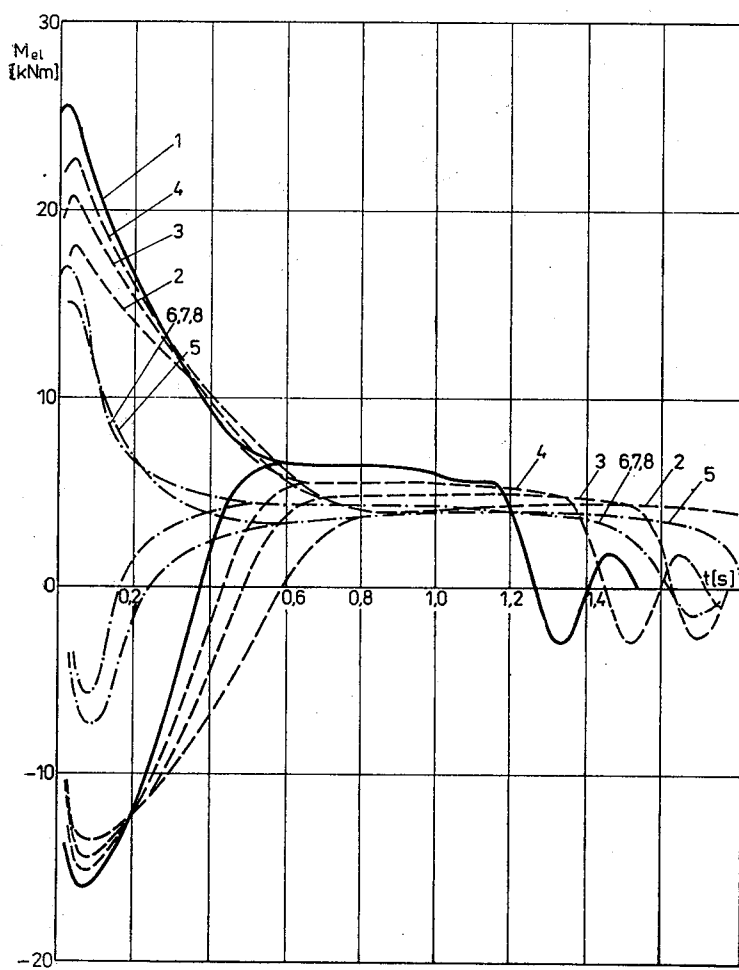


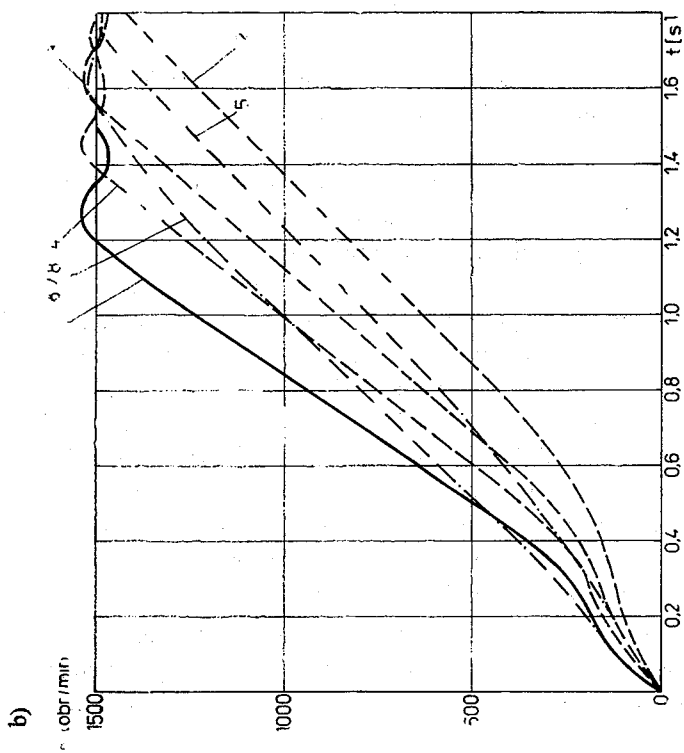
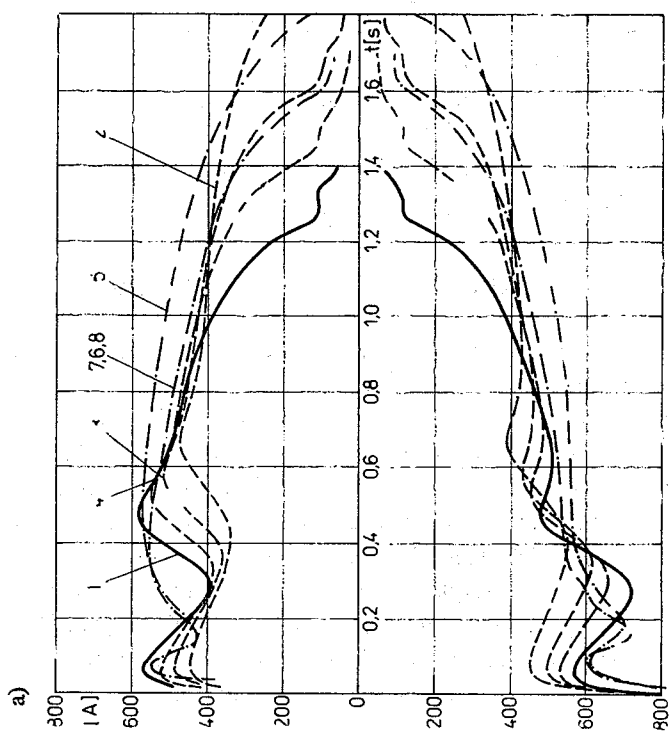


Rys. 8. Charakterystyki rozruchowe silnika SZJc 194tE o prostokątnych prędkach wirnika: a) obwiednia momentu elektromagnetycznego, b) obwiednia prądu fazowego stojana, c) prędkość obrotowa

— model jednoobwodowy, zjawisko wypierania uwzględniono metodą klasyczną [6] — krzywa 1, metodą przewodów elementarnych dla $n = 10$ — krzywa 2, $n = 20$ — krzywa 3, $n = 100$ — krzywa 4

— model wieloobwodowy dla liczby obwodów $N = 2$ — krzywa 5, $N = 3$ — krzywa 6, $N = 5$ — krzywa 7, $N = 10$ — krzywa 8





Rys. 9. Charakterystyki rozruchowe silnika SZJc 194tE o trapezowych pręciach wirnika ($\beta = 0.3$); a) obwiednia momentu elektromagnetycznego, b) obwiednia prądu fazowego stojana, c) prędkość obrotowa

— model jednoobwodowy, zjawisko wypierania uwzględniono metodą klasyczną [6] — krzywa 1, metodą przewodów elementarnych dla $n = 10$ — krzywa 2, $n = 20$ — krzywa 3, $n = 100$ — krzywa 4

— model wieloobwodowy dla liczby obwodów $N = 2$ — krzywa 5, $N = 3$ — krzywa 6, $N = 5$ — krzywa 7, $N = 10$ — krzywa 8

elektromagnetycznego, obwiedni prądu fazowego stojana oraz przebieg prędkości obrotowej dla silnika z prostokątnymi prętami wirnika podano na rys. 8, natomiast na rys. 9 — dla silnika z prętami trapezowymi.

Jak wynika z przedstawionych wyników obliczeń, zastosowanie różnych modeli matematycznych silnika indukcyjnego do wyznaczania przebiegów dynamicznych daje różne wartości amplitud momentu dynamicznego. Charakterystyki momentu dynamicznego wyznaczone przy zastosowaniu klasycznego modelu z jednoobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika osiągają wartości największe i najkrótszy czas trwania stanu nieustalonego. Uwzględnienie zjawiska wypierania prądu w prętach wirnika metodą przewodów elementarnych daje wartości nieco mniejsze, ale w miarę zwiększania liczby przewodów elementarnych, a więc przy zwiększonej dokładności tej metody, wartości te zbliżają się do przebiegów wyznaczonych przy uwzględnieniu zjawiska wypierania prądu metodą klasyczną. Należy podkreślić, że dokładność wyników uzyskanych przy zastosowaniu metody przewodów elementarnych zależy w istotny sposób od tego, czy podział pręta na przewody elementarne jest zgodny z przebiegiem linii pola elektromagnetycznego w żłobku, przy założeniu równomiernego rozkładu gęstości prądu w pręcie.

Charakterystyki wyznaczone na podstawie modelu z wieloobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika dają wartości amplitud momentu elektromagnetycznego wyraźnie mniejsze w porównaniu z modelem jednoobwodowym oraz dłuższe czasy trwania stanu nieustalonego.

Charakterystyki prądu rozruchowego wyznaczone na podstawie modelu jednoobwodowego i wieloobwodowego praktycznie pokrywają się w części początkowej rozruchu. W dalszym okresie przebiegi te różnią się ze względu na różne czasy trwania rozruchu wynikające ze stosowania różnych metod.

W modelu wieloobwodowym silnika indukcyjnego stosowano do obliczeń różną liczbę obwodów odwzorowujących klatkę wirnika ($N = 2, 3, 5, 10$). W wyniku obliczeń można stwierdzić, że przy liczbie obwodów $N \geq 3$ charakterystyki dynamiczne momentu, prądu rozruchowego i prędkości obrotowej praktycznie się pokrywają.

7. PORÓWNANIE WYNIKÓW OBLICZEŃ I POMIARÓW

Jak wykazano w punkcie 6, charakterystyki dynamiczne wyznaczone różnymi metodami dają wyniki znacznie różniące się. Te różnice są szczególnie duże w początkowym przebiegu momentu elektromagnetycznego i w czasie trwania stanu nieustalonego. W celu oceny dokładności otrzymanych na drodze obliczeniowej charakterystyk, wykonano pomiary przebiegów rozruchowych dla silnika głębokożłobkowego typu SZJc 1910s-2E o mocy 160 kW, napięciu 6 kV, o trapezowych prętach wirnika ($\beta = 0.3$) [2]. Pomiary wykonano metodą tensometryczną. Dla tego silnika, dla wybranych przypadków pomiarowych wykonano obliczenia charakterystyk dynamicznych, stosując różne modele silnika indukcyjnego i różne metody uwzględnienia zjawiska wypierania prądu. We wszystkich obliczeniach uwzględniono zjawisko nasycenia obwodu magnetycznego. Ponadto, w przeprowadzonych obliczeniach uwzględniono zmianę napięcia zasilającego silnik,

zakładając, że podczas rozruchu zmienia się ono liniowo od wartości początkowej U_0 do wartości końcowej U_k . Należy zaznaczyć, że dla dokładnego obliczenia przebiegów czasowych dość istotną sprawą jest ustalenie temperatury uzwojeń podczas rozruchu, a w szczególności uzwojenia klatkowego wirnika. Charakterystyki dynamiczne obwiedni momentu elektromagnetycznego, obwiedni prądu oraz prędkości obrotowej pomierzone i obliczone różnymi metodami podano na rys. 10.

W przebiegu momentu elektromagnetycznego (rys. 10a) obszar zakreskowany jest rozrzutem wyników pomiarowych, uzyskanych podczas kilku rozruchów. Jak wynika z przedstawionych na rys. 10a przebiegów, uzyskuje się dużą zgodność wyników pomiarowych z wynikami obliczeń metodą modelu z wieloobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika. Ta zgodność jest wyraźna w okresie występowania oscylacji momentu elektromagnetycznego. W dalszej części rozruchu wartości obliczone są mniejsze od pomierzonych i w konsekwencji obliczony czas trwania rozruchu jest nieco większy od pomierzonego. Można stąd wnioskować, że schemat aproksymujący klatkę wirnika (rys. 6) jest bardziej dokładny dla dużych poślizgów niż dla małych. Należy natomiast podkreślić dużą zgodność obliczeń i pomiarów czasu trwania oscylacji momentu elektromagnetycznego. Wyniki obliczeń przy zastosowaniu modelu jednoobwodowego w początkowym okresie rozruchu dają wartości znacznie większe (około $1,5 \div 2$ razy) w porównaniu z wynikami pomiarów, a obliczony czas trwania oscylacji jest znacznie dłuższy od pomierzonego. Przebiegi czasowe prądu wyznaczone przy pomocy modelu jedno- i wieloobwodowego są do siebie zbliżone.

Na rys. 11 przedstawiono charakterystyki momentu i prądu pomierzone i obliczone w oparciu o wieloobwodowy model klatki wirnika dla początkowego okresu rozruchu. Widoczna jest dobra zgodność wyników pomierzonych i obliczonych.

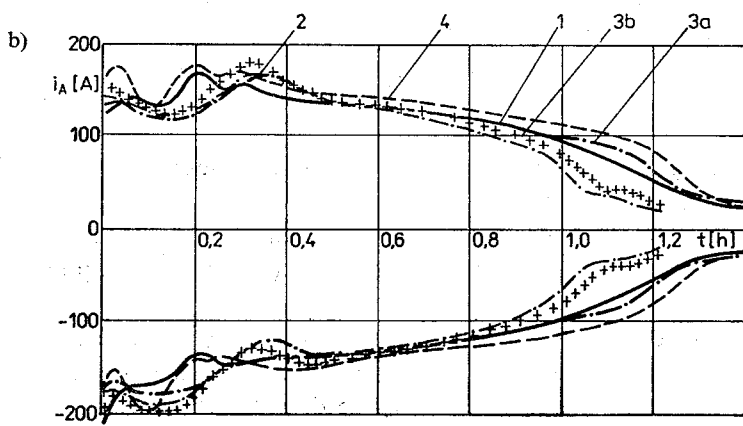
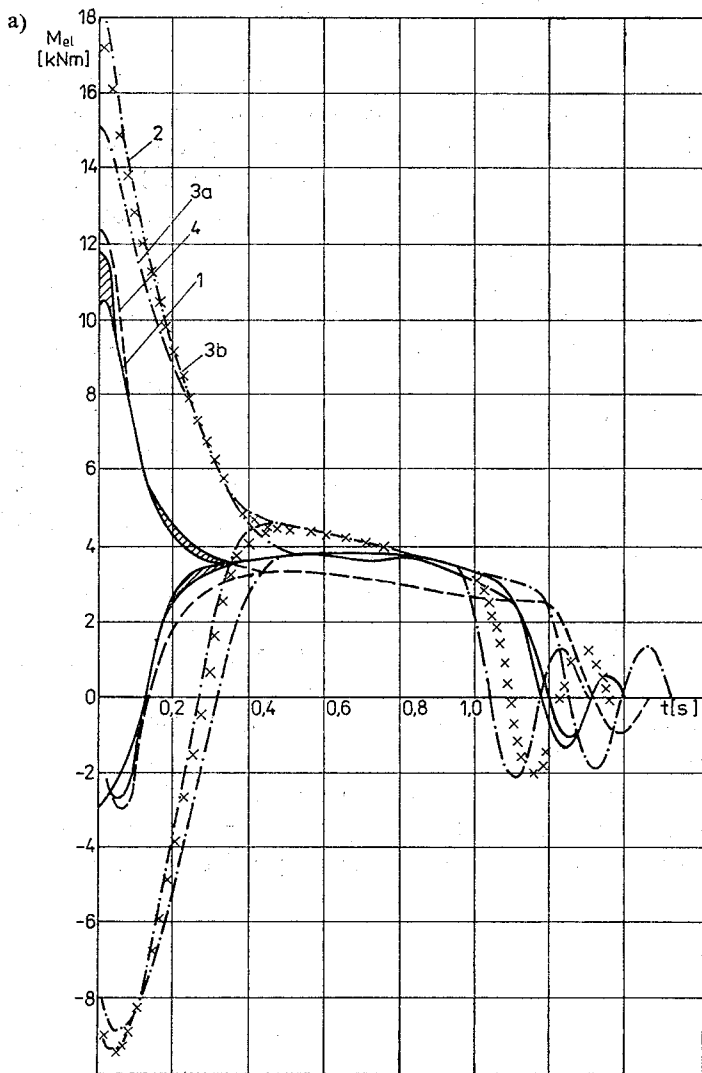
WNIOSKI

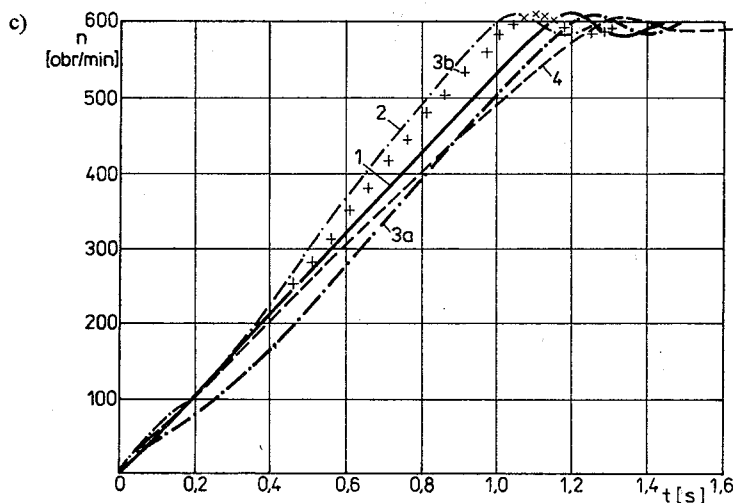
Dokonana analiza zastosowania różnych modeli matematycznych silnika głęboko-
złobkowego do wyznaczania charakterystyk rozruchowych dla silników z prętami prostokątnymi i trapezowymi pozwala na następujące wnioski;

1. Zastosowanie do obliczeń charakterystyk rozruchowych modelu matematycznego silnika z wieloobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika daje wartości momentu elektromagnetycznego zbliżone do wartości pomierzonych, w szczególności w początkowym okresie rozruchu, gdy występują oscylacje momentu. Obliczony czas trwania oscylacji dobrze pokrywa się z wartością pomierzoną.

2. Wyniki obliczeń momentu dynamicznego, prądu i prędkości obrotowej za pomocą modelu wieloobwodowego dla liczby obwodów zastępczych $N \geq 3$ praktycznie pokrywają się.

3. Zastosowanie do obliczeń charakterystyk rozruchowych modelu matematycznego silnika z jednoobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika daje wartości momentu dynamicznego większe od pomierzonych (około 1.5 do 2.0 krotnie). Obliczony czas trwania oscylacji momentu jest także większy od pomierzonego.





Rys. 10. Charakterystyki rozruchowe silnika SZJc 1910s-2E; a) obwiednia momentu elektromagnetycznego, b) obwiednia prądu fazowego stojana, c) prędkość obrotowa

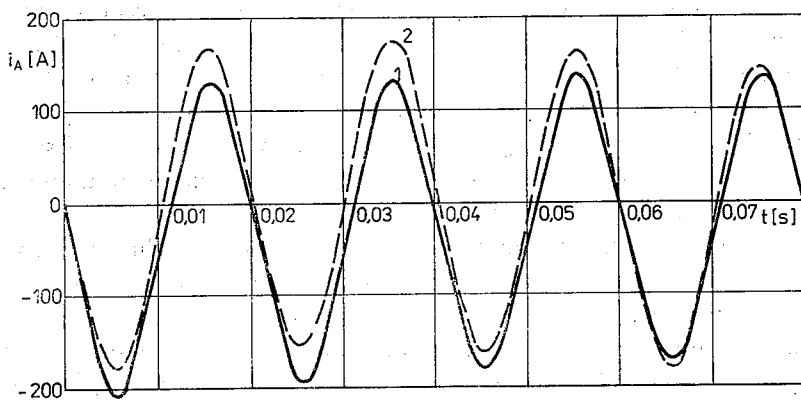
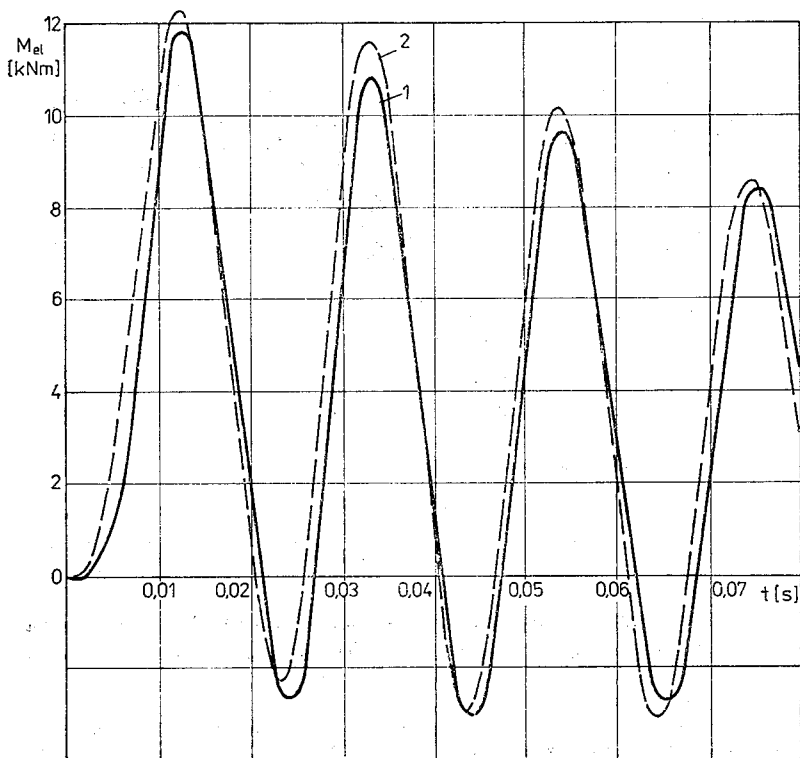
— wyniki pomiarów — krzywa 1
 — model jednoobwodowy, zjawisko wypierania uwzględniono metodą klasyczną [6] —
 krzywa 2, metodą przewodów elementarnych dla $n = 20$ — krzywa 3a, $n = 100$ — krzywa 3b
 — model wieloobwodowy dla $N = 3$ — krzywa 4

4. W wyniku porównania charakterystyk dynamicznych wyznaczonych przy pomocy modelu jednoobwodowego przy różnym sposobie uwzględnienia zjawiska wypierania prądu w pręcie, można stwierdzić, że wyniki uzyskane przy użyciu metody przewodów elementarnych dla dużej liczby przewodów dążą do wyników wyznaczonych przy zastosowaniu metody klasycznej. Przewagą metody przewodów elementarnych jest to, że może być stosowana dla dowolnego kształtu pręta, jednakże wymaga ona podziału pręta możliwie dokładnie z przebiegiem linii pola w żłobku.

5. Przebiegi prądu rozruchowego obliczone przy pomocy modelu jedno- i wieloobwodowego są do siebie zbliżone i praktycznie zgodne z wynikami pomiarów.

6. Zastosowanie do obliczeń modelu matematycznego z wieloobwodowym odwzorowaniem klatki wirnika zostało przeanalizowane dla silników z prętami prostokątnymi i trapezowymi. W przypadku innych kształtów pręta (klatki zalewane) istotną trudność stanowi określenie parametrów zastępczych obwodów wirnika.

7. Istotnym elementem w obliczeniach charakterystyk dynamicznych silnika jest uwzględnienie nasycenia obwodu magnetycznego.



Rys. 11. Charakterystyki dynamiczne w początkowym okresie rozruchu silnika SZJc 1910s-2E; a) moment elektromagnetyczny, b) prąd fazowy stojana

1 — wyniki pomiarów

2 — wyniki obliczeń w oparciu o model wieloobwodowy dla $N = 3$

BIBLIOGRAFIA

1. M. Dems: *Przebiegi dynamiczne silnika indukcyjnego z uwzględnieniem zjawiska nasycenia obwodu magnetycznego*. Zeszyty Naukowe P.Ł. Elektryka, 1983, z. 74
2. M. Dems, F. Sobczak: *Wyznaczanie przebiegów dynamicznych wysokonapięciowych silników indukcyjnych głębokożłobkowych*. Opracowanie P.Ł. nr. 4524, Łódź, 1985
3. A. Głowacki: *Obliczanie i pomiary prądu i momentu rozruchowego silników indukcyjnych o mocy rzędu 100—1000 kW*. Zeszyty Problemowe Komel, 1972, nr 16
4. J. Kudła, W. Paszek, Z. Pawelec: *Badanie rozruchu i ponownego załączania silników indukcyjnych głębokożłobkowych w elektrodynamicznym stanie nieustalonym*. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej Elektryka, 1978, z. 61
5. K. Macek, T. Orłowska-Kowalska: *Metoda wyznaczania parametrów modelu matematycznego silnika asynchronicznego głębokożłobkowego w elektrodynamicznym stanie nieustalonym*. Archiwum Elektrotechniki, 1981, nr 1
6. W. Nürnberg: *Die Asynchronmaschine*. Berlin, Heidelberg, New York, 1976
7. T. Orłowska-Kowalska, K. Macek: *Modelowanie matematyczne procesów przejściowych w silnikach asynchronicznych głębokożłobkowych*. Archiwum Elektrotechniki, 1983, nr 3—4
8. W. Paszek: *Dynamika silników indukcyjnych z wirnikiem głębokożłobkowym*. Przegląd Elektrotechniczny, 1979, nr 5
9. W. Paszek: *Wpływ stałych rozłożonych w klatkach wirników głębokożłobkowych na przebiegi elektrodynamiczne silników indukcyjnych*. Zeszyty Naukowe Pol. Śląskiej, 1978, z. 61
10. W. Paszek: *Stany nieustalone maszyn elektrycznych prądu przemiennego*. Warszawa: WNT, 1986
11. T. Śliwiński, A. Głowacki: *Parametry rozruchowe silników indukcyjnych*. Warszawa: PWN, 1982

M. DEMS, T. KOTER

THE STARTING PERIOD OF SQUIRREL-CAGE INDUCTION MOTOR

Summary

The paper presents a survey of equivalent circuits and related mathematical models of squirrel-cage motors. The with one-way and multi-way representation of the rotor squirrel-cage winding are considered in detail, taking into account the effect of the magnetic circuit saturation. The results of calculations concerning the starting period of a motor are presented and compared with experimental data.

M. DEMS, T. KOTER

DEMMARAGE DU MOTEUR D'INDUCTION À CAGE

Résumé

Dans l'article on a présenté les différents schémas et modèles mathématiques du moteur d'induction à cage pour l'analyse des régimes transitoires. On a étudié le schéma équivalent avec application d'un unicircuit et polycircuit enroulement à cage du moteur. On a présenté les résultats de calcul et on les a comparés avec ceux de mesures.

M. DEMS, T. KOTER

ANLASSVERLAUF BEI INDUKTIONSKÄFIGMOTOREN

Zusammenfassung

Im Artikel wurde eine Übersicht über die Ersatzschemas und die entsprechenden mathematischen Modelle von Induktionskäfigmotoren angegeben, die bei der Analyse von nichtstationären Vorgängen angewandt werden. Man erwog ein Ersatzbild mit ein und mehrkreisiger Nachbildung der Rotorkäfigwicklung. Die dargestellte Berechnungsmethode berücksichtigt die Sättigung des magnetischen Motorstromkreises. Es werden Berechnungsergebnisse betreffs der Anlaßverläufe eines Asynchronmotors angeführt, und mit den Meßergebnissen verglichen.

М. ДЕМС, Т. КОТЭР

ПУСК АСИНХРОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Резюме

Представлено сравнение различных эквивалентных схем и соответствующих им математических моделей асинхронного двигателя для анализа переходных процессов. Рассмотрена эквивалентная схема с одноцепной и многоцепной моделью клетки ротора. Представлен метод учёта насыщения магнитопровода двигателя. Представлены результаты расчётов переходных характеристик асинхронного двигателя при использовании различных моделей, которые сравнены с результатами экспериментов.

Rodzaje deformacji jarzma stojana w silnikach jednofazowych w warunkach pola eliptycznego i mimośrodowości

GRAŻYNA FRYDRYCHOWICZ-JASTRZĘBSKA

Instytut Elektrotechniki Przemysłowej, Politechnika Poznańska

Otrzymano 1987.10.21

Autoryzowano do druku 1988.02.17

Przeprowadzono analizę powstawania deformacji jarzma stojana w silnikach jednofazowych pod wpływem sił promieniowych rozciągania pochodzenia magnetycznego. W rozważaniach uwzględniono wpływ pola eliptycznego jak i mimośrodowości.

1. WPROWADZENIE

W środowisku, w którym występuje pole magnetyczne o składowych indukcji: normalnej do powierzchni B_n oraz stycznej do powierzchni B_s jednostkową siłę zapisać można:

$$p = \frac{\mu_r - 1}{2\mu_0\mu_r} (B_n^2 + \mu_r B_s^2) I_n \quad (1)$$

gdzie:

μ_r — przenikalność magnetyczna względna ciała,

I_n — wektor jednostkowy normalny do powierzchni.

Jeżeli przenikalność magnetyczna $\mu_r \gg 1$, przyjąć można $B_s = 0$, zależność powyższa przechodzi w:

$$p_r = \frac{B_n^2}{2\mu_0} I_n \quad (2)$$

Za B_n podstawić należy rozkład składowej normalnej indukcji na powierzchni rdzenia. Zależność określająca jednostkową siłę promieniową w szczeliny powietrznej maszyny elektrycznej w ogólnej postaci przedstawia się następująco:

$$p_r = P_r \cos(r\alpha - \varphi) \quad (3)$$

przy czym: P_r — amplituda fali siłowej promieniowej, r — rząd fali siłowej, φ — kąt przesunięcia osi pola względem punktu na obwodzie, od którego odmierzona jest współrzędna kątowa α .

Szczególne niebezpieczeństwo powstania wibracji maszyny istnieje dla niskiego rzędu

r fali siłowej. Dla większych liczb porządkowych r siła ma krótkie ramię dźwigni, a zatem z punktu widzenia powstawiania drgań jest to przypadek korzystniejszy.

Ponieważ wirnik większości maszyn, szczególnie małych i średnich mocy (a do takich zalicza się silniki jednofazowe), przyjąć można jako masywny cylinder — oczywiście jest, że decydujące znaczenie mają vibracje stojana. I one to są głównym źródłem hałasu pochodzenia magnetycznego. Ponadto zauważyć należy, że w stosunku do drgań jarzma stojana, drgania jego zębów są pomijalnie małe. Aby otrzymać miarę porównawczą dla amplitudy drgań zębów, przedstawić ją należy w stosunku do amplitudy drgań jarzma przy równej częstotliwości i takim samym oddziaływaniu rozciągania magnetycznego G_{rm} na jednostkę długości. Porównanie przeprowadza się tylko dla drgań wzdłużnych, gdyż w przypadku zębów drgania zginania wskutek zapełnienia żłobków zostają stłumione.

Odształcenie statyczne jarzma [7]:

$$Y_j = \frac{Rr}{Eh} G_{rm}. \quad (4)$$

Odształcenie statyczne zębów natomiast [7]:

$$Y_z = \frac{h_z}{E} G_{rm}, \quad (5)$$

przy czym: E — moduł sprężystości dla blachy silnikowej, h — wysokość jarzma, R — promień wytoczenia stojana, r — średni promień jarzma, h_z — wysokość zęba, G_{rm} — siła rozciągania magnetycznego.

A zatem:

$$\frac{Y_z}{Y_j} = \frac{h_z h}{Rr} \ll 1. \quad (6)$$

Po tych rozważaniach stwierdzić można, że drgania zębów są prawie bez wpływu na powstanie hałasu magnetycznego. Przyczyny powstawania hałasu szukać należy w drganiach jarzma. Dla dalszych rozważań stojan uznać więc można za wydrążony cylinder naciskany od wewnątrz zmieniając zmieniającą się w czasie siłą.

Rodzaj deformacji pakietu stojana zależy od liczby porządkowej r . I tak dla liczby porządkowej $r = 0$ występuje czyste działanie rozciągające i ściskające („oddychanie”) — promiennik rzędu zerowego. Dla $r = 1$ wszystkie siły wzbudzające drgania spowodowane są do jednej wirującej siły wypadkowej przyłożonej do środka ciężkości maszyny — powstaje nie zrównoważony jednostronny naciąg magnetyczny. Dla $r = 2$ zachodzi eliptyczna deformacja pakietu. Deformacja rdzenia w przypadku działania sił promieniowych o wyższych liczbach porządkowych nie odgrywają znaczącej roli w silnikach jednofazowych, ponieważ odształcenia te zależą od wysokości jarzma [7]. Jedynie większe deformacje rdzenia powstają wówczas dla częstotliwości rezonansowych.

2. POLE MAGNETYCZNE, SIŁY PROMIENIOWE I DEFORMACJE JARZMA STOJANA W SILNIKU JEDNOFAZOWYM Z FAZĄ POMOCNICZĄ

Pola odpowiedzialne za vibracje i szum magnetyczny przedstawić można przy pomocy rozkładu przepływu wzdłuż obwodu rdzenia i oporu magnetycznego miejscowego szcze-

liny dla linii sił przechodzącej przez punkt o współrzędnej α :

$$B(\alpha, t) = [F_{st}(\alpha, t) + F_r(\alpha, t)] \frac{1}{R_m(\alpha)}, \quad (7)$$

gdzie:

$F_{st}(\alpha, t)$, $F_r(\alpha, t)$ — wartość wypadkowej siły magnetomotorycznej odpowiednio stojana i wirnika dla współrzędnej przestrzennej α ,

$R_m(\alpha)$ — opór magnetyczny miejscowy dla linii sił przechodzącej przez punkt o współrzędnej α ,

$$\alpha = \frac{\pi}{\tau} x, \tau — \text{podziałka biegunowa.}$$

Pola magnetyczne silnika jednofazowego z fazą pomocniczą wytwarzane przez uzwojenia stojana przesunięte względem siebie o kąt γ , przesunięte są względem siebie fazowo o kąt β . Można je przedstawić następująco:

$$F_{st}(\alpha, t) = \frac{1}{2} [F_{av} \cos(\nu\alpha - \omega_\nu t) + F_{bv} \cos(\nu\alpha - \omega_\nu t + \varrho_1)] + \frac{1}{2} [F_{av} \cos(\nu\alpha + \omega_\nu t) + F_{bv} \cos(\nu\alpha + \omega_\nu t + \varrho_2)], \quad (8)$$

gdzie:

F_{av} , F_{bv} — amplitudy ν -tych harmonicznich krzywej przepływu pól pulsujących stojana (fazy głównej i pomocniczej) $\varrho_1 = -\gamma + \beta$, $\varrho_2 = -(\gamma + \beta)$.

Strumienie magnetyczne stojana współbieżny i przeciwbieżny wywołują w uzwojeniu wirnika odpowiednie siły elektromotoryczne. W wyniku tego w klatce płyną prądy I_2^+ , I_2^- , a także powstają przepływy współbieżne i przeciwbieżne wirnika:

$$F_r(\alpha, t) = F_\mu^+ \cos(\mu\alpha - \omega_\mu t + \varphi_\mu) + F_\mu^- \cos(\mu\alpha + \omega_\mu t + \varphi_\mu) \quad (9)$$

gdzie:

F_μ^+ , F_μ^- — amplitudy μ -tych harmonicznich składowej zgodnej i przeciwnej przepływu wirnika,

φ_μ — przesunięcie fazowe między wektorami harmonicznymi stojana i wirnika gdy $\nu = \mu$.

W oparciu o zależności (7), (8), (9) oraz korzystając ze wzoru (2), analogicznie jak dla silników trójfazowych [6] wyznaczono jednostkową siłę promieniową w silniku jednofazowym z fazą pomocniczą [5].

$$\begin{aligned} p_r = & \frac{1}{2\mu_0} \left\{ \sum_{\nu'=0}^{\infty} \sum_{\nu''=0}^{\infty} \frac{F_{av'} F_{av''}}{2} \cos[(\nu' \pm \nu'')\alpha \pm (\omega_{\nu'} \pm \omega_{\nu''})t] + \right. \\ & + \sum_{\nu'=0}^{\infty} \sum_{\nu''=0}^{\infty} \frac{F_{bv'} F_{bv''}}{2} \cos[(\nu' \pm \nu'')\alpha \pm (\omega_{\nu'} \pm \omega_{\nu''})t \varrho_{1,2} \pm \varrho_{1,2}] + \\ & + \sum_{\nu'=0}^{\infty} \sum_{\nu''=0}^{\infty} F_{av'} F_{bv''} \cos[(\nu' \pm \nu'')\alpha - (\omega_{\nu'} \pm \omega_{\nu''})t \pm \varrho_1] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\nu'=0}^{\infty} \sum_{\nu''=0}^{\infty} F_{a\nu'} F_{a\nu''} \cos[(\nu' \pm \nu'') \alpha - (\omega_{\nu'} \pm \omega_{\nu''}) t] + \\
& + \sum_{\nu'=0}^{\infty} \sum_{\nu''=0}^{\infty} F_{a\nu'} F_{b\nu''} \cos[(\nu' \pm \nu'') \alpha - (\omega_{\nu'} \pm \omega_{\nu''}) t \pm \varrho_2] + \\
& + \sum_{\nu'=0}^{\infty} \sum_{\nu''=0}^{\infty} F_{b\nu'} F_{a\nu''} \cos[(\nu' \mp \nu'') \alpha - (\omega_{\nu'} \pm \omega_{\nu''}) t + \varrho_1] + \\
& + \sum_{\nu'=0}^{\infty} \sum_{\nu''=0}^{\infty} F_{b\nu'} F_{b\nu''} \cos[(\nu' \mp \nu'') \alpha - (\omega_{\nu'} \pm \omega_{\nu''}) t + \varrho_2] + \\
& + \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} F_{a\nu} F_{\mu}^{+} \cos[(\nu \pm \mu) \alpha - (\omega_{\nu} \pm \omega_{\mu}) t \pm \varphi_{\mu}] + \\
& + \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} F_{a\nu} F_{\mu}^{-} \cos[(\nu \mp \mu) \alpha - (\omega_{\nu} \pm \omega_{\mu}) t \pm \varphi_{\mu}] + \\
& + \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} F_{b\nu} F_{\mu}^{+} \cos[(\nu \pm \mu) \alpha - (\omega_{\nu} \pm \omega_{\mu}) t + \varrho_1 \pm \varphi_{\mu}] + \\
& + \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} F_{b\nu} F_{\mu}^{-} \cos[(\nu \mp \mu) \alpha - (\omega_{\nu} \pm \omega_{\mu}) t + \varrho_1 \pm \varphi_{\mu}] + \\
& + \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} F_{a\nu} F_{\mu}^{+} \cos[(\nu \mp \mu) \alpha + (\omega_{\nu} \pm \omega_{\mu}) t \pm \varphi_{\mu}] + \\
& + \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} F_{a\nu} F_{\mu}^{-} \cos[(\nu \pm \mu) \alpha + (\omega_{\nu} \pm \omega_{\mu}) t \pm \varphi_{\mu}] + \\
& + \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} F_{b\nu} F_{\mu}^{+} \cos[(\nu \mp \mu) \alpha + (\omega_{\nu} \pm \omega_{\mu}) t \pm \varphi_{\mu}] + \\
& + \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} F_{b\nu} F_{\mu}^{-} \cos[(\nu \pm \mu) \alpha + (\omega_{\nu} \pm \omega_{\mu}) t \pm \varphi_{\mu}] +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\mu'=0}^{\infty} \sum_{\mu''=0}^{\infty} \frac{F_{\mu'}^+ F_{\mu''}^+}{2} \cos[(\mu' \pm \mu'')\alpha - (\omega_{\mu'} \pm \omega_{\mu''})t + \varphi_{\mu'} \pm \varphi_{\mu''}] + \\
& + \sum_{\mu'=0}^{\infty} \sum_{\mu''=0}^{\infty} \frac{F_{\mu'}^- F_{\mu''}^-}{2} \cos[(\mu' \pm \mu'')\alpha + (\omega_{\mu'} \pm \omega_{\mu''})t + \varphi_{\mu'} \pm \varphi_{\mu''}] + \\
& + \sum_{\mu'=0}^{\infty} \sum_{\mu''=0}^{\infty} F_{\mu'}^+ F_{\mu''}^- \cos[(\mu' \mp \mu'')\alpha - (\omega_{\mu'} \pm \omega_{\mu''})t + \varphi_{\mu'} \pm \varphi_{\mu''}] \left[\frac{1}{R_m(\alpha)} \right]^2 \quad (10)
\end{aligned}$$

gdzie: F_{av} , F_{bv} , F_{μ} oraz $R_m(\alpha)$ jak poprzednio, przy czym $R_m(\alpha) = \frac{1}{\Lambda(\alpha)}$ oraz $\Lambda(\alpha)$ stanowi funkcję przewodności harmoniczných żłobkowych i mimośrodowości. W dalszych rozważaniach pominięto wpływ harmoniczných żłobkowych na przewodność.

Z uwagi na to, że w maszynach małych najbardziej niebezpieczne są siły wibracji od pól harmoniczných podstawowej (pochodzące od nich bowiem częstotliwości połączyć się mogą z niższą częstotliwością własną wirnika), dalsze wnioski wyprowadzono tylko z uwzględnieniem fali podstawowej:

a) Pole magnetyczne i siły promieniowe w silniku jednofazowym o szczelinie równomiernej

Opór magnetyczny szczeliny powietrznej równomiernej opisuje zależność:

$$R_m = \frac{\delta k_c}{\mu_0} \quad (11)$$

przy czym: δ — długość szczeliny powietrznej równomiernej, k_c — współczynnik Cartera dla szczeliny równomiernej.

Przy pominięciu wyższych harmoniczných, dla silnika o szczelinie równomiernej wzór (7) przy uwzględnieniu (8) zapisać można:

$$B(\alpha) = [F_1 \cos(p\alpha - \varphi_1) + F_2 \cos(p\alpha - \varphi_2)] \frac{1}{R_m} \quad (12)$$

oraz

$$\begin{aligned}
F_1 &= 0,5 \sqrt{F_{am}^2 + F_{bm}^2 + 2F_{am}F_{bm} \cos(\gamma - \beta)} \\
F_2 &= 0,5 \sqrt{F_{am}^2 + F_{bm}^2 + 2F_{am}F_{bm} \cos(\gamma + \beta)}, \quad (13)
\end{aligned}$$

przy czym: F_{am} , F_{bm} — amplitudy przepływu pól pulsujących stojana odpowiednio fazy głównej i pomocniczej, γ — kąt przesunięcia przestrzennego uzwojeń stojana, β — kąt przesunięcia fazowego pól stojana, φ_1 , φ_2 — odpowiednio kąt przesunięcia osi pola współbieżnego i przeciwbieżnego względem płaszczyzny, od której odmierzany jest kąt α . W oparciu o wzory (2) oraz (12) wyznaczono jednostkową siłę promieniową w szczelinie równomiernej silnika jednofazowego:

$$p_r = \frac{1}{2\mu_0} \left\{ \frac{1}{2} (B_1^2 + B_2^2) + B_1 B_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} [B_1^2 \cos(2p\alpha - 2\varphi_1) + B_2^2 \cos(2p\alpha - 2\varphi_2) + 2B_1 B_2 \cos(2\alpha - (\varphi_1 + \varphi_2))] \right\}. \quad (14)$$

b) *Pole magnetyczne i siły promieniowe w silniku jednofazowym przy występowaniu mimośrodowości*

Niekiedy w silnikach jednofazowych zaobserwować można zwiększenie wibracji i szumów wskutek mimośrodowego położenia wirnika względem wytoczenia stojana lub mimośrodowego osadzenia wirnika na wale. Normy dotyczące silników jednofazowych kondensatorowych dopuszczają mimośrodowość wirnika względem stojana do 40% nominalnej szczeliny powietrznej, a większość tych silników charakteryzuje się mimośrodowością rzędu 20–30% nominalnej szczeliny powietrznej. W procesie eksploatacji podstawowa mimośrodowość wzrasta, co jest spowodowane asymetrią sił działających na stojan. Powoduje to określone konsekwencje. Mimośrodowość jest główną przyczyną niesymetrii szczeliny powietrznej. Niesymetryczna szczelina z kolei jest jednym z najważniejszych czynników powodujących niesymetrię pola magnetycznego. Pod wpływem mimośrodowości bowiem, oprócz pól magnetycznych o liczbach par biegunów p (dla wyższych harmonicznych stojana i wirnika ν i μ), gdzie p — liczba par biegunów maszyny, powstają dodatkowe pola magnetyczne o liczbach par biegunów $p \pm 1$ ($\nu \pm 1$, $\mu \pm 1$). Te pola dodatkowe są przyczyną powstawania dodatkowych składowych sił promieniowych a co za tym idzie, zwiększenia wibracji i hałasu. Szczególnie niekorzystne są w tym wypadku siły jednostronnego naciągu magnetycznego opisane i obliczone po raz pierwszy w 1918 roku przez Rosenberga [8].

Określenie indukcji magnetycznej w warunkach mimośrodowości wymaga wyznaczenia oporu magnetycznego szczeliny nierównomiernej. Przy założeniu, że współczynnik Cartera ma wartość stałą, taką jak dla szczeliny równomiernej:

$$R_m(\alpha) = \frac{\delta(\alpha) k_c}{\mu_0} \quad (15)$$

gdzie: k_c — jak poprzednio, $\delta(\alpha)$ — długość nierównomiernej wskutek mimośrodowości szczeliny powietrznej opisanej zależnością:

$$\delta(\alpha) = \delta - e \cos(\alpha - \alpha_0) \quad (16)$$

gdzie: δ , α — jak wyżej, e — mimośrodowość, α_0 — kąt przesunięcia wektora mimośrodowości $\vec{e}$ względem punktu na obwodzie, od którego odmierzana jest współrzędna kątowa α .

Po podstawieniu (16) do (15) i uwzględnieniu, że mimośrodowość względna $\varepsilon = \frac{e}{\delta}$ zapisać można:

$$R_m(\alpha) = \frac{k_c (1 - \varepsilon \cos(\alpha - \alpha_0))}{\mu_0} \delta. \quad (17)$$

Po rozłożeniu funkcji $\lambda = \frac{1}{1 - \varepsilon \cos(\alpha - \alpha_0)}$ w szereg Fouriera, przekształceniach, przy założeniu, że $\varepsilon < 0,5$ (zgodnie z normą) oraz przy uwzględnieniu warunku, że początek układu współrzędnych znajduje się w płaszczyźnie wektora mimośrodowości ($\alpha_0 = 0$) zapisać można [2]:

$$\lambda = 1 + \varepsilon \cos \alpha. \quad (18)$$

Opór magnetyczny szczeliny powietrznej nierównomiernej wyraża się więc zależnością:

$$R_m(\alpha) = \frac{k_c(1 + \varepsilon \cos \alpha)}{\mu_0} \delta. \quad (19)$$

Analogicznie jak poprzednio (dla szczeliny równomiernej) wyznaczyć należy indukcję magnetyczną w szczelinie powietrznej nierównomiernej. Obok przyjętego już założenia dotyczącego współczynnika Cartera, przyjąć należy, że rozkład przepływu, niezależnie od mimośrodowego przesunięcia wirnika względem stojana, wyraża się funkcją sinusoidalną. Wielkość (11) zastąpić należy wyznaczoną wyżej wielkością (19).

Dalsze rozważania wymagają odrębnego rozpatrzenia dla silników dwu i wielobiegunowych z uwagi na konieczność zachowania warunku:

$$\int_0^{2\pi} B(\alpha) d\alpha = 0 \quad (20)$$

a więc całkowity strumień na obwodzie twornika powinien być równy zeru.

Przebieg pola magnetycznego dla silników wielobiegunowych ($p \geq 2$) wyraża się wzorem:

$$B(\alpha) \approx [B_1 \cos(p\alpha - \varphi_1) + B_2 \cos(p\alpha - \varphi_2)][1 + \varepsilon \cos \alpha] \quad (21)$$

a po przekształceniach:

$$B(\alpha) = B_1 \cos(p\alpha - \varphi_1) + B_2 \cos(p\alpha - \varphi_2) + \frac{\varepsilon}{2} B_1 \cos((p \pm 1)\alpha - \varphi_1) + \frac{\varepsilon}{2} B_2 \cos((p \pm 1)\alpha - \varphi_2). \quad (22)$$

Indukcję magnetyczną w szczelinie powietrznej silnika jednofazowego o liczbie par biegunów $p = 1$ w warunkach istniejącej mimośrodowości, zgodnie z (20) zapisać należy:

$$B(\alpha) \approx \left[B_1 \left(\cos(\alpha - \varphi_1) - \frac{\varepsilon}{2} \cos \varphi_1 \right) + B_2 \left(\cos(\alpha - \varphi_2) - \frac{\varepsilon}{2} \cos \varphi_2 \right) \right] (1 + \varepsilon \cos \alpha) \quad (23)$$

po przekształceniach:

$$B(\alpha) = B_1 \cos(\alpha - \varphi_1) + B_1 \frac{\varepsilon}{2} \cos(2\alpha - \varphi_1) - B_1 \frac{\varepsilon^2}{4} \cos(\alpha \pm \varphi_1) + B_2 \cos(\alpha - \varphi_2) + B_2 \frac{\varepsilon}{2} \cos(2\alpha - \varphi_2) - B_2 \frac{\varepsilon^2}{4} \cos(\alpha \pm \varphi_2). \quad (24)$$

Jak widać w obu rozpatrywanych przypadkach, wskutek oddziaływania harmonicznej podstawowej siły magnetomotorycznej i mimośrodowości powstają pola dodatkowe. W odróżnieniu od silników trójfazowych wielobiegunowych, w których występują dwa

takie pola [1, 3, 4, 9], w silnikach jednofazowych wielobiegunowych powstają cztery pola dodatkowe, ale o amplitudach mniejszych niż w silnikach trójfazowych. W silnikach jednofazowych dwubiegunowych natomiast powstaje aż sześć pól dodatkowych. W tym ostatnim wypadku niektóre z pól dodatkowych są przyczyną powstawania składowych siły promieniowej zależnych nieliniowo od mimośrodowości (26).

W oparciu o wzory (24), (20) wyznaczono analogicznie jak w przypadku szczeliny równomiernej jednostkową siłę promieniową, ale dla $\varepsilon \neq 0$:

dla $p \geq 2$

$$\begin{aligned}
 p_r = \frac{1}{2\mu_0} & \left\{ \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) (B_1^2 + B_2^2) \right] + \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) [B_1 B_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] + \right. \\
 & + \varepsilon [(B_1^2 + B_2^2) \cos \alpha + B_1 B_2 \cos(\alpha \pm \varphi_1 \mp \varphi_2)] + \frac{\varepsilon^2}{4} [(B_1^2 + B_2^2) \cos 2\alpha + \\
 & + B_1 B_2 \cos(2\alpha \mp \varphi_1 \pm \varphi_2)] + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) [B_1^2 \cos(2p\alpha - 2\varphi_1) + \\
 & + B_2^2 \cos(2p\alpha - 2\varphi_2) + 2B_1 B_2 \cos(2p\alpha - (\varphi_1 + \varphi_2))] + \\
 & + \frac{\varepsilon}{2} [B_1^2 \cos((2p \pm 1)\alpha - 2\varphi_1) + B_2^2 \cos((2p \pm 1)\alpha - 2\varphi_2) + \\
 & + 2B_1 B_2 \cos((2p \pm 1)\alpha - (\varphi_1 + \varphi_2))] + \\
 & + \frac{\varepsilon^2}{8} [B_1^2 \cos((2p \pm 2)\alpha - 2\varphi_1) + B_2^2 \cos((2p \pm 2)\alpha - 2\varphi_2) + \\
 & \left. + 2B_1 B_2 \cos((2p \pm 2)\alpha - (\varphi_1 + \varphi_2))] \right\} \quad (25)
 \end{aligned}$$

oraz dla $p = 1$

$$\begin{aligned}
 p_r = \frac{1}{2\mu_0} & \left\{ \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon^4}{8} + 1 \right) (B_1^2 + B_2^2) \right] + \left[\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4} \right) B_1 B_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \right. \right. \\
 & - \frac{\varepsilon^2}{4} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4} \right) (B_1^2 \cos 2\varphi_1 + B_2^2 \cos 2\varphi_2) + 2B_1 B_2 \cos(\varphi_1 \pm \varphi_2) \Big] + \\
 & + \left[\frac{\varepsilon}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4} \right) (B_1^2 \cos \alpha + B_2^2 \cos \alpha) + B_1 B_2 \cos(\alpha \pm (\varphi_1 - \varphi_2)) + \right. \\
 & - \frac{\varepsilon^3}{8} (B_1^2 \cos(\alpha - 2\varphi_1) + B_2^2 \cos(\alpha - 2\varphi_2) + 2B_1 B_2 \cos(\alpha - (\varphi_1 + \varphi_2))) \Big] + \\
 & + \left[\frac{1}{2} (B_1^2 \cos(2\alpha - 2\varphi_1) + B_2^2 \cos(2\alpha - 2\varphi_2) + 2B_1 B_2 \cos(2\alpha - (\varphi_1 + \varphi_2))) + \right. \\
 & - \frac{\varepsilon^2}{4} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4} \right) ((B_1^2 + B_2^2) \cos 2\alpha + B_1 B_2 \cos(2\alpha \pm (\varphi_1 \pm \varphi_2))) + \\
 & \left. + \frac{\varepsilon^4}{32} (B_1^2 \cos(2\alpha \pm 2\varphi_1) + B_2^2 \cos(2\alpha \pm 2\varphi_2)) + \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{\varepsilon^2}{4} \left(B_1^2 \cos(2\alpha - 2\varphi_1) + B_2^2 \cos(2\alpha - 2\varphi_2) - B_1 B_2 \cos(2\alpha + (\varphi_1 + \varphi_2)) \right) \Bigg] + \\
& + \left[\frac{\varepsilon}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4} \right) \left(B_1^2 \cos(3\alpha - 2\varphi_1) + B_2^2 \cos(3\alpha - 2\varphi_2) + \right. \right. \\
& + 2B_1 B_2 \cos(3\alpha - (\varphi_1 + \varphi_2)) \Bigg) - \frac{\varepsilon^3}{8} \left((B_1^2 + B_2^2) \cos 3\alpha + \right. \\
& + B_1 B_2 \cos(3\alpha \pm (\varphi_1 - \varphi_2)) \Bigg) \Bigg] + \left[\frac{\varepsilon^2}{8} \left(B_1^2 \cos(4\alpha - 2\varphi_1) + \right. \right. \\
& + B_2^2 \cos(4\alpha - 2\varphi_2) + 2B_1 B_2 \cos(4\alpha - (\varphi_1 + \varphi_2)) \Bigg) \Bigg] \Bigg\}. \quad (26)
\end{aligned}$$

Na podstawie powyższych wzorów stwierdzić można, że przy polu eliptycznym pod wpływem mimośrodowości pojawiają się składowe siły o liczbach porządkowych $r = 0, 1, 2, 3, 4$ oraz stałe (dla $p = 1$) oraz $r = 0, 1, 2, 2p, 2p+1, 2p+2$, dla $p \geq 2$.

Jak widać w obu rozpatrywanych przypadkach, przy asymetrii szczeliny powietrznej powstaje niekorzystna siła jednostronnego naciągu magnetycznego.

c) Deformacje jarzma stojana

Na podstawie wyprowadzonych zależności stwierdzić można, że w silnikach jednofazowych, w zależności od liczby porządkowej r mogą mieć miejsce różne rodzaje odkształcenia jarzma stojana. Odpowiednie zestawienie podano w poniższej Tablicy.

WNIOSKI

1. Silnik indukcyjny jednofazowy z fazą pomocniczą o $p \geq 2$ przy występującej mimośrodowości i w warunkach pola eliptycznego charakteryzuje się powstawaniem sił promieniowych rzędu $r = 0, 1, 2, 2p, 2p \pm 1, 2p \pm 2$ oraz stałych, a co za tym idzie określonych odkształceń stojana — Tablica 1.

2. W silniku indukcyjnym jednofazowym dwubiegunowym z fazą pomocniczą o liczbie par biegunów $p = 1$, przy występującej mimośrodowości i w warunkach pola eliptycznego występują siły promieniowe o składowych rzędu $r = 0, 1, 2, 3, 4$ oraz składowe stałe — tablica 1.

3. Najbardziej niekorzystny przypadek powstaje, gdy skutek występowania mimośrodowości powstają składowe jednostronnego naciągu magnetycznego. Siły te mają przebieg nieliniowy w funkcji składowej przeciwbieżnej pola. W funkcji mimośrodowości natomiast dla silników o $p \geq 2$ — przebieg liniowy, a przy $p = 1$ — nieliniowy.

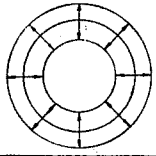
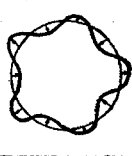
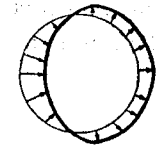
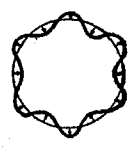
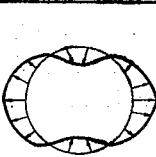
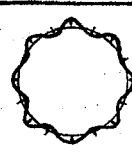
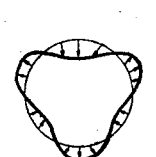
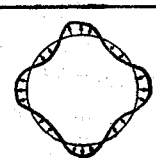
4. Na silnik dwubiegunowy, przy istniejącej mimośrodowości działają siły promieniowe tych samych rzędów zarówno przy polu eliptycznym jak i przy polu kołowym, jednak w pierwszym przypadku ich amplitudy są większe. W silnikach wielobiegunowych i z mimośrodowością przy polu kołowym natomiast nie występują składowe rzędu zerowego, chociaż mają one miejsce przy polu eliptycznym.

5. Składowe siły przy polu eliptycznym mają większy zakres częstotliwości niż przy kołowym. Niebezpieczeństwo rezonansu drgań jest więc większe.

6. Eliminację drgań i hałasu w silnikach jednofazowych uzyskać można analogicznie jak w silnikach trójfazowych. W silnikach jednofazowych jednak wskutek eliptyczności pola zawsze powstają składowe siły rzędu zerowego, które przy występującej mimośrodowości stać się mogą przyczyną jednostronnego naciągu magnetycznego. Ponieważ praca przy polu kołowym w silnikach jednofazowych z reguły zapewniona jest dla jednej, ściśle określonej wartości poślizgu, pozostaje przestrzeganie tolerancji mechanicznych w celu uniknięcia mimośrodowości i jednostronnego naciągu magnetycznego.

Tablica

Deformacje jarzma stojana w silnikach jednofazowych w zależności od liczby par biegunów p i liczby porządkowej r

RODZAJ ODKSZTAŁCENIA	$\frac{p}{r}$	1	2	3	RODZAJ ODKSZTAŁCENIA	$\frac{p}{r}$	1	2	3
	0	+	+	+		5	-	+	+
	1	+	+	+		6	-	+	+
	2	+	+	+		7	-	-	+
	3	+	+	-		8	-	-	+
	4	+	+	+					

BIBLIOGRAFIA

1. W. G. Crawford: *Unbalanced magnetic pull as a cause of vibrations in two pole induction motors*. Proc. of Conf. on Electrical Machines in the Seventies, Dundee 1970, ss. 48.1—48.4
2. M. Dąbrowski: *Konstrukcja maszyn elektrycznych*, Warszawa: WNT 1877
3. J. Früchtenicht, J. Jordan, H. O. Seinsch: *Exzentrizitätsfelder als Ursache von Laufinstabilitäten bei Asynchronmaschinen*. Teil 1, Af.E, 1982, ss. 271—281
4. J. Früchtenicht, H. Jordan, H. O. Seinsch: *Exzentrizitätsfelder als Ursache von Laufinstabilitäten bei Asynchronmaschinen*. Teil 1, Af.E, 1982, ss. 283—292
5. G. Frydrychoszyc-Jastrzębska: *Zagadnienia wibroakustyczne w silnikach jednofazowych*. X Konferencja Naukowo-Techniczna Poznań, 21—22 maja 1987, ss. 161—166
6. B. Heller, V. Hamata: *Harmonic fields effects in induction machines*. Academia Publishing House of the Czechoslovak Prague: Academy of sciences, 1977
7. H. Jordan: *Geräuscharme Elektromotoren*, Essen; Verlag W. Girardet, 1950
8. E. Rosenberg: *Einseitiger magnetischer Zug in elektrischen Maschinen*. ETZ 1918, No 1, ss. 1—3
9. I. G. Szubow: *Szum i wibracja elektryczeskich maszin*. Moskwa: Energija, 1974

G. FRYDRYCHOWICZ-JASTRZĘBSKA

KINDS OF STATOR DEFORMATION IN SINGLE PHASE INDUCTION MOTORS WITH ELLIPTIC MAGNETIC FIELD AND ROTOR ECCENTRICITY

Summary

The deformation of the stator yoke in single phase induction motors, caused by radial magnetic tensile forces, is investigated. The magnetic elliptic field and the rotor eccentricity is taken into account.

G. FRYDRYCHOWICZ-JASTRZĘBSKA

DÉFORMATIONS DE LA CULASSE DU STATOR DES MOTEURS MONOPHASÉS DANS LE CAS DU CHAMP ELLIPTIQUE ET CELUI DE L'EXCENTRICITÉ

Résumé

On a analysé les déformations de la culasse du stator des moteurs monophasés, qui se produisent sous l'influence des forces radiales de l'extension de provenance magnétique. Dans les considérations on a tenu compte de l'influence du champ elliptique et de l'effet de l'excentricité.

G. FRYDRYCHOWICZ-JASTRZĘBSKA

JOCHVERFORMUNGEN IN EINPHASENINDUKTIONSMOTOREN UNTER BEDINGUNGEN EINES ELLIPTISCHEN MAGNETFELDES UND DER EXZENTRIZITÄT

Zusammenfassung

Es wurde eine Analyse der Entstehung der Jochverformung unter magnetischer Krafteinwirkung bei Einphaseninduktionsmotoren durchgeführt. Bei den Erwägungen wurde der Einfluß des elliptischen magnetischen Feldes und der Exzentrizität berücksichtigt.

Г. ФРИДРИХОВИЧ-ЯСТШЕМЕСКА

ФОРМЫ ДЕФОРМАЦИЙ СТАТОРОВ В ОДНОФАЗНЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯХ ПРИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ВЛИЯНИИ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА

Резюме

Проведен анализ образования форм колебаний статора в однофазных электродвигателях под влиянием магнитных сил. Учтено влияние эллиптического поля и эксцентриситета.

Wpływ bifilarnego toru wielkoprądowego na pracę transformatora pieca łukowego

ALEKSY KURBIEL

*Instytut Automatyki Napędu i Urządzeń Przemysłowych
Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie*

Otrzymano 1987.08.28

Autoryzowano do druku 1988.03.11

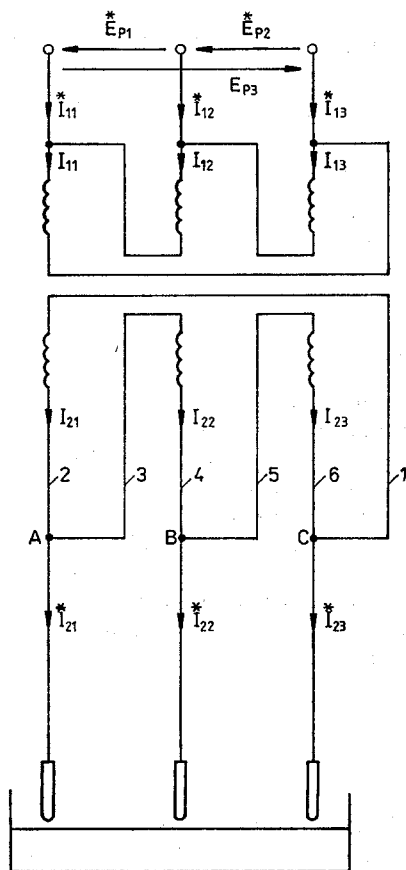
Nierówności rezystancji i reaktancji fazowych bifilarnego toru wielkoprądowego w układzie trójkątowym są przyczyną pojawiania się w czasie jego pracy składowej zerowej prądów fazowych, mogącej osiągać stosunkowo duże wartości. Składowa taka jest niebezpieczna dla transformatora, gdyż jeden z prądów fazowych może znacznie przekroczyć wartość znamionową przy utrzymywaniu prądów pieca nie przewyższających wartości znamionowej. Składową zerową prądów fazowych można zmniejszyć przez utrzymywanie odpowiedniej asymetrii prądów pieca. Poza tym składowa ta jest mniejsza przy połączeniu transformatora w układ Yd , niż w układ Dd . W celu zanalizowania pracy urządzenia łukowego z torem bifilarnym konieczna jest znajomość odpowiednich parametrów elektrycznych toru, które można zmierzyć przy dwufazowych zwarciach elektrod pieca.

1. WSTĘP

Tory bifilarne w układzie trójkątowym są stosowane przy dużych piecach łukowych i łukowo-oporowych. W układzie bifilarnym buduje się całe tory wielkoprądowe, od transformatora do elektrod pieca, lub tylko części nieruchome torów, od transformatora do giętkich przewodów toru. W drugim przypadku części ruchome torów, zbudowane z giętkich przewodów i rur miedzianych, są wykonane najczęściej w układzie triangulowanym.

Schemat urządzenia łukowego z bifilarnym odcinkiem toru wielkoprądowego pokazano na rys. 1. Odcinek bifilarny toru stanowi integralną część transformatora piecowego, gdyż sześć jego wiązek przewodów zwiera uzwojenie wtórne w trójkąt. Tor bifilarny odznacza się najczęściej dużą asymetrią konstrukcyjną wywołującą nierówności odpowiednich parametrów elektrycznych jego faz. Nierówności te są przyczyną pojawiania się w czasie pracy pieca składowej zerowej prądów fazowych transformatora. Składowa ta może osiągnąć duże wartości powodujące nie tylko pogorszenie sprawności elektrycznej i współczynnika mocy urządzenia łukowego, lecz także przegrzanie, a niekiedy i zniszczenie uzwojenia transformatora, przy nieprzekroczeniu przez prądy pieca wartości znamionowej.

Wartość omawianej składowej zerowej prądów zależy zarówno od wartości i stopnia asymetrii prądów pieca, jak i od układu połączeń transformatora. Przy połączeniu w układ Dd składowa zerowa prądów pojawia się w obu uzwojeniach transformatora i torze bifilarnym, a przy połączeniu w Yd — tylko w uzwojeniu wtórnym i torze bifilarnym.



Rys. 1. Schemat transformatora z bifilarnym odcinkiem toru wielkoprądowego 1, 2 ... 6

Poniżej wyznaczono zależności dla składowej zerowej prądów fazowych oraz opisano sposoby zmniejszenia jej wartości. Podano też metodę pomiarów parametrów toru bifilarnego, umożliwiającą wyznaczenie odpowiednich parametrów toru koniecznych do zanalizowania pracy urządzenia łukowego z takim torem.

2. WYZNACZENIE SKŁADOWEJ ZEROWEJ PRĄDÓW FAZOWYCH TRANSFORMATORA

W rozważaniach posłużono się oznaczeniami oraz modelem matematycznym urządzenia łukowego sformułowanym w [1]. Równanie napięciowo-prądowe przedstawione na rys. 1 urządzenia przy zastosowaniu metody symbolicznej i rachunku macierzowego oraz po dokonaniu transformacji do układu współrzędnych symetrycznych S można

na podstawie wzorów (36) w [1] zapisać w postaci

$$\begin{bmatrix} E_{1z}^s \\ U_2^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{1z}^s + Z_\mu^s & Z_\mu^s \\ Z_\mu^s & Z_\mu^s + Z_{2b}^s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{1z}^s \\ I_2^s \end{bmatrix}, \quad (1)$$

przy czym E_{1z}^s , U_2^s — macierze współrzędnych symetrycznych napięć fazowych zasilających urządzenie oraz napięć fazowych strony wtórnej transformatora pomiędzy punktami A, B, C; I_{1z}^s , I_2^s — macierze współrzędnych symetrycznych prądów fazowych strony pierwotnej i wtórnej transformatora; Z_{1z}^s , Z_{2b}^s oraz Z_μ^s — macierze współrzędnych symetrycznych impedancji uzwojenia pierwotnego transformatora, uzwojenia wtórnego transformatora łącznie z torem bifilarnym oraz impedancji dla prądu magnesującego transformatora.

Po wykonaniu naznaczonych działań w równaniu (1) otrzymuje się dwa równania macierzowe. Obliczając z jednego równania macierz I_{1z}^s i podstawiając ją do drugiego równania oraz uwzględniając wyrażenie dla uogólnionej przekładni Thevenina

$$K_1^s = Z_\mu^s (Z_{1z}^s + Z_\mu^s)^{-1}$$

dochodzi się do zależności

$$-K_1^s E_{1z}^s + U_2^s = (K_1^s Z_{1z}^s + Z_{2b}^s) I_2^s. \quad (2)$$

Dla rozważonego układu połączeń transformatora Dd zachodzą równości

$$K_1^s E_{1z}^s = \begin{bmatrix} 0 \\ \sqrt{3}\vartheta^{-1} E_p^* \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$K_1^s Z_{1z}^s \approx \vartheta^{-2} (R_{T1} + j\omega L_{\sigma 1}) \begin{bmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{bmatrix},$$

przy czym E_p^* — napięcie międzyprzewodowe zasilające urządzenie łukowe; R_{T1} , $L_{\sigma 1}$ — rezystancja i indukcyjność rozproszenia uzwojenia pierwotnego transformatora ($\omega L_{\sigma 1} \ll X_{\mu 0}$); ϑ — przykładnia zwojowa transformatora.

Z obliczenia macierzy U_2^s wynika, że współrzędna zerowa $U_2^0 = 0$, czyli

$$U_2^s = \begin{bmatrix} 0 \\ U_2' \\ U_2'' \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Macierz

$$Z_{2b}^s = (R_{T2} + j\omega L_{\sigma 2}) \begin{bmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{bmatrix} + SZ_b S^{-1} \quad (5)$$

przy czym R_{T2} , $\omega L_{\sigma 2}$ — rezystancja i reaktancja uzwojenia wtórnego transformatora; Z_b — macierz impedancji toru bifilarnego. Przy przyjęciu oznaczeń: R_{tk} , L_{tk} ($k = 1, 2, \dots$ 6) — rezystancja i indukcyjność własna k -tego odcinka toru (rys. 1); M_{tkl} ($l = 1, 2, \dots$ 6 oraz $l \neq k$) — indukcyjność wzajemna pomiędzy k -tym oraz l -tym odcinkiem toru,

a następnie dodatkowych oznaczeń:

$$\begin{aligned}
 R_{b1} &= R_{t1} + R_{t2}; & L_{b1} &= L_{t1} + L_{t2} - 2M_{t12} \\
 R_{b2} &= R_{t3} + R_{t4}; & L_{b2} &= L_{t3} + L_{t4} - 2M_{t34} \\
 R_{b3} &= R_{t5} + R_{t6}; & L_{b3} &= L_{t5} + L_{t6} - 2M_{t56} \\
 M_{b1} &= M_{t13} - M_{t14} + M_{t24} - M_{t23} \\
 M_{b2} &= M_{t15} - M_{t16} + M_{t26} - M_{t25} \\
 M_{b3} &= M_{t35} - M_{t36} + M_{t46} - M_{t45}
 \end{aligned} \tag{6}$$

można zapisać macierz Z_b w postaci

$$Z_b = \begin{bmatrix} R_{b1} + j\omega L_{b1} & j\omega M_{b1} & j\omega M_{b2} \\ j\omega M_{b1} & R_{b2} + j\omega L_{b2} & j\omega M_{b3} \\ j\omega M_{b2} & j\omega M_{b3} & R_{b3} + j\omega L_{b3} \end{bmatrix}.$$

Po obliczeniu iloczynu SZ_bS^{-1} otrzymuje się wyrażenie

$$SZ_bS^{-1} = \begin{bmatrix} R_{b11} + jX_{b11} & R_{b12} + jX_{b12} & R_{b13} + jX_{b13} \\ R_{b21} + jX_{b21} & R_{b22} + jX_{b22} & R_{b23} + jX_{b23} \\ R_{b31} + jX_{b31} & R_{b32} + jX_{b32} & R_{b33} + jX_{b33} \end{bmatrix}, \tag{7}$$

w którym

$$\begin{aligned}
 R_{b11} &= R_{b22} = R_{b33} = \frac{1}{3}(R_{b1} + R_{b2} + R_{b3}) \\
 R_{b12} &= R_{b31} = \frac{1}{3} \left[R_{b1} - \frac{1}{2}(R_{b2} + R_{b3}) + \frac{\sqrt{3}}{2} \omega (L_{b2} - L_{b3} + M_{b1} - M_{b2}) \right] \\
 R_{b13} &= R_{b21} = \frac{1}{3} \left[R_{b1} - \frac{1}{2}(R_{b2} + R_{b3}) - \frac{\sqrt{3}}{2} \omega (L_{b2} - L_{b3} + M_{b1} - M_{b2}) \right] \\
 R_{b23} &= \frac{1}{3} \left[R_{b1} - \frac{1}{2}(R_{b2} + R_{b3}) + \frac{\sqrt{3}}{2} \omega (L_{b2} - L_{b3} + 2M_{b2} - 2M_{b1}) \right] \\
 R_{b32} &= \frac{1}{3} \left[R_{b1} - \frac{1}{2}(R_{b2} + R_{b3}) - \frac{\sqrt{3}}{2} \omega (L_{b2} - L_{b3} + 2M_{b2} - 2M_{b1}) \right] \\
 X_{b11} &= \frac{1}{3} \omega [L_{b1} + L_{b2} + L_{b3} + 2(M_{b1} + M_{b2} + M_{b3})] \\
 X_{b22} &= X_{b33} = \frac{1}{3} \omega (L_{b1} + L_{b2} + L_{b3} - M_{b1} - M_{b2} - M_{b3}) \\
 X_{b12} &= X_{b23} = X_{b31} = \frac{1}{3} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2} (R_{b3} - R_{b2}) + \omega \left[L_{b1} - M_{b3} - \frac{1}{2} (L_{b2} + L_{b3} - M_{b1} - M_{b2}) \right] \right\} \\
 X_{b13} &= X_{b21} = X_{b32} = \frac{1}{3} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2} (R_{b2} - R_{b3}) + \omega \left[L_{b1} - M_{b3} - \frac{1}{2} (L_{b2} + L_{b3} - M_{b1} - M_{b2}) \right] \right\}.
 \end{aligned} \tag{8}$$

Równanie (2) po uwzględnieniu w nim wyrażeń (3), (4), (5) i (7) oraz oznaczeń

$$\begin{aligned} R_T &= \vartheta^{-2} R_{T1} + R_{T2}; & X_\sigma &= \vartheta^{-2} \omega L_{\sigma 1} + \omega L_{\sigma 2}; \\ R_{21} &= R_{22} = R_{23} = R_T + R_{b11}; & X_{21} &= X_\sigma + X_{b11}; \\ X_{22} &= X_{23} = X_\sigma + X_{b22} \end{aligned} \quad (9)$$

przekształca się do postaci

$$\begin{bmatrix} 0 \\ -\sqrt{3}\vartheta^{-1}E_p^* + U_2' \\ U_2'' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{21} + jX_{21} & R_{b12} + jX_{b12} & R_{b13} + jX_{b13} \\ R_{b21} + jX_{b21} & R_{22} + jX_{22} & R_{b23} + jX_{b23} \\ R_{b31} + jX_{b31} & R_{b32} + jX_{b32} & R_{23} + jX_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_2^0 \\ I_2' \\ I_2'' \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Z powyższego równania wynika zależność

$$0 = (R_{21} + jX_{21}) \cdot I_2^0 + (R_{b12} + jX_{b12}) \cdot I_2' + (R_{b13} + jX_{b13}) \cdot I_2'',$$

z której można wyznaczyć współrzędną zerową prądu fazowego

$$I_2^0 = -\frac{1}{R_{21} + jX_{21}} [(R_{b12} + jX_{b12}) I_2' + (R_{b13} + jX_{b13}) I_2'']. \quad (11)$$

W celu wyrażenia współrzędnej I_2^0 w funkcji prądów przewodowych (łuków) wykorzystuje się związki pomiędzy współrzędnymi prądów przewodowych I_2^* , I_2'' oraz fazowych I_2' , I_2'' [2]

$$I_2' = \frac{1}{3}(1-a)I_2^*; \quad I_2'' = \frac{1}{3}(1-a^2) \cdot I_2'', \quad (12)$$

przy czym $a = -\frac{1}{2} + j\frac{\sqrt{3}}{2}$. Zależność (11) można więc przepisać w postaci

$$I_2^0 = \frac{1}{3(R_{21} + jX_{21})} [(1-a) \cdot (R_{b12} + jX_{b12}) I_2^* + (1-a^2) \cdot (R_{b13} + jX_{b13}) I_2'']. \quad (13)$$

Z powyższych zależności i wyrażeń (8), (9) widać, że w celu obliczenia współrzędnej I_2^0 przy zadanej asymetrii prądów łuków (I_2^* , I_2''), potrzebna jest znajomość rezystancji R_T i reaktancji X_σ transformatora oraz odpowiednich parametrów elektrycznych toru wieloprądowego R_{bi} , L_{bi} , M_{bi} ($i = 1, 2, 3$) określonych wzorami (6). Omawiana zależność (13) dotyczy przypadku połączenia w trójkąt uzwojenia pierwotnego transformatora. Przy takim połączeniu prądy fazowe zarówno w uzwojeniach pierwotnych jak i wtórnych zawierają współrzędną zerową I_2^0 .

Przy połączeniu w gwiazdę uzwojenia pierwotnego transformatora bez przewodu neutralnego nie pojawi się w nich współrzędną zerową prądów, lecz powstanie współrzędną zerową U_1^0 napięć fazowych, wywołana przez strumień magnetyczny pochodzący od współrzędnej zerowej prądów fazowych w uzwojeniu wtórnym. W takim przypadku macierz $K_1^s E_{1z}^s$ występująca we wzorze (2) ma postać

$$K_1^s E_{1z}^s = \begin{bmatrix} 0 \\ \vartheta^{-1} E_p e^{-j30^\circ} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Obliczając następnie współrzędną zerową I_2^0 prądów fazowych dochodzi się do podobnego wyrażenia jak (13), z tą jedynie różnicą, że impedancja $R_{21} + jX_{21}$ oraz reaktancja X_{22} , wyznaczone dla przypadku połączenia w gwiazdę uzwojenia pierwotnego transformatora, są inne niż podane we wzorach (9), a mianowicie:

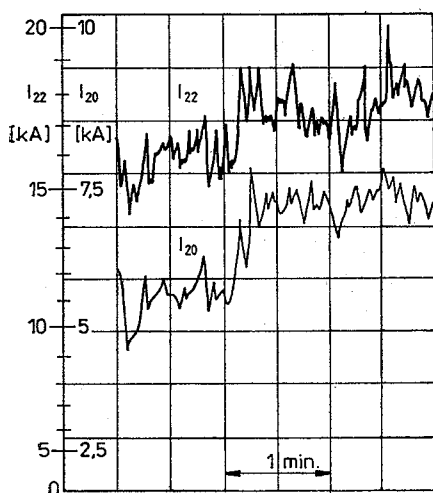
$$\begin{aligned} R_{21} &= R_{22} = R_{23} = R_{T2} + R_{b11} \\ X_{21} &= X_{\sigma 2} + X_{\mu}^0 + X_{b11}; \quad X_{22} = X_{23} = X_{\sigma 2} + X_{\mu}^0 + X_{b22} \end{aligned} \quad (15)$$

Aby obliczyć współrzędną I_2^0 przy układzie połączeń transformatora Yd należy oprócz poprzednio podanych parametrów elektrycznych transformatora i toru bifilarnego znać dodatkowo reaktancję X_{μ}^0 dla współrzędnej zerowej prądu magnesującego transformatora.

Należy zaznaczyć, że składowa zerowa prądów fazowych, określona wzorem $I_{20} = \frac{1}{3}(I_{21} + I_{22} + I_{23})$, jest $\sqrt{3}$ -krotnie mniejsza od obliczonej współrzędnej zerowej I_2^0 (13).

3. SPOSOBY ZMNIEJSZENIA SKŁADOWEJ ZEROWEJ PRĄDÓW FAZOWYCH TRANSFORMATORA

Wartość składowej zerowej prądów fazowych może ulegać dużym zmianom, wywołanym zmianami stopnia asymetrii prądów łuków oraz zmianami konfiguracji części ruchomej toru bifilarnego, występującymi przy zmianie wzajemnego położenia elektrod w piecu. Zjawiska te występują szczególnie silnie w przypadku stalowniczych pieców łukowych w okresie roztopiania wsadu. Dla przykładu podano na rys. 2 wykresy prądu fazowego I_{22} i jego składowej zerowej I_{20} , zmierzonych w długim torze bifilarnym (od transformatora do elektrod) pieca stalowniczego w czasie roztopiania wsadu przy połączeniu transformatora w układ Dd. Składowa I_{20} osiągała duże wartości wynoszące ponad 40% prądu fazowego.



Rys. 2. Wykresy prądu fazowego I_{22} i jego składowej zerowej I_{20}

Istnieją różne sposoby zmniejszenia składowej zerowej prądów fazowych transformatora z torem bifilarnym. Jeden z nich polega na zastosowaniu torów bifilarnych o symetrycznej budowie, odznaczających się równościami: $R_{b1} = R_{b2} = R_{b3}$; $L_{b1} = L_{b2} = L_{b3}$; $M_{b1} = M_{b2} = M_{b3}$ [wzory (6)]. Przy tych równościach współrzędna zerowa I_2^0 (13) jest równa zero, gdyż $R_{b12} = R_{b13} = X_{b12} = X_{b13} = 0$ [wzory (8)]. Tory bifilarne o symetrycznej budowie łatwo wykonać przy zastosowaniu trzech jednofazowych transformatorów zasilających piec. W przypadku jednego trójfazowego transformatora jest trudno zbudować tor bifilarny odznaczający się powyższymi równościami.

Z porównania wyrażeń (15) z analogicznymi wyrażeniami (9) wynika, że przy połączeniu transformatora w układ Yd wystąpi mniejsza wartość współrzędnej zerowej prądów fazowych I_2^0 (13), niż przy układzie połączeń Dd. Wynika to z dużej wartości reaktancji X_{μ}^0 . A więc w celu ograniczenia omawianej współrzędnej I_2^0 celowym jest połączenie transformatora z bifilarnym torem w układ Yd.

Jeszcze inny sposób zmniejszenia składowej zerowej prądów polega na utrzymaniu odpowiedniej asymetrii prądów łuków. Ze wzoru (13) wynika, że gdy pomiędzy współrzędną I_2^* i przeciwną I_2^{**} prądów pieca zachodzi związek

$$I_2^{**} = - \left(\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \frac{R_{b12} + jX_{b12}}{R_{b13} + jX_{b13}} I_2^*, \quad (16)$$

to współrzędna zerowa I_2^0 prądów fazowych jest równa zero.

Dla założonej wartości współrzędnej zgodnej I_2^* prądów pieca można obliczyć, przy uwzględnieniu zależności (16), moduły tych prądów, przy których nie występuje współrzędna zerowa I_2^0

$$\begin{aligned} |I_{21}^*| &= \frac{|I_2^*|}{\sqrt{3}} \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2}G - \frac{\sqrt{3}}{2}H\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{3}}{2}G - \frac{1}{2}H\right)^2} \\ |I_{22}^*| &= \frac{|I_2^*|}{\sqrt{3}} \sqrt{\left(-\frac{1}{2} - \frac{1}{2}G + \frac{\sqrt{3}}{2}H\right)^2 + \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{\sqrt{3}}{2}G - \frac{1}{2}H\right)^2}, \quad (17) \\ |I_{23}^*| &= \frac{|I_2^*|}{\sqrt{3}} \sqrt{\left(-\frac{1}{2} + G\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + H\right)^2} \end{aligned}$$

przy czym

$$\begin{aligned} G &= \operatorname{Re} \left(\frac{R_{b12} + jX_{b12}}{R_{b13} + jX_{b13}} \right) = \frac{R_{b12}R_{b13} + X_{b12}X_{b13}}{R_{b13}^2 + X_{b13}^2} \\ H &= \operatorname{Im} \left(\frac{R_{b12} + jX_{b12}}{R_{b13} + jX_{b13}} \right) = \frac{R_{b13}X_{b12} - R_{b12}X_{b13}}{R_{b13}^2 + X_{b13}^2}. \end{aligned}$$

Asymetria powyższych prądów może być zbyt duża, niedopuszczalna zarówno ze względu na sieć zasilającą, jak i z powodu wywoływania dużej niekorzystnej nierówności mocy fazowych pieca. Można jednak dobrać — w granicach dopuszczalnych — taką asymetrię prądów pieca, przy której wartość składowej zerowej prądów fazowych transformatora jest najmniejsza. Znajomość takiej asymetrii jest szczególnie przydatna w przy-

padku pieców łukowo-oporowych, w których łatwo jest utrzymywać zadaną asymetrię prądów.

Omawianą asymetrię prądów można ustalić na drodze prób, polegających na pomiarze wartości składowej zerowej prądów fazowych, występującej przy różnych wymuszonych asymetriach prądów pieca. Przy znanych odpowiednich parametrach układu zasilającego piec, zamiast mierzyć można obliczać wartości I_2^0 (13) dla różnych zadanych prądów pieca.

4. METODA POMIARÓW BIFILARNEGO TORU WIELKOPRĄDOWEGO

W celu zanalizowania pracy urządzenia łukowego z torem bifilarnym konieczna jest znajomość następujących parametrów tego toru: R_{bi} , L_{bi} , M_{bi} (6). Za pomocą tych parametrów można wyznaczyć sumaryczne spadki napięć U_{bi} w odcinkach 1 i 2, 3 i 4, 5 i 6 toru bifilarnego

$$\begin{aligned} \underline{U}_{b1} &= \underline{U}_{t1} + \underline{U}_{t2} = (R_{b1} + j\omega L_{b1})\underline{I}_1 + j\omega M_{b1}\underline{I}_2 + j\omega M_{b2}\underline{I}_3 \\ \underline{U}_{b2} &= \underline{U}_{t3} + \underline{U}_{t4} = j\omega M_{b1}\underline{I}_1 + (R_{b2} + j\omega L_{b2})\underline{I}_2 + j\omega M_{b3}\underline{I}_3 \\ \underline{U}_{b3} &= \underline{U}_{t5} + \underline{U}_{t6} = j\omega M_{b2}\underline{I}_1 + j\omega M_{b3}\underline{I}_2 + (R_{b3} + j\omega L_{b3})\underline{I}_3, \end{aligned} \quad (18)$$

przy czym U_{tk} — spadek napięcia w k -tym odcinku toru.

Pomiędzy prądami fazowymi toru $\underline{I}_1$ i $\underline{I}_2$, $\underline{I}_2$ i $\underline{I}_3$, $\underline{I}_3$ i $\underline{I}_1$ (oznaczenia jak na rys. 4) występują odpowiednio kąty α , β , γ . Przy przyjęciu oznaczeń

$$\begin{aligned} m_1 &= \frac{I_2}{I_1} \sin \alpha; & m'_1 &= \frac{I_1}{I_2} \sin \alpha; \\ m_2 &= \frac{I_3}{I_2} \sin \beta; & m'_2 &= \frac{I_2}{I_3} \sin \beta; \\ m_3 &= \frac{I_1}{I_3} \sin \gamma; & m'_3 &= \frac{I_3}{I_1} \sin \gamma; \\ n_1 &= \frac{I_2}{I_1} \cos \alpha; & n'_1 &= \frac{I_1}{I_2} \cos \alpha; \\ n_2 &= \frac{I_3}{I_2} \cos \beta; & n'_2 &= \frac{I_2}{I_3} \cos \beta; \\ n_3 &= \frac{I_1}{I_3} \cos \gamma; & n'_3 &= \frac{I_3}{I_1} \cos \gamma; \end{aligned} \quad (19)$$

można napisać wyrażenia:

$$\begin{aligned} \underline{I}_2 &= (n_1 + jm_1)\underline{I}_1; & \underline{I}_1 &= (n'_1 + jm'_1)\underline{I}_2 \\ \underline{I}_3 &= (n_2 + jm_2)\underline{I}_2; & \underline{I}_2 &= (n'_2 + jm'_2)\underline{I}_3 \\ \underline{I}_1 &= (n_3 + jm_3)\underline{I}_3; & \underline{I}_3 &= (n'_3 + jm'_3)\underline{I}_1 \end{aligned} \quad (20)$$

przy czym pomiędzy współczynnikami (19) zachodzą związki

$$n'_i + jm'_i = \frac{1}{n_i - jm_i} = \frac{n_i}{n_i^2 + m_i^2} + j \frac{m_i}{n_i^2 + m_i^2}. \quad (21)$$

Po uwzględnieniu wyrażen (20) w (18) otrzymuje się

$$\begin{aligned} \underline{U}_{b1} &= [R_{b1} + m_1 \omega M_{b1} + m'_3 \omega M_{b2} + j\omega(L_{b1} + n_1 M_{b1} + n'_3 M_{b2})] \underline{I}_1, \\ \underline{U}_{b2} &= [R_{b2} + m_2 \omega M_{b3} + m'_1 \omega M_{b1} + j\omega(L_{b2} + n_2 M_{b3} + n'_1 M_{b1})] \underline{I}_2, \\ \underline{U}_{b3} &= [R_{b3} + m_3 \omega M_{b2} + m'_2 \omega M_{b3} + j\omega(L_{b3} + n_3 M_{b2} + n'_2 M_{b3})] \underline{I}_3. \end{aligned} \quad (22)$$

Przy zmierzonych prądach fazowych I_i , spadkach napięć U_{tk} oraz mocach strat P_{tk} w poszczególnych odcinkach toru bifilarnego można obliczyć napięcia sumaryczne U_{bi} w dwóch odcinkach toru połączonych z jedną fazą uzwojenia wtórnego transformatora. Na przykład $\underline{U}_{b1}$ wyznacza zależność

$$\underline{U}_{b1} = \text{Re}(\underline{U}_{t1}) + \text{Re}(\underline{U}_{t2}) + j[\text{Im}(\underline{U}_{t1}) + \text{Im}(\underline{U}_{t2})]$$

czyli

$$\underline{U}_{b1} = \frac{P_{t1} + P_{t2}}{I_1} + j \left[\sqrt{U_{t1}^2 - \left(\frac{P_{t1}}{I_1} \right)^2} + \sqrt{U_{t2}^2 - \left(\frac{P_{t2}}{I_1} \right)^2} \right]$$

Dzieląc obliczone moduły napięć U_{bi} przez prądy I_i otrzymuje się impedancje Z_{bi} poszczególnych par odcinków toru, podane w postaci zespolonej w nawiasach prostokątnych wyrażen (22). Część rzeczywistą i urojoną Z_{bi} wyznacza się z zależności

$$\text{Re}(\underline{Z}_{bi}) = \frac{P_{bi}}{I_i^2}; \quad \text{Im}(\underline{Z}_{bi}) = \sqrt{Z_{bi}^2 - [\text{Re}(\underline{Z}_{bi})]^2}, \quad (23)$$

w których przyjęto oznaczenia: $P_{b1} = P_{t1} + P_{t2}$, $P_{b2} = P_{t3} + P_{t4}$, $P_{b3} = P_{t5} + P_{t6}$.

Na podstawie równań (22) można napisać

$$\begin{aligned} \text{Re}(\underline{Z}_{b1}) &= R_{b1} + m_1 \omega M_{b1} + m'_3 \omega M_{b2} \\ \text{Re}(\underline{Z}_{b2}) &= R_{b2} + m_2 \omega M_{b3} + m'_1 \omega M_{b1} \\ \text{Re}(\underline{Z}_{b3}) &= R_{b3} + m_3 \omega M_{b2} + m'_2 \omega M_{b3} \\ \text{Im}(\underline{Z}_{b1}) &= \omega(L_{b1} + n_1 M_{b1} + n'_3 M_{b2}) \\ \text{Im}(\underline{Z}_{b2}) &= \omega(L_{b2} + n_2 M_{b3} + n'_1 M_{b1}) \\ \text{Im}(\underline{Z}_{b3}) &= \omega(L_{b3} + n_3 M_{b2} + n'_2 M_{b3}). \end{aligned} \quad (24)$$

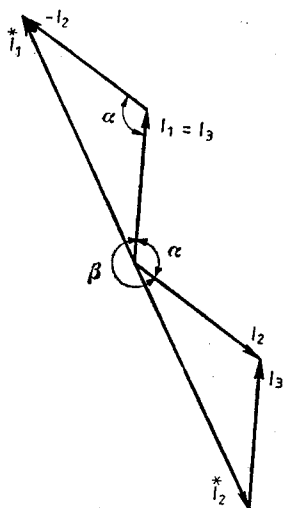
Należy zaznaczyć, że impedancje Z_{bi} określone wzorami (24) są ważne tylko dla zadanej asymetrii prądów I_i gdyż współczynniki m_i , n_i , m'_i , n'_i (19) zmieniają się wraz ze zmianą asymetrii prądów. Poza tym części rzeczywiste impedancji Z_{bi} zawierają oprócz rezystancji R_{bi} również rezystancje sprzężeń wynikające z mocy przenoszonych się między poszczególnymi odcinkami toru za pośrednictwem pola magnetycznego.

Na podstawie części rzeczywistych i urojonych impedancji Z_{bi} , zmierzonych przy trójfazowym zwarcu elektrod pieca, nie można obliczyć parametrów toru R_{bi} , L_{bi} , M_{bi} (6), gdyż parametrów tych jest dziewięć, a niezależnych równań można ułożyć tylko sześć [wzory (24)]. Obliczeń omawianych parametrów można dokonać na podstawie pomiarów toru wykonanych przy trzech różnych dwufazowych zwarcach elektrod.

W przypadku zwarcia elektrod pieca pierwszej z drugą zachodzą następujące związki pomiędzy prądami fazowymi toru $\underline{I}_i$ oraz prądami elektrod $\underline{I}_i^*$:

$$\begin{aligned}\underline{I}_1 &= \underline{I}_1^* + \underline{I}_2; & \underline{I}_2 &= \underline{I}_2^* + \underline{I}_3 \\ \underline{I}_1 &= \underline{I}_3; & \underline{I}_1^* &= -\underline{I}_2^*; & \underline{I}_3^* &= 0.\end{aligned}$$

Na podstawie tych związków i zmierzonych wartości prądów fazowych i przewodowych można obliczyć kąt α pomiędzy prądami $\underline{I}_1$, $\underline{I}_2$, korzystając z wykresu podanego na rys. 3 i odpowiednich wzorów trygonometrycznych. Występujący pomiędzy równymi prądami $\underline{I}_1 = \underline{I}_3$ kąt $\gamma = 0$, czyli zachodzą równości: $m_3 = m'_3 = 0$ oraz $n_3 = n'_3 = 1$.



Rys. 3. Wykres wskazowy prądów przy zwarcu elektrod 1 i 2

Natomiast kąt β pomiędzy $\underline{I}_2$, $\underline{I}_3$ wynosi $360^\circ - \alpha$ i dlatego występują równości $m_2 = -m'_1$, $n_2 = n'_1$, $m'_2 = -m_1$, $n'_2 = n_1$. Dla omawianego przypadku zwarcia wyrażenia (24) uproszczą się do postaci

$$\begin{aligned}Re(\underline{Z}_{b1}) &= R_{b1} + m_1 \omega M_{b1}; & Im(\underline{Z}_{b1}) &= \omega(L_{b1} + n_1 M_{b1} + M_{b2}) \\ Re(\underline{Z}_{b2}) &= R_{b2} + m_2 \omega(M_{b3} - M_{b1}); & Im(\underline{Z}_{b2}) &= \omega[L_{b2} + n_2(M_{b3} + M_{b1})] \\ Re(\underline{Z}_{b3}) &= R_{b3} - m_1 \omega M_{b3}; & Im(\underline{Z}_{b3}) &= \omega(L_{b3} + M_{b2} + n_1 M_{b3}).\end{aligned}$$

Części rzeczywiste i urojone impedancji $\underline{Z}_{bi}$ oblicza się na podstawie wzorów (23).

Przy zwarcu elektrod pieca drugiej z trzecią, prądy fazowe i przewodowe spełniają równości

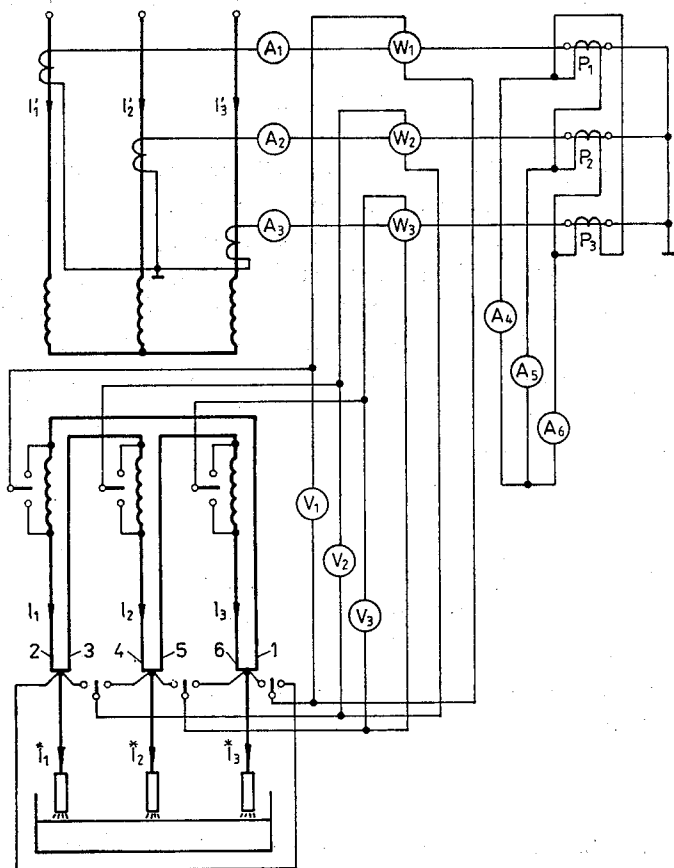
$$\underline{I}_1 = \underline{I}_2; \quad \underline{I}_2 = \underline{I}_3 + \underline{I}_2^*; \quad \underline{I}_3 = \underline{I}_1 + \underline{I}_3^*; \quad \underline{I}_2^* = -\underline{I}_3^*; \quad \underline{I}_1^* = 0$$

przy czym zachodzą równości: $\alpha = 0$; $\gamma = 360^\circ - \beta$; $m_1 = m'_1 = 0$; $n_1 = n'_1 = 1$; $m_3 = -m'_2$; $n_3 = n'_2$; $m'_3 = -m_2$; $n'_3 = n_2$.

Wykonując pomiary przy takim zwarcu i obliczenia $Re(\underline{Z}_{bi})$, $Im(\underline{Z}_{bi})$ można również ułożyć sześć równań na podstawie wyrażeń (24). Następne sześć równań uzyskuje się na

podstawie pomiarów toru wykonanych w czasie zwarcia elektrod pierwszej z trzecią i po uwzględnieniu równości: $\alpha = 360^\circ - \gamma$; $\beta = 0$; $m_2 = m'_2 = 0$; $n_2 = n'_2 = 1$; $m_1 = -m'_3$; $n_1 = n'_3$; $m'_1 = -m_3$; $n'_1 = n_3$.

Na podstawie trzech kolejnych pomiarów toru przeprowadzonych przy trzech różnych zwarciach dwufazowych elektrod można ułożyć osiemnaście równań, zawierających dziewięć poszukiwanych parametrów toru R_{bi} , L_{bi} , M_{bi} . Każdy z tych parametrów można więc obliczyć dwukrotnie z omawianych równań, a do dalszych rozważań przyjmując wartości średnie.



Rys. 4. Układ pomiarowy bifilarnego odcinka toru wieloprądowego

Tory bifilarne nie mają najczęściej zainstalowanych przekładników prądowych, a pomiaru prądów dokonuje się po stronie pierwotnej transformatora piecowego. W takim przypadku parametry toru (6) można zmierzyć za pomocą układu pomiarowego pokazanego na rys. 4. Pomiary należy wykonać po uprzednim przełączeniu w gwiazdę uzwojenia pierwotnego transformatora. Takie połączenie jest korzystne zarówno ze względu na mniejsze prądy dwufazowych zwarć elektrod pieca, jak i mniejszą wartość składowej zerowej prądów fazowych, niż przy połączeniu w trójkąt uzwojenia pierwotnego. Prądy

fazowe mierzone układem pomiarowym z rys. 4 nie zawierają wspomnianej składowej zerowej i z tego powodu obniżona zostaje dokładność pomiarów parametrów toru, i to tym bardziej, im większa jest wartość składowej zerowej prądów płynących w torze bifilarnym. Prądy elektrod potrzebne do obliczeń parametrów toru odtwarza się za pomocą dodatkowych przekładników P_1 , P_2 , P_3 połączonych w trójkąt. Należy przy tym uwzględnić przekładnię zwojową transformatora piecowego.

Na podstawie zmierzonych parametrów toru opisanym układem pomiarowym można obliczyć przybliżoną wartość składowej zerowej prądów fazowych, występującej w czasie pomiarów i ocenić, czy pominięcie tej składowej przy pomiarach było dopuszczalne.

WNIOSKI

Zastosowanie przy piecu łukowym toru wielkoprądowego wykonanego w całości w układzie bifilarnym może okazać się niebezpieczne dla transformatora piecowego. Duże nierówności impedancji fazowych takiego toru mogą wywołać dużą składową zerową prądów fazowych, zwłaszcza w okresie roztapiania wsadu, gdy asymetria prądów łuków ulega ciągłym przypadkowym zmianom. Składowa taka jest przyczyną nadmiernego przeciążenia prądowego niektórych uzwojeń fazowych transformatora.

W piecach łukowo-oporowych z torami bifilarnymi można utrzymywać odpowiednią asymetrię prądów, przy której składowa zerowa prądów fazowych nie przekroczy dopuszczalnej wartości. W celu kontroli można zainstalować układ pomiarowy tej składowej. Zadana asymetrię prądów pieca łukowo-oporowego jest łatwo utrzymać ze względu na stabilny charakter jego pracy.

Wartość składowej zerowej prądów fazowych zależy od układu połączeń transformatora, przy czym jest mniejsza przy układzie Y_d , niż przy układzie D_d .

Odpowiednie parametry elektryczne toru bifilarnego, potrzebne do zanalizowania pracy urządzenia łukowego z takim torem, można wyznaczyć na podstawie pomiarów prądów, spadków napięć i strat mocy w torze, występujących przy różnych dwufazowych zwarciach elektrod pieca.

BIBLIOGRAFIA

1. A. Kurbiel: *Model matematyczny stalowniczego urządzenia łukowego*. Rozprawy Elektrotechniczne, 1978, z. 2
2. A. Kurbiel, J. Kruk: *Analiza bifilarnego toru wielkoprądowego w układzie trójkątowym*. Zeszyty Nauk. AGH, Elektryfikacja i Mechanizacja G. i H., 1979 z. 106

A. KURBIEL

THE INFLUENCE OF A BIFILAR MAIN CURRENT LINE ON THE OPERATION OF AN ARC FURNACE TRANSFORMER

Summary

The zero component of the phase currents, appearing during the operation of a bifilar main current line in a delta connected system, and reaching sometimes relatively large values is due to the difference

of phase resistances and reactances of the system. This zero component is dangerous for the transformer, as one of the phase currents can considerably exceed its rated value while the arc furnace currents are maintained within their rated values. The zero component of the phase currents can be reduced by assuring an appropriate asymmetry of the arc furnace currents. The latter component is also smaller for the star-delta transformer connection than for the delta-delta one. In order to analyse the operation of an electric arc installation with a bifilar main current system, it is necessary to know the respective electric parameters of the system, which can be measured when short-circuiting two of the arc furnace electrodes.

A. KURBIEL

INFLUENCE DES BARRES DU COURANT FORT BIFILAIRES SUR LE TRAVAIL DU TRANSFORMATEUR D'UN FOUR À ARC

Résumé

Les inégalités des résistances et des réactances de phase des barres du courant fort bifilaires montées en triangle entraînent l'apparition d'une composante nulle des courants de phase, qui peut atteindre une valeur importante. Cette composante est dangereuse pour le transformateur, parce qu'un de ses courants de phase peut dépasser considérablement sa valeur nominale, pendant que les courants du four ne dépassent pas les leurs. La composante nulle peut être diminuée par le maintien d'une asymétrie propre des courants du four. Cette composante est moins grande pour le couplage étoile-triangle du transformateur que pour le couplage triangle-triangle. Pour analyser le travail d'un dispositif à arc avec des barres du courant fort bifilaires, il est nécessaire de connaître ses certains paramètres électriques, qui peuvent être mesurés au cours des courts-circuits biphasés des électrodes du four.

A. KURBIEL

EINFLUSS BIFILARER HOCHSTROMLEITUNGEN AUF DEN BETRIEB EINES LICHTBOGENOFENTRANSFORMATORS

Zusammenfassung

Ungleiche Phasenresistanzen und -reaktanzen der bifilaren Hochstromleitung in einer Dreieckschaltung verursachen die Entstehung der Nullkomponente der Phasenströme. Diese Komponente kann große Werte erreichen, und daher ist sie für den Ofentransformator gefährlich, weil einer der Phasenströme seinen Nennwert wesentlich überschreiten kann unter Einhaltung von Ofenströmen, die ihren Nennwert nicht überschritten haben. Die Nullkomponente der Phasenströme kann durch Einstellung entsprechender Ofenstromasymmetrie vermindert werden. Außerdem ist diese Komponente geringer bei der Yd-Schaltung, als der Dd-Schaltung des Transformators. Zwecks Analysierung des Betriebes eines Lichtbogenofens mit bifilarer Hochstromleitung ist es erforderlich, die entsprechenden elektrischen Leitungsparameter zu kennen; diese kann man bei zweiphasigen Kurzschlüssen der Ofenelektroden bestimmen.

A. КУРБЕЛЬ

ВЛИЯНИЕ БИФИЛАРНОЙ ЦЕПИ ВТОРИЧНОЙ СЕТИ НА РАБОТУ ТРАНСФОРМАТОРА ДУГОВОЙ ПЕЧИ

Резюме

Неравенства фазных активных и реактивных сопротивлений бифилярной цепи вторичной сети в системе соединения в треугольник являются причиной возникновения во время её работы — нулевой составляющей фазных токов, которая может достигать относительно больших значений. Такая составляющая опасна для трансформатора, так как один из фазных токов может значительно превысить номинальное значение при поддержке токов печи на уровне не превышающим

номинальных значений. Нулевую составляющую фазных токов можно снизить путём сохранения соответствующей асимметрии токов печи. Кроме того эта составляющая меньше при соединении трансформатора в системе Yd, чем в системе Dd. Для анализа работы дугового устройства с бифилярной цепью необходимо знать соответствующие электрические параметры цепи, которые можно измерить при двухфазных коротких замыканиях электрод печи.

Możliwość obliczeniowego wyznaczenia rozkładu temperatury w rozdzielnicach elektroenergetycznych

ANNA KAJURA, JOLANTA DĄBROWSKA

Wyższa Szkoła Inżynierska w Opolu

Otrzymano 1987.10.15

Autoryzowano do druku 1988.01.27

W pracy dokonano przeglądu metod wyznaczania rozkładu temperatury w szczególności pod względem możliwości zastosowania ich do obliczania rozdzielnic elektroenergetycznych^{*)}. Zwrócono uwagę na praktyczne znaczenie metod przybliżonych, a przede wszystkim na metodę sieci cieplnej. Zastosowano metodę sieci cieplnej do wyznaczenia rozkładu temperatury w rozdzielnicach elektromagnetycznych. Zamieszczono przykładowe obliczenia z wykorzystaniem maszyny cyfrowej.

SPIS OZNACZEŃ

- a — współczynnik wyrównywania temperatury,
- a_1, a_2 — współczynniki równania różniczkowego,
- A — obwód przekroju toru prądowego, stały współczynnik,
- B — współczynnik stały,
- c — współczynnik stały równania kryterialnego,
- c_p — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu,
- C — pojemność cieplna,
- F — współczynnik stały,
- g — przyspieszenie ziemskie,
- Gr — liczba podobieństwa Grashofa,
- h — odległość podziału w przestrzennej siatce różnicowej, wysokość rozdzielnicy,
- i — punkt rozpatrywanego ciała,
- I — prąd przemieniony o stałej wartości skutecznej,
- j — punkt rozpatrywanego ciała,
- k_w — współczynnik wypierania prądu,
- l — wymiar charakterystyczny,
- L_u — współczynnik korekcyjny,
- m — masa ciała,
- n — współczynnik stały równania kryterialnego, normalna do powierzchni,
- N — wymiar przestrzeni,
- Nu — liczba podobieństwa Nusselta,

^{*)} Praca uzyskała III nagrodę zespołową przyznaną przez Polskie Towarzystwo Elektrotechniki Teoretycznej i Stosowanej na wniosek Sądu Konkursowego (1985 XII 18) w ramach konkursu nt. „Zastosowanie maszyn matematycznych w elektrotechnice”.

- p_v — gęstość mocy cieplnej,
 P — moc cieplna,
 Pr — liczba podobieństwa Prandtla,
 $\dot{Q}_{ji}$ — strumień ciepła dopływający z węzła j do węzła i ,
 r — długość elementu przewodzącego ciepło, wewnętrzny wymiar poprzeczny toru prądowego,
 R — zewnętrzny wymiar poprzeczny toru prądowego,
 R_{pt} — rezystancja zestyku w temperaturze t ,
 s — powierzchnia przekroju prostopadłego do osiowego strumienia,
 S, S_1, S_2 — powierzchnia przekroju toru prądowego,
 S_k, S_r — powierzchnia zewnętrzna elementu wymieniającego ciepło z otoczeniem przez konwekcję, radiację,
 t — temperatura powierzchni toru prądowego, elementu rozdzielnicy,
 t_m — temperatura maksymalna toru prądowego,
 t_0 — temperatura otoczenia,
 t_p — temperatura początkowa toru prądowego,
 t_u — temperatura ustalona przewodu w znacznej odległości od jego początku lub dla styku, jak gdyby nie było dodatkowego źródła ciepła,
 V_i — objętość i -tego elementu,
 α — sumaryczny współczynnik oddawania ciepła z powierzchni toru prądowego elementu przez konwekcję i radiację,
 α_k, α_r — współczynnik wymiany ciepła przez konwekcję, radiację,
 α_0 — temperaturowy współczynnik rezystancji,
 β — współczynnik objętościowej rozszerzalności dla środowiska gazowego,
 ε — emisyjność,
 Θ — przyrost temperatury elementu ponad temperaturę otoczenia rozdzielnicy,
 λ — współczynnik przewodzenia ciepła,
 λ_g — współczynnik przewodzenia cieplnego dla środowiska gazowego,
 A — konduktancja cieplna,
 A_k, A_r — cieplna konduktancja odpowiednio dla konwekcji, radiacji, przewodzenia oraz osiowego przewodzenia,
 ν — współczynnik lepkości kinematycznej środowiska gazowego,
 ξ — współczynnik uwzględniający wewnętrzne wydzielanie ciepła,
 ϱ — gęstość ciała,
 ϱ_0, ϱ_t — rezystywność materiału przewodzącego odpowiednio w temperaturze 0°C oraz t ,
 τ — czas,
 Φ — dodatkowy strumień ciepła,
 ψ — współczynnik kształtu.

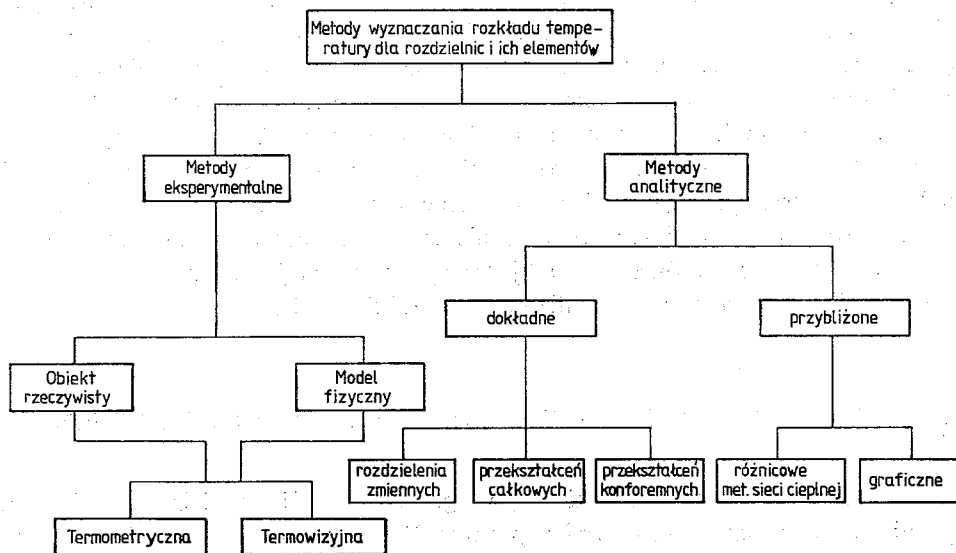
1. WSTĘP

Brak metody pozwalającej w sposób obliczeniowy ocenić nagrzewanie się aparatów elektrycznych w zestawie osłoniętym powoduje, że projektant i konstruktor są w tej dziedzinie zdani jedynie — nie biorąc pod uwagę ich osobistej praktyki — na metodę doświadczalną. Jest ona dotychczas jedynym sposobem pozwalającym ocenić prawidłowość zaprojektowanego zestawu pod względem cieplnym. Nawet wstępna ocena projektu nie może być dokonana innym sposobem ze względu na brak metod obliczeniowych [1], [2]. Zmiany, jakie muszą być nierzadko dokonywane, przy projektowaniu nowych konstrukcji, zwiększają liczbę prób, co jest uciążliwe i kosztowne, a czas potrzebny do uzyskania nowej konstrukcji ulega znacznemu wydłużeniu.

Wzajemne oddziaływania cieplne, między poszczególnymi aparatami oraz złożoność zjawisk związanych z wymianą ciepła, uniemożliwiają dokonanie oceny obciążalności prądowej rozdzielnic elektroenergetycznych przy pomocy sposobów obliczeniowych stosowanych np. do oceny obciążalności prądowej przewodów. W tej dziedzinie sytuacja projektowa oraz konstrukcyjna jest ogólnie oceniana jako trudniejsza niż np. w maszynach elektrycznych. W ujęciu teoretycznych podstaw [3], [4] obliczania rozkładu temperatury nie jest w dostatecznym stopniu uwzględniona możliwość zastosowania ich do rozdzielnic elektroenergetycznych.

2. PRZEGLĄD METOD

Do oceny obciążalności prądowej rozdzielnic, niezależnie od obciążalności prądowej zainstalowanych aparatów, niezbędna jest znajomość rozkładu temperatury w rozdzielnicach. Przegląd metod wyznaczania rozkładu temperatury przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1. Metody wyznaczania rozkładu temperatury dla rozdzielnic i ich elementów

Wyznaczenie rozkładu temperatury w rozdzielnicach może być przeprowadzone doświadczalnie z wykorzystaniem rozdzielnic rzeczywistych względnie ich modeli fizycznych przy zastosowaniu jako metod pomiarowych metody termometrycznej względnie termowizyjnej [1]. Natomiast w niniejszej pracy rozważa się możliwość analitycznego ujęcia problemu nagrzewania się rozdzielnic. Większość metod analitycznych charakteryzuje się tym, że znajduje zastosowanie do układów prostych zarówno pod względem kształtów, jak i wzajemnych powiązań cieplnych. Rozdzielnica jest układem złożonym i stąd konieczność rozważenia obok metod dokładnych obliczania rozkładu temperatury, również metod przybliżonych.

Do metod dających rozwiązanie w postaci funkcji opisującej szukany rozkład tempe-

ratury należą metody dokładne. Rozkład temperatury jest opisany przez równanie różniczkowe cząstkowe wraz z odpowiednimi warunkami brzegowymi i początkowymi dla nieustalonych warunków nagrzewania. Najczęściej stosowaną do znalezienia rozkładu temperatury jest metoda rozdzielania zmiennych. Znajduje ona zastosowanie przede wszystkim do pól bezźródłowych a pośrednio i do pól źródłowych, tzn. przez przyjęcie funkcji określającej pole temperaturowe jako sumy dwóch funkcji, z których jedna stanowi rozwiązanie równania opisującego źródłowe pole temperatury, a druga rozwiązanie równania dla pola bezźródłowego.

Rzeczywistość ciepła oraz równania opisujące rozkład temperatury w elementach torów prądowych zestawiono w tablicy 1. Rozważano kolejno: jednorodny tor prądowy nieizolowany o stałym przekroju, tor prądowy z jednokrotną zmianą skokową przekroju oraz zmianą podwójną, tor częściowo zaizolowany oraz taki tor, w którym wystąpiło przewężenie spowodowane połączeniem stykowym. Rozwiązanie dla poszczególnych przypadków w postaci funkcji opisującej rozkład temperatury wzdłuż toru prądowego, jest już dla elementarnych przypadków stosunkowo złożone.

Uzyskanie tym sposobem rozkładu temperatury w rozdzielnicach nie jest praktycznie możliwe. Zachodzi konieczność odwołania się do metod przybliżonych, które pozwoliłyby znaleźć rozkład temperatury w złożonym zestawie elementów wzajemnie powiązanych cieplnie. Należą do nich metoda graficzna oraz metoda różnicowa. Metoda graficzna ma zastosowanie w stanach nieustalonych przy założeniu jednowymiarowych pól temperatury, w układzie bez wewnętrznych źródeł ciepła. Aproksymuje się przebiegi funkcji temperatury, spełniające równanie różniczkowe, krzywą łamaną w określonych chwilach czasowych. Natomiast metoda różnicowa ma zastosowanie do stanów nieustalonych, jak i ustalonych zarówno dla pól jednowymiarowych, jak i dwu- oraz trójwymiarowych również z wewnętrznie zlokalizowanymi źródłami ciepła.

3. METODA PRZYBLIŻONA W ZASTOSOWANIU DO ROZDZIELNIC

Przewodzenie ciepła jest zjawiskiem podlegającym I i II zasadzie termodynamiki. Połączenie prawa zachowania energii z prawem Fouriera prowadzi do równania przewodzenia ciepła zw. równaniem Fouriera-Kirchhoffa:

$$c_p \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = \nabla(\lambda \nabla t) + p_v(x, y, z, \tau). \quad (1)$$

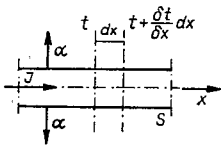
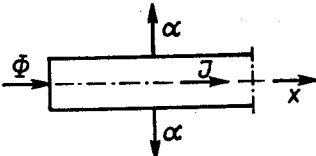
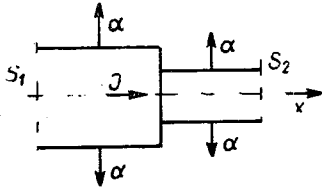
Jeśli rozpatrywany element jest jednorodny, izotropowy oraz jego współczynnik przewodzenia ciepła nie zależy od temperatury wówczas proces przewodzenia ciepła można opisać równaniem Fouriera:

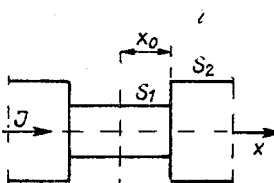
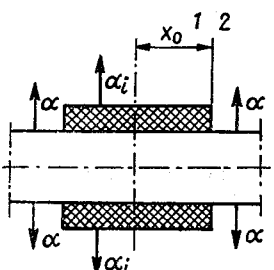
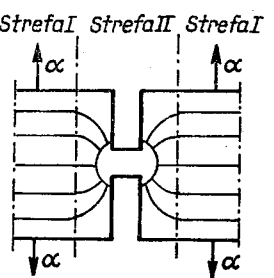
$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{p_v}{c_p \rho}, \quad (2)$$

gdzie:

$$a = \lambda / (c_p \rho)$$

Rozkład temperatury wybranych elementów torów prądowych [2], [5]

Lp.	Element toru prądowego	Rozkład temperatury w stanie cieplnie ustalonym
1	2	3
1	 1. Nieizolowany 2. Jednorodny 3. Stały przekrój poprzeczny 4. $I = \text{const}$	a) Rozpływ ciepła przez przewodzenie wzdłuż osi toru $\frac{d^2 t}{dx^2} - a_1^2 \cdot t + a_2^2 = 0$ przy: $a_1 = \sqrt{\frac{\alpha A}{\lambda S} - \frac{I^2 k_w \varrho_0 \alpha_0}{\lambda}}$ $a_2 = \sqrt{\frac{\alpha A t_0}{\lambda S} + \frac{I^2 k_w \cdot \varrho_0}{\lambda}}$ b) Bez osiowego rozpływu ciepła $\frac{I^2 k_w \varrho_t}{S} = \alpha A \cdot (t - t_0)$
2	 1, 2, 3, 4 j.w. 5. Na początku toru punktowe źródło dodatkowego strumienia ciepła	Z dodatkowym osiowym rozpływem ciepła $t = (t_m - t_u) e^{-a_1 x} + t_u$ $t_m = t_u + \frac{\Phi}{\sqrt{\alpha \lambda A S}} \text{ dla } x = 0$ $t_u = \frac{a_2^2}{a_1^2}$
3	 1. Nieizolowany 2. Jednokrotna skokowa zmiana przekroju 3. Końce toru są znacznie odległe od miejsca połączenia	$t_1 = (t_p - t_{1u}) \cdot e^{(a_1)_1 x} + t_{1u}; \quad x \leq 0$ $t_2 = (t_p - t_{2u}) \cdot e^{-(a_1)_2 x} + t_{2u}; \quad x \geq 0$ $t_p = \frac{(a_1)_1 \cdot t_{1u} + (a_1)_2 \cdot t_{2u}}{(a_1)_1 + (a_1)_2}$ $t_{1u} = \frac{(a_2)_1^2}{(a_1)_1}; \quad t_{2u} = \frac{(a_2)_2^2}{(a_1)_2}$ $(a_1)_1, (a_1)_2, (a_2)_1, (a_2)_2$ — podobnie jak w punkcie 1.

1	2	3
4	 1. Nieizolowany 2. Podwójna skokowa zmiana przekroju ($S_2 > S_1$) 3. Układ symetryczny 4. Końce znacznie odległe od miejsca połączenia	$t_1 = (t_m - t_{1u}) \cdot \cosh(a_1)_1 x + t_{1u}$ $t_2 = \frac{(a_1)_1}{(a_1)_2} (t_{1u} - t_m) e^{-(a_1)_2(x-x_0)} \cdot \sinh(a_1)_2 + t_{2u}$ $t_m = t_{1u} - \frac{t_{1u} - t_{2u}}{\cosh(a_1)_1 x_0 + \frac{(a_1)_1}{(a_1)_2} \sinh(a_1)_1 x}$ $t_{1u} = \frac{(a_2)_1}{(a_1)_1}; t_{2u} = \frac{(a_2)_2}{(a_1)_2}$ $(a_1)_1, (a_1)_2, (a_2)_1, (a_2)_2 \text{ — podobnie jak w punkcie 1.}$
5	 1. Tor prądowy częściowo izolowany na odcinku o długości $2x_0$ 2. Stały przekrój	$(a_1)_1 = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda S \left(\frac{\ln \frac{R}{r}}{\lambda_i} + \frac{1}{R\alpha_i} \right)}}$ $(a_2)_1 = \sqrt{\frac{2\pi t_0}{\lambda S \left(\frac{\ln \frac{R}{r}}{\lambda_i} + \frac{1}{R\alpha_i} \right)} + \frac{I^2 k_w q_0}{\lambda}}$ $(a_1)_2 = \sqrt{\frac{\alpha A}{\lambda S} - \frac{I^2 k_w q_0 \alpha_0}{\lambda}}$ $(a_2)_2 = \sqrt{\frac{\alpha A t_0}{\lambda S} + \frac{I^2 k_w q_0}{\lambda}}$
6	Dla zestyku punktowego  1. Strefa II niejednorodna, a strefa I jednorodna 2. Pomija się oddawanie ciepła do otoczenia w strefie II	$t = t_u + \frac{I^2 R_{pt}}{2\sqrt{\lambda \alpha S A}} \cdot e^{-\sqrt{\frac{\alpha A}{\lambda S}} \cdot x}$ $t_m = t_0 + \frac{I^2 q_t k_w}{\alpha A S} + \frac{I^2 R_{pt}}{2\sqrt{\lambda \alpha S A}}$

∇^2 — operator Laplace'a, który przyjmuje zapis:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}.$$

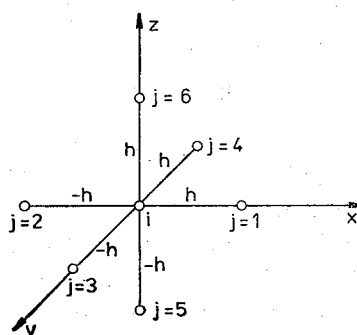
Stan ciała na początku procesu nagrzewania jest określony przez warunek początkowy. Natomiast wzajemne oddziaływania cieplne między powierzchnią ciała a otaczającym środowiskiem ujmują warunki brzegowe, przy czym na wybór odpowiednich warunków brzegowych ma wpływ charakter wymiany ciepła z otoczeniem. W rozdzielnicy przekazywanie ciepła odbywa się przez konwekcję, promieniowanie i przewodzenie. W przypadku oddawania ciepła do otoczenia na drodze konwekcji i promieniowania zastosowano warunek brzegowy w postaci:

$$\lambda \frac{\partial t}{\partial n} = -\alpha t(x, y, z, \tau). \quad (3)$$

Jeśli powierzchnia ciała stałego przewodzącego ciepło ma bezpośrednią styczność z innym ciałem stałym, to wymianę ciepła opisano warunkiem brzegowym:

$$\lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial n} = \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial n}. \quad (4)$$

Interesującym nas rozwiązaniem są temperatury w poszczególnych punktach ciała o wewnętrznie zlokalizowanych źródłach ciepła. W tym celu zastosowano metodę przybliżoną, a mianowicie metodę transformacji różnicowej. Przyjęto przestrzenną siatkę różnicową, w której odległość między poszczególnymi punktami podziału wynosi h i jest stała. Poszukując temperatury w wybranym punkcie i rys. 2 założono, że funkcja będąca



Rys. 2. Przykładowo wybrany punkt siatki różnicowej

rozwiązaniem równania przewodnictwa spełnia niezbędne warunki do rozwinięcia jej w szereg Taylora. Temperaturę w punkcie i tj. $t_i(x, y, z)$ można przedstawić w przybliżeniu jako funkcję wartości rozwiązań w sąsiednich punktach j , gdzie $j = 1, 2, \dots, 6$:
Dla $j = 1$

$$t(x_i + h, y_i, z_i, \tau) = t(x_i, y_i, z_i, \tau) + \frac{1}{1!} \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_i h + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right)_i h^2 + \\ + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 t}{\partial x^3} \right)_i h^3 + \dots$$

Dla $j = 2$

$$t(x_i - h, y_i, z_i, \tau) = t(x_i, y_i, z_i, \tau) - \frac{1}{1!} \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_i \cdot h + \\ + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right)_i \cdot h^2 - \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 t}{\partial x^3} \right)_i \cdot h^3 + \dots \quad (5)$$

i analogicznie dla pozostałych punktów j .

Dla $j = 6$

$$t(x_i, y_i, z_i + h, \tau) = t(x_i, y_i, z_i, \tau) + \frac{1}{1!} \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_i \cdot h + \\ + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right)_i \cdot h^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 t}{\partial x^3} \right)_i \cdot h^3 + \dots$$

Mnożąc równania (5) obustronnie przez stałe współczynniki odpowiednio $A, B, \dots, F$ otrzymuje się przykładowo dla $j = 1$ oraz $j = 2$:

$$A[t(x_i + h, y_i, z_i, \tau) - t(x_i, y_i, z_i, \tau)] = \frac{1}{1!} \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_i h \cdot A + \\ + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right)_i h^2 \cdot A + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 t}{\partial x^3} \right)_i h^3 \cdot A + \dots \\ B[t(x_i - h, y_i, z_i, \tau) - t(x_i, y_i, z_i, \tau)] = -\frac{1}{1!} \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_i h \cdot B + \\ + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right)_i h^2 \cdot B - \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 t}{\partial x^3} \right)_i h^3 \cdot B + \dots \quad (6)$$

Następnie dodając stronami podług tej samej współrzędnej otrzymuje się:

$$A[t(x_i + h, y_i, z_i, \tau) - t(x_i, y_i, z_i, \tau)] + B[t(x_i - h, y_i, z_i, \tau) - t(x_i, y_i, z_i, \tau)] = \\ = \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)_i \cdot h(A - B) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right)_i \cdot h^2(A + B) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 t}{\partial x^3} \right)_i \cdot h^3(A - B) + \dots \quad (7)$$

oraz analogicznie dla pozostałych współrzędnych.

Mając na celu wyznaczenie składników operatora Laplace'a w równaniu przewodnictwa przyjęto wartości stałych współczynników tak, aby współczynnik przy pierwszej pochodnej był równy zeru. Jednocześnie polepsza się tym samym dokładność aproksymacji, ponieważ współczynnik przy trzeciej pochodnej również przyjmuje wartość zerową. Następnie przekształcając równania (7) w celu wyodrębnienia drugiej pochodnej temperatury podług współrzędnych w punkcie i oraz pomijając wszystkie pochodne wyższe od trzeciej otrzymuje się:

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right)_i = \frac{1}{h^2} [t(x_i + h, y_i, z_i, \tau) + t(x_i - h, y_i, z_i, \tau) - 2t(x_i, y_i, z_i, \tau)], \\ \left(\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right)_i = \frac{1}{h^2} [t(x_i, y_i + h, z_i, \tau) + t(x_i, y_i - h, z_i, \tau) - 2t(x_i, y_i, z_i, \tau)], \\ \left(\frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right)_i = \frac{1}{h^2} [t(x_i, y_i, z_i + h, \tau) + t(x_i, y_i, z_i - h, \tau) - 2t(x_i, y_i, z_i, \tau)]. \quad (8)$$

Tak więc sumując równania (8) oraz dokonując odpowiednich podstawień otrzymuje się:

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}\right)_i + \left(\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}\right)_i + \left(\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right)_i = (\nabla^2 t)_i = \frac{1}{h^2} \left(\sum_{j=1}^{2N} t_j - 2Nt_i \right). \quad (9)$$

W obliczeniach przyjęto: $N = 3$.

Równanie różniczkowe cząstkowe (2) zostaje zastąpione odpowiadającym mu równaniem różnicowym, które dla rozważanego i -tego węzła ma następującą postać:

$$\frac{dt_i}{d\tau} = a_i \frac{1}{h^2} \left(\sum_{j=1}^{2N} t_j - 2Nt_i \right) + \frac{p_{iv}}{c_{pi} \cdot \varrho_i}. \quad (10)$$

Następnie wprowadzając zależność na gęstość mocy źródeł ciepła ($p_{iv} = P_i/h^3$), współczynnik wyrównywania temperatury ($a_i = \lambda_i/(c_{pi} \cdot \varrho_i)$), gęstość ciała ($\varrho_i = m_i/h^3$), pojemność cieplną ($C_i = m_i \cdot c_{pi}$) oraz konduktancję cieplną przewodzenia ($\Lambda_i = \lambda_i h$) otrzymuje się dla i -tego węzła siatki różnicowej:

$$C_i \cdot \frac{dt_i}{d\tau} + \Lambda_i (2Nt_i - \sum_{j=1}^{2N} t_j) = P_i. \quad (11)$$

Stosując podobny sposób postępowania dla pozostałych węzłów siatki różnicowe, nałożonej na rozpatrywany obiekt składający się z n -ciał otrzymuje się układ n równań. Po uporządkowaniu według szukanych temperatur w poszczególnych punktach węzłowych $i = 1, 2, \dots, n$ otrzymuje się układ równań opisujących pole temperatury w rozpatrywanym obiekcie, co można ująć w zapisie macierzowym:

$$C \cdot \frac{dt}{d\tau} + \Lambda t = P; \quad t = \begin{bmatrix} t_1 \\ t_2 \\ \vdots \\ t_n \end{bmatrix} \quad (12)$$

gdzie:

C — macierz pojemności cieplnych,

Λ — macierz konduktancji cieplnych,

P — wektor jednokolumnowy mocy cieplnych,

t — wektor jednokolumnowy szukanych temperatur.

Uzyskano w ten sposób aproksymację równań różniczkowych cząstkowych przewodnictwa cieplnego dla układu złożonego z n -ciał. Uwzględniając analogię matematyczną między zjawiskami termokinetycznymi i elektrycznymi wprowadza się jako kluczowe pojęcie oporu cieplnego w szczególności przewodzenia względnie jego odwrotności (konduktancja cieplna przewodzenia). Umożliwia to znalezienie związków między mocą cieplną i różnicą temperatur, których postać jest identyczna z matematyczną postacią prawa Ohma. Można zauważyć, że uzyskany układ równań (12) odpowiada matematycznie równaniom obwodów elektrycznych o stałych skupionych. Wykorzystując odpowiednie analogie proces przewodzenia ciepła można przedstawić za pomocą sieci cieplnej.

Dotychczasowe zastosowania metody sieci cieplnej podawane są szczególnie w dostępnych publikacjach z ograniczeniem do obliczeń nagrzewania maszyn elektrycznych. Natomiast w publikacjach dotyczących problemu nagrzewania aparatów w rozdzielnicach osłoniętych (6) poza ogólną charakterystyką zagadnienia, wskazaniem na potrzebę opracowania metody obliczeniowej i propozycją zastosowania metody sieci cieplnej ewentualnie podaniem końcowym wyników, brak jest bliższych informacji związanych z przystosowaniem proponowanej metody do obliczeń nagrzewania rozdzielnic.

Stosowanie metody transformacji różnicowej tworzenia równań różnicowych nie jest dogodne w przypadku zastosowania do równań opisujących rozkład temperatury w rozdzielnicach. Odległość między poszczególnymi elementami podziału nie jest stała, występują zmiany współczynników materiałowych, co prowadzi do utrudnionego rozpatrywania elementów różnicowych położonych na brzegu obszaru oraz komplikacji uzyskanych równań różnicowych. Dla utworzenia potrzebnych równań różnicowych zastosowano znacznie dogodniejszą metodę uniwersalną, znaną pod nazwą metody bilansów elementarnych [7]. Zgodnie z tą metodą dokonano podziału rozpatrywanego układu na elementy, dla których ułożono równania bilansów energii. Założono, że pojemność cieplna oraz gęstość mocy źródeł są skupione w węzłach reprezentujących poszczególne elementy, a opory przepływu ciepła są skupione na odcinkach łączących węzły między sobą. Dla i -tego węzła równanie bilansu przyjmuje postać:

$$\sum_{j=1}^n \dot{Q}_{ji} + V_i p_i = V_i c_{pi} \varrho_i \frac{dt_i}{d\tau}. \quad (13)$$

Stosując prawa wymiany ciepła oraz mając zadany warunek brzegowy III rodzaju zapisano rozpatrywane równanie bilansu energii następująco:

$$C_i \frac{dt_i}{d\tau} + t_i \sum_j A_{ij} + \sum_j (-A_{ij}) \cdot t_j = P_i, \quad (14)$$

przy czym A_{ij} są to konduktancje łączące węzły między sobą.

Dla przypadków stacjonarnych warunków cieplnych w rozdzielnicy, która stanowi przedmiot badań otrzymuje się układ równań różnicowych:

$$A \cdot t = P \quad \text{dla} \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (15)$$

Stosując metodę sieci cieplnej do wyznaczenia rozkładu temperatury w rozdzielnicy dokonuje się podziału układu na elementy, których liczba jest uwarunkowana wymaganiami stawianymi dokładności obliczonych temperatur, uzyskaniem przybliżenia do prostych układów geometrycznych o jednakowych warunkach nagrzewania i oddawania ciepła, sposobem przeprowadzania obliczeń. Przestrzenny rozptył strumieni ciepłych z elementów torów prądowych do otoczenia przedstawia się za pomocą schematu zastępczego powstałego przez połączenie konduktancji cieplnych dla rozpatrywanych kierunków strumieni cieplnych. Rozkład temperatury w danym elemencie zostaje zastąpiony przez średnią temperaturę tzn. nie rozpatruje się w obliczeniach metodą sieci cieplnej rozkładu temperatury w elemencie podziału rozdzielnicy. Dokładność przedstawienia stanu cieplnego rozdzielnicy rośnie wraz ze wzrostem liczby elementów, na które została podzielona, ale jednocześnie obliczenia się komplikują. W rozważanej sieci rozróżnia się węzły aktywne i pasywne, co wynika z układu cieplnego, jaki stanowi rozdzielnica składająca

się z elementów bez wewnętrznych źródeł ciepła oraz elementów o wewnętrznie zlokalizowanych źródłach ciepła.

4. WYNIKI BADAN

Zgodnie z przeprowadzonymi rozważaniami dotyczącymi analizy zjawisk cieplnych w rozdzielnicy i przyjętymi założeniami ograniczającymi [2] przeprowadzono obliczenia rozkładu temperatury dla przykładowego rozmieszczenia źródeł ciepła w rozdzielnicy osłoniętej. Na podstawie pomiarów oraz danych katalogowych określono moce cieplne poszczególnych źródeł ciepła w rozdzielnicy. Dokonano podziału rozdzielnicy na elementy oraz określono drogi rozprzysięgu ciepła. Następnie wzajemne oddziaływania cieplne przedstawiono w postaci sieci cieplnej. W tym celu ponumerowano węzły sieci cieplnej poczynając od osłony jako elementu mającego bezpośrednią styczność z powietrzem otaczającym rozdzielnicę, następnie dla powietrza w rozdzielnicy i dalej dla kolejnych węzłów. Następnie założono wstępnie wartość oczekiwanego rozwiązania w postaci tzw. zerowego oszacowania temperatur poszczególnych elementów. Celowym jest, aby wstępna ocena spodziewanego rozkładu temperatur w rozdzielnicy zawierała się w granicach żądanych wartości temperatur. W rozpatrywanym przykładzie obliczeniowym są to dopuszczalne temperatury poszczególnych elementów rozdzielnicy. Dla wyznaczenia rozkładu temperatur w rozdzielnicy w celu określenia jej obciążalności prądowej opracowano specjalny program obliczeniowy. Stosownie do rozpatrywanego projektu konstrukcji rozdzielnicy określono dane wejściowe dla elementów sieci cieplnej, na podstawie których przeprowadzono obliczenia konduktancji cieplnych. W zależności od zachodzących oddziaływań cieplnych między poszczególnymi elementami rozdzielnicy w gałęziach sieci cieplnej uwzględniono konduktancje konwekcji, radiacji i przewodzenia. W badanej rozdzielnicy oddawanie ciepła do powietrza zachodzi na drodze konwekcji swobodnej. Stąd obliczono dla poszczególnych elementów:

— liczbę Nusselta

$$Nu^{i,j} = c(Gr \cdot Pr)^{(i,j)n}, \quad (16)$$

gdzie wartości współczynników c oraz n są uzależnione od wartości iloczynu liczb podobieństwa Grashofa i Prandtla:

$$(Gr \cdot Pr)^{i,j} = \frac{g \cdot \beta^{i,j} \cdot Pr^{i,j} (t_i - t_j) l_i^3}{(\nu^{i,j})^2}, \quad (17)$$

— konwekcyjny współczynnik wymiany ciepła

$$\alpha_k^{i,j} = Nu^{i,j} \frac{\lambda_g^{i,j}}{l_i},$$

— cieplną konduktancję konwekcji swobodnej

$$A_k^{i,j} = k^{i,j} S_k^i, \quad (18)$$

Ze względu na wymiary oraz wzajemne ułożenie powierzchni poszczególnych elementów rozdzielnicy wyznaczono współczynnik charakteryzujący wymianę ciepła przez

Obliczone wartości konduktancji cieplnych oraz rozkład temperatury w rozdzielnic

Numer węzła	Konwekcja naturalna		Promieniowanie		Przewodzenie			Temperatury w węzłach sieci cieplnej °C
	Oznaczenie gałęzi	λ_k W/K	Oznaczenie gałęzi	λ_r W/K	Oznaczenie gałęzi	λ_ξ W/K	λ_η W/K	
1	1—0	31,1344	1—0	56,7126	—	—	—	38,44
2	2—1	32,5364	—	—	—	—	—	48,64
3	3—2	1,1551	3—38	1,0027	3—4	0,8004	—	83,14
4	4—2	0,2593	4—1	0,1088	4—5	0,9963	—	91,70
5	—	—	—	—	5—7	0,9505	3,9056	97,86
6	6—2	0,4575	6—1	0,6030	—	—	—	86,56
7	7—2	0,2876	7—1	0,1268	7—8	1,5209	—	102,73
8	8—2	0,2991	8—1	0,4780	8—9	1,4641	—	109,45
9	9—2	0,3054	9—1	0,1409	9—10	0,5253	—	108,45
10	10—2	1,0412	10—1	0,3249	10—11	0,4967	—	93,24
11	11—2	0,4692	11—1	0,1498	11—12	0,7335	—	86,25
12	12—2	0,2129	12—1	0,1002	12—13	0,7620	—	93,56
13	13—2	0,0742	13—1	0,0176	13—14	0,2916	0,3999	105,87
14	—	—	—	—	14—16	0,2916	0,3450	166,97
15	15—2	0,1485	15—1	0,1792	—	—	—	109,79
16	16—2	0,0746	16—1	0,0177	16—18	0,9310	0,3999	106,83
17	17—2	0,1627	17—1	0,2521	—	—	—	86,59
18	18—2	0,1123	18—1	0,1721	18—19	0,5184	—	96,17
19	—	—	—	—	19—22	0,5611	0,7713	92,13
20	20—2	0,3779	20—1	0,5522	—	—	—	65,74
21	21—2	0,2785	21—1	0,2652	—	—	—	100,02
22	22—2	0,1353	22—1	0,0521	22—23	0,6987	—	78,72
23	23—2	0,5966	23—1	0,7506	23—24	0,7020	—	73,28
24	24—2	0,1272	24—1	0,0478	—	—	—	66,50
25	25—2	0,2129	25—1	0,1002	25—11	0,7335	—	93,56
					25—26	0,7620	—	

26	26—2	0,0742	26—1	0,0176	26—27	0,2916	26—30	0,3999	105,87
27	—	—	—	—	27—29	0,2916	27—28	0,3450	166,97
28	28—2	0,1485	28—1	0,1792	—	—	—	—	109,79
29	29—2	0,0746	29—1	0,0177	29—31	0,9310	29—30	0,3999	106,83
30	30—2	0,1627	30—1	0,2521	—	—	—	—	86,59
31	31—2	0,1123	31—1	0,1721	31—32	0,5184	—	—	96,17
32	—	—	—	—	32—35	0,5612	32—23	0,7713	92,13
33	33—2	0,3778	33—1	0,5522	—	—	—	—	65,74
34	34—2	0,2785	34—1	0,2652	—	—	—	—	100,02
35	35—2	0,1353	35—1	0,0521	35—36	0,6987	—	—	78,72
36	36—2	0,5966	36—1	0,7506	36—37	0,7020	—	—	73,28
37	37—2	0,1272	37—1	0,0478	—	—	—	—	66,50
38	38—2	0,7006	38—1	1,4083	—	—	—	—	50,93

promieniowanie wg następującej zależności:

$$\alpha_r^{i,j} = \varepsilon_i 5,67 \left[\left(\frac{273+t_i}{100} \right)^4 - \left(\frac{273+t_j}{100} \right)^4 \right] \frac{1}{t_i - t_j} \quad (19)$$

i na tej podstawie ciepłą konduktację promieniowania:

$$A_r^{i,j} = \alpha_r^{i,j} \cdot S_r^{i,j}. \quad (20)$$

Dla elementów pasywnych tj. bez wewnętrznych źródeł ciepła obliczono konduktancję przewodzenia w postaci:

$$A_\lambda^{i,j} = \lambda^{i,j} \cdot \eta^{i,j}. \quad (21)$$

W zależności od parametrów geometrycznych odpowiednio dla rozpatrywanego układu przewodzenia ciepła współczynnik kształtu oblicza się indywidualnie dla każdego przypadku.

Przewodzenie w elementach o wewnętrznie zlokalizowanych źródłach ciepła scharakteryzowane jest przez konduktancję osiowego przewodzenia ciepła, którą w niniejszym przykładzie obliczono następująco:

$$A_\xi^{i,j} = \frac{3}{\frac{r_i}{\xi_i \lambda_i s_i} + \frac{r_j}{\xi_j \lambda_j s_j}}. \quad (22)$$

Najczęściej przyjmuje się $\xi = 3$ za wyjątkiem źródeł o znacznej gęstości strat mocy, dla których $\xi = 2$ [2].

Na podstawie wyznaczonych konduktancji ciepłych rozwiązano układ równań [15]. W każdym kroku iteracyjnym wprowadzono korekcję otrzymanych rozwiązań ze względu na rozmieszczenie poszczególnych elementów rozdzielnic na różnych wysokościach. Korekcję rozwiązań przeprowadzono zgodnie z zależnością:

$$\Theta_i(h) = \Theta_i + \Theta_{2i}(h) - \Theta_2 \quad (23)$$

przy czym

$$\Theta_{2i}(h) = L_u^i(h) \cdot \Theta_2.$$

Dla otrzymania rozkładu temperatury w rozdzielnic przy wykorzystaniu rozwiązania uzyskanego względem umownej temperatury węzła odniesienia, skorzystano z zależności:

$$t_i = \Theta_i(h) + t_0. \quad (24)$$

Końcowe wyniki obliczeń konduktancji ciepłych oraz rozkładu temperatury w rozdzielnic niskiego napięcia zestawiono w tablicy 2. W przedstawionym przykładzie sieć cieplna rozdzielnic ma 38 węzłów, co decyduje o wymiarze macierzy konduktancji ciepłych (38×38). Istnienie oddziaływań ciepłych między poszczególnymi elementami w rozdzielnic odpowiada oznaczeniu gałęzi wraz z istniejącą w niej konduktancją. Dzięki temu tablica 2 stanowi jednocześnie cyfrowy sposób przedstawienia sieci wzajemnych oddziaływań ciepłych w rozdzielnic. Gałąź 1—0 przedstawia powiązanie cieplne osłony (węzeł 1) z otoczeniem na zewnątrz rozdzielnic (węzeł 0). Natomiast gałąź 2—1 reprezentuje oddziaływanie cieplne między powietrzem wewnątrz rozdzielnic (węzeł 2), a jej osłoną. Konduktancje cieplne w tych gałęziach posiadają największe wartości. W pozostałych gałęziach konduktancje cieplne przedstawiają oddawanie ciepła przez poszcze-

gólne elementy rozdzielnic do powietrza wewnątrz osłony A_k oraz do osłony A_r . Wartości tych konduktancji są znacznie mniejsze niż dla gałęzi 1—0 oraz 2—1, lecz ich wartości są dla konwekcji i radiacji porównywalne, co uniemożliwia pominięcie któregoś z tych rodzajów wymiany ciepła. W przykładzie uwzględniono konduktancje odwzorowujące przewodzenie ciepła w torach prądowych rozdzielnic A_ξ , a więc w gałęziach łączących ze sobą węzły aktywne. W niektórych przypadkach, odpowiadających przede wszystkim izolowanym torom prądowym, uwzględniono ponadto konduktancje przewodzenia ciepła A_i w pasywnych elementach rozdzielnic. Ze względu na sposób przeprowadzania obliczeń szczególnie dla sieci cieplnych o dużej liczbie węzłów istotnego znaczenia nabierają węzły oraz gałęzie charakteryzujące się znacznymi wartościami konduktancji cieplnych. Od nich to właśnie należy rozpoczynać numerację węzłów sieci cieplnej rozdzielnic. Obszerne wyniki przeprowadzonych na EMC obliczeń rozkładu temperatury w rozdzielnicach, w kolejnych krokach iteracyjnych zestawiono w pracy [2]. Dla oceny zbieżności rozwiązań obliczono różnice temperatur pomiędzy kolejnymi krokami. Stwierdzono, że wystarczy ograniczyć obliczenia do trzech kroków iteracyjnych. Uzyskany rozkład temperatury porównano z rozkładem otrzymanym na drodze eksperymentalnej. Błąd względny po trzecim kroku w odniesieniu do temperatur pomiarowych wynosi 12%. Wszystkie obliczone temperatury są większe od temperatur pomierzonych za wyjątkiem dwóch przypadków, co można wytłumaczyć błędami zaokrągleń przy obliczaniu poszczególnych wartości. Różnice temperatur między poszczególnymi krokami maleją, a w szczególności dla niektórych elementów między krokiem czwartym a trzecim wynoszą do 1,5°C. Jeżeli różnice między kolejnymi krokami nie przekraczają założonej wartości, wówczas uzyskane wyniki obliczeń należy uznać jako końcowe i porównać z temperaturami dopuszczalnymi. Dla spełnionego warunku nie przekraczania dopuszczalnych temperatur obliczenia projektowanej rozdzielnic można zakończyć. W przeciwnym wypadku konieczne jest dokonanie zmian konstrukcyjnych i ponowne przeprowadzenie obliczeń.

WNIOSKI

Do obliczania rozkładu temperatury w elektroenergetycznych rozdzielnicach osłoniętych zastosowanie znajdują przede wszystkim metody przybliżone, z których najdogodniejszą wydaje się być metoda sieci cieplnej.

Ze względu na iteracyjny sposób postępowania przy poszukiwaniu rozwiązania metoda ta dobrze nadaje się do projektowych obliczeń nagrzewania rozdzielnic. Na uwagę zasługuje stosunkowo szybka zbieżność procesu iteracyjnego.

Rozpowszechnienie metody sieci cieplnej w zastosowaniu do rozdzielnic wymaga dalszych prac związanych z analizą zjawisk wymiany ciepła w rozdzielnicach oraz przygotowywaniem danych wejściowych do obliczeń.

BIBLIOGRAFIA

1. J. Dąbrowska: *Analiza ustalonego pola temperaturowego z wewnątrz zlokalizowanymi źródłami ciepła w rozdzielnicach osłoniętych*. Rozprawa doktorska, Politechnika Śląska, Gliwice, 1979
2. A. Kajura: *Zastosowanie metody sieci cieplnej do ustalenia stacjonarnego rozkładu temperatury w rozdzielnicach osłoniętych*. Rozprawa doktorska, Politechnika Śląska, Gliwice, 1979

3. E. Kącki: *Równania różniczkowe cząstkowe w elektrotechnice*. Warszawa: WNT, 1971
4. A. Kessler: *Zur Theorie des Wärmequellenetzes*. Archiv für Elektrotechnik. 1964, H. 2
5. A. Au, J. Maksymiuk, Z. Pochanke: *Podstawy obliczeń aparatów elektroenergetycznych*. Warszawa: WNT, 1982
6. H. J. Stoye, H. Löbl: *Die Wärmenetzmethode als Modell zur Thermischen Untersuchung fabrikfertige kleinräumiger Schaltanlagen*. Elektr. 1971, H. 12
7. R. Petela: *Przepływ ciepła*. Warszawa: WNT, 1983
8. Materiały z V Międzynarodowego Sympozjum: „Perspektywy i problemy aparatów elektrycznych niskiego napięcia”. Plovdiv, Bułgaria, 1983

A. KAJURA, J. DĄBROWSKA

POSSIBILITY OF CALCULATING THE TEMPERATURE DISTRIBUTION IN ELECTRIC POWER METAL-CLAD SWITCHGEAR

Summary

The paper presents a survey of methods of determining the temperature distribution from the aspect of their possible application in calculation of electric power switchgear. The practical importance of approximate methods and, in particular, of the thermal network method is stressed. The thermal network method is used for determining the temperature distribution in electric power metal-clad switchgear.

A. KAJURA, J. DĄBROWSKA

POSSIBILITE DE DÉTERMINER LA RÉPARTITION DE LA TEMPÉRATURE DANS LES PUPITRES ÉLECTROÉNERGÉTIQUES A L'AIDE DES CALCULS

Résumé

L'article présente les différentes méthodes de déterminer la répartition de la température, en prenant surtout en considération la possibilité de leur application aux calculs des pupitres électroénergétiques. On a fait remarquer l'importance pratique des méthodes approchées et surtout de celle du réseau thermique. On a appliqué la méthode du réseau thermique pour déterminer la répartition de la température dans les pupitres électroénergétiques.

A. KAJURA, J. DĄBROWSKA

BERECHNUNGSMÖGLICHKEITEN FÜR DIE BESTIMMUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG IN ELEKTROENERGETISCHEN SCHALTSCHRÄNKEN

Zusammenfassung

In dieser Bearbeitung hat man eine kurze Übersicht über die Bestimmungsmethoden für Temperaturfelder unter Berücksichtigung der Anwendungsmöglichkeiten bei Berechnung von Schaltschränken getätigt. Es wurde auf die praktische Bedeutung der Näherungsmethoden aufmerksam gemacht, und vor allem auf die Wärmenetzmethode. Diese Methode wurde hier für die Berechnung der Temperaturverteilung in den elektroenergetischen Schaltschränken angewandt. Rechnergestützte Beispiele wurden angeführt.

A. Каюра, Й. Домбровска

ВОЗМОЖНОСТЬ РАСЧЕТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР В ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КОМПЛЕКТНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Резюме

Приведен обзор методов определения распределения температур с точки зрения возможности применения их к расчету электроэнергетических комплектных устройств. Обращено внимание на практическую важность приближенных методов, особенно на метод тепловой сети. Применен метод тепловой сети к определению распределения температур в комплектных устройствах.

Wpływ nieustalonego nagrzewania dwuklatkowego uzwojenia wirnika silnika indukcyjnego na przebieg jego rozruchu

JAN MRÓZ, RYSZARD RUT

Politechnika Rzeszowska

Otrzymano 1987.12.16

Autoryzowano do druku 1988.03.17

Przyjmując zadaną wartość temperatury uzwojenia stojana oraz wartość momentu oporowego i stałej bezwładnościowej napędu obliczono czas trwania rozruchu dwuklatkowego silnika indukcyjnego uwzględniając w rozwiązaniu równania dynamiki wpływ nieustalonego nagrzewania uzwojenia wirnika. Posługując się wykonanym algorytmem obliczono za pomocą maszyny cyfrowej przebieg pojedynczego rozruchu oraz przebieg dwu kolejnych rozruchów.

1. WSTĘP

W [4] omówiono wpływ temperatury na wybrane parametry silników klatkowych tj. na moment początkowy i moment maksymalny. Jak wynika z przytoczonej pracy, posługiwanie się charakterystyką silnika obliczoną dla stałej zadanej temperatury może powodować błędy zwłaszcza, gdy przedmiotem analizy jest długotrwały kolejny rozruch silnika. Ocena wpływu nagrzania na właściwości rozruchowe silnika indukcyjnego jest trudna z uwagi na powiązanie skutku nieustalonego stanu cieplnego, jaki występuje w uzwojeniach stojana i wirnika z czasem trwania rozruchu. Wiąże się to z rozwiązaniem równań dynamiki z uwzględnieniem wpływu zmieniającej się temperatury uzwojeń stojana i wirnika. W przypadku uzwojeń klatkowych z wypieraniem, wpływ stanu nagrzania staje się bardzo złożony.

W celu oceny nieustalonego nagrzewania uzwojeń wirnika na kształt charakterystyk statycznych i związaną z tym zmianę czasu trwania rozruchu, podjęto dla dwuklatkowego silnika indukcyjnego próbę analizy przebiegu rozruchu z uwzględnieniem w czasie trwania rozruchu nieustalonego nagrzewania uzwojeń klatkowych wirnika. W analizie przyjęto stałą zadaną wartość temperatury stojana.

2. NAGRZEWANIE UZWOJEŃ DWUKLATKOWEGO WIRNIKA W CZASIE JEGO ROZRUCHU

Dynamikę rozruchu analizuje się zgodnie z [2] przy wykorzystaniu równania (1):

$$t_m \frac{ds}{dt} = M - M_r. \quad (1)$$

Stąd

$$dt = t_m \frac{ds}{M - M_r} \quad (2)$$

Aproksymując krzywą $M(s)$ linią łamaną otrzymuje się rozwiązanie różnicowe w postaci (3)

$$\Delta t_k = \begin{cases} \frac{90 U_{1f} I_{1f} t_m (s_{k-1} - s_k)}{\pi n_n M_k} & \text{dla } M_k = M_{k-1} \\ \frac{90 U_{1f} I_{1f} t_m (s_{k-1} - s_k)}{n_n (M_k - M_{k-1})} \log \frac{M_k}{M_{k-1}} & \text{dla } M_k \neq M_{k-1} \end{cases} \quad (3)$$

gdzie:

t_m — stała bezwładnościowa napędu,

M — moment elektromagnetyczny silnika,

M_r — moment obciążenia,

M_k — wartość średnia momentu elektromagnetycznego odpowiadająca poślizgowi s_k ,

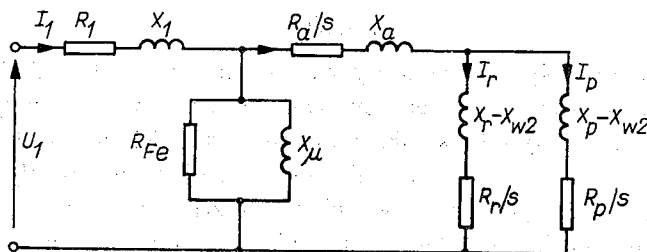
Δt_k — czas w jakim poślizg ulega zmianie od s_{k-1} do s_k ,

U_{1f} — znamionowe napięcie fazowe,

I_{1f} — znamionowy prąd fazowy,

n_n — prędkość znamionowa.

Potrzebną do tych obliczeń charakterystykę statyczną momentu otrzymuje się z rozwiązania schematu zastępczego silnika dwuklatkowego (rys. 1).



Rys. 1. Schemat zastępczy silnika dwuklatkowego

Rozwiązanie schematu zastępczego przebiega wg powszechnie znanego algorytmu [4] i oparte jest na następujących założeniach:

- w czasie rozruchu parametry R_{Fe} , X_μ nie ulegają zmianie,
- stała jest rezystancją R_1 .

Natomiast został uwzględniony wpływ nasycenia dróg strumieni rozproszenia. W związku z tym reaktancje rozproszenia stojana i wirnika wynoszą odpowiednio:

$$X_1 = X_{10} - \Delta X_1 \quad (a)$$

$$X_2 = X_{b42} + X_{R20} + X_{sko} + X_{wz} - \Delta X_2 \quad (b)$$

$$\Delta X_1 = X_{R10} \Delta \kappa + X_{Z10} \frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_1} \quad (c)$$

$$\Delta X_2 = (X_{R20} + X_{sko}) \Delta \kappa + 0,0948 \frac{f_1}{Z_2} \left(\frac{k_{u1} z_1}{k_{sk}} \right)^2 I_1 \Delta \lambda_2 \cdot 10^{-3} \quad (d)$$

$$\Delta\lambda_1 = k_{21} \left(\frac{0,8h_{41}}{b_{41}} + \frac{b_{21}}{0,5b_{21} + b_{41}} \right) \frac{1,4C_{n1}}{b_{21} + 2b_{41} + C_{n1}} \quad (e) \quad (4)$$

$$\Delta\lambda_2 = \left(\frac{0,8h_{42}}{b_{42}} + \frac{d_r}{0,5d_r + b_{42}} \right) \frac{1,4C_{n2}}{d_r + 2b_{42} + C_{n2}} \quad (f)$$

$$\Delta\kappa = 1 - \frac{6,21}{B_{F\delta}^2 + 8,6} + 0,277 \quad (g)$$

$$B_{F\delta} = \frac{4,443 \cdot 10^{-7} \left(k_{21} + k_{u1} \frac{\dot{Z}_1}{Z_1} \right) z_{Z1}}{a_p a_q \delta} I_1 \quad (h)$$

$$C_{n1} = (t_1 - b_{41}) \Delta\kappa \quad (i)$$

$$C_{n2} = (t_2 - b_{42}) \Delta\kappa \quad (j)$$

gdzie:

X_{10} — całkowita reaktancja rozproszenia uzwojenia stojana przy biegu jałowym,
 X_{Z10} — reaktancja rozproszenia żłobkowego uzwojenia stojana przy biegu jałowym,
 X_{R10} — reaktancja rozproszenia różnicowego uzwojenia stojana przy biegu jałowym,
 X_{b42} — reaktancja rozproszenia od szczyrbiny żłobka wirnika przy biegu jałowym,
 X_{R20} — reaktancja rozproszenia różnicowego klatki wirnika przy biegu jałowym,
 X_{sko} — reaktancja rozproszenia od skosu żłobków przy biegu jałowym,
 X_{wz} — reaktancja rozproszenia wywołana indukcyjnością wzajemną klatek przy biegu jałowym,

z_{Z1} — liczba drutów w żłobku stojana,

a_p — liczba drutów równoległych uzwojenia stojana,

a_q — liczba gałęzi równoległych uzwojenia stojana,

δ — szczelina powietrzna,

$\dot{Z}_1$ — liczba żłobków stojana,

$\dot{Z}_2$ — liczba żłobków wirnika,

k_{u1} — współczynnik uzwojenia stojana,

k_{sk} — współczynnik skosu,

l_i — długość obliczeniowa maszyny,

λ_1 — przewodność żłobkowa stojana,

t_1 — podziałka żłobkowa stojana,

t_2 — podziałka żłobkowa wirnika.

Pozostałe oznaczenia jak na rys. 2 i 3.

Uwzględniony został także wpływ aktualnego stanu nagrzania klatek na ich rezystancje wg zależności (5)

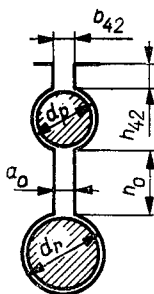
$$R = R_0 [1 + \alpha(T - T_0)] + R_{pn0} [1 + \alpha_{pn}(T_{pn} - T_{pn0})] \quad (5)$$

gdzie:

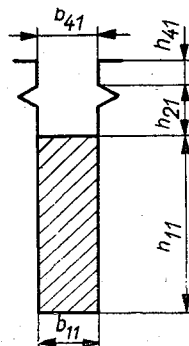
R_0 — rezystancja pręta obliczona w temperaturze T_0 ,

R_{pn0} — rezystancja pierścieni zwierających obliczona w temperaturze T_{pn0} ,

- α — temperaturowy współczynnik zmiany rezystancji materiału pręta,
 α_{pn} — temperaturowy współczynnik zmiany rezystancji materiału pierścienia zwierającego.



Rys. 2. Kształt żłobka stojana



Rys. 3. Kształt żłobka wirnika

W celu rozwiązania nagrzewania uzwojeń posłużono się modelem cieplnym wg [3]. Równanie różniczkowe wymiany ciepła (6) wynika z bilansu strat w przecie przy uwzględnieniu, że energia jest częściowo oddawana z pręta do rdzenia żelaznego o znacznej pojemności cieplnej. Temperaturę pręta klatki rozruchowej T_r i pręta klatki pracy T_p wyznaczono w oparciu o rozwiązanie równania (6) w postaci (7)

$$\Delta P dt = mcdT + asTdt \quad (6)$$

$$\Delta T_k = \frac{I_{srk}^2 R}{as} \left(1 - \exp \left(- \frac{\Delta t_k}{T_r} \right) \right) \quad (7)$$

$$T_t = \frac{mc}{as} \quad (8)$$

$$T = \sum_k \Delta T_k \quad (9)$$

gdzie:

- ΔP — moc strat wydzielona w przecie,
 ΔT_k — przyrost temperatury pręta w przedziale czasowym Δt_k ,
 I_{srk} — wartość średnia prądu klatki w przedziale czasowym Δt_k (rys. 2),
 R — rzeczywista rezystancja pręta,
 s — powierzchnia oddawania ciepła z pręta do pakietu,
 m — masa pręta,
 c — ciepło właściwe materiału pręta,
 a — współczynnik oddawania ciepła z pręta do rdzenia.

Ponieważ temperatury pierścieni zwierających klatki rozruchowej T_{pnr} i klatki pracy T_{pnp} osiągają bardzo niewielkie wartości wyznaczono je mniej dokładnie, tj. przy zało-

zeniu adiabatycznego przebiegu procesu nagrzewania:

$$\Delta T_{pnk} = \frac{R_{pn} I_{pn\acute{s}rk}^2 \Delta t_k}{m_{pn} c_{pn}} \quad (10)$$

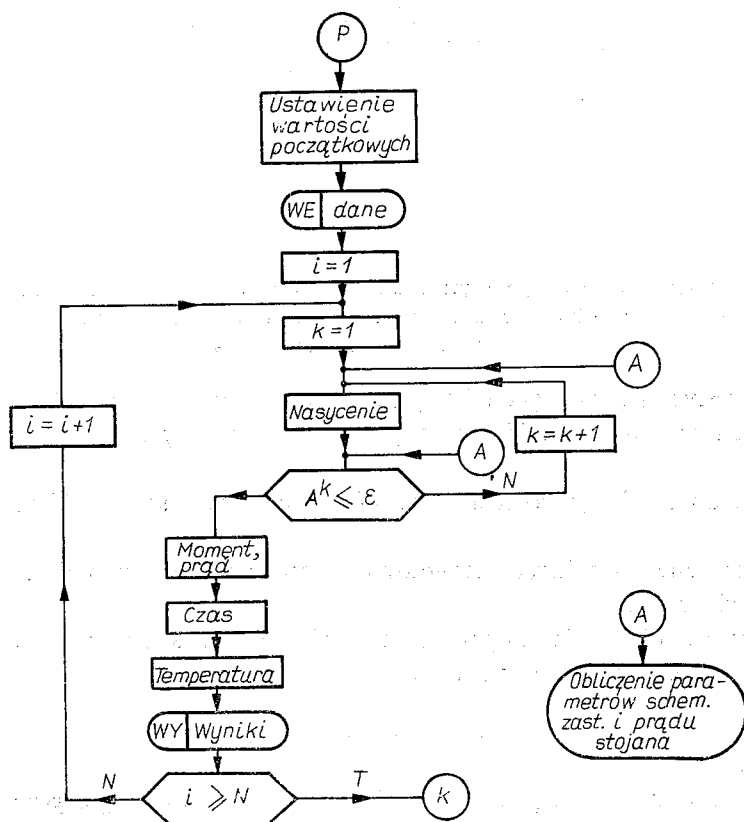
$$T_{pn} = \sum_k \Delta T_{pnk} \quad (11)$$

gdzie:

- $I_{pn\acute{s}rk}$ — średni prąd wycinka pierścienia zwierającego w przedziale czasowym Δt_k ,
 m_{pn} — masa wycinka pierścienia zwierającego o rezystancji R_{pn} ,
 c_{pn} — ciepło właściwe materiału pierścienia zwierającego.

3. SCHEMAT BLOKOWY OBLICZEŃ

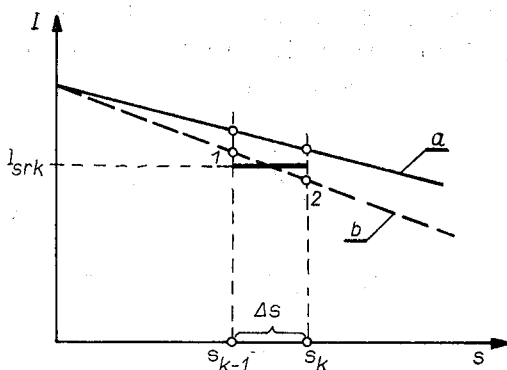
W celu obliczenia, dla zadanych warunków początkowych, czasu trwania rozruchu i charakterystyk statycznych z uwzględnieniem nieustalonego nagrzewania uzwojeń wirnika wykonano algorytm, którego schemat blokowy przedstawia Rys. 4. Zmienna sterująca



Rys. 4. Schemat blokowy obliczeń

„i” kontroluje wartości poślizgu, przy czym $s_i = s_{i-1} - \Delta s$. Obliczenia rozpoczynają się od $s_1 = 1$. Dla przyjętych temperatur początkowych obliczone zostają parametry schematu zastępczego. Następuje obliczenie prądów klatki i momentu z uwzględnieniem nasycenia dróg strumieni rozproszenia. Poślizgowi $s_1 = 1$ odpowiada czas rozruchu $t = 0$ oraz początkowe temperatury elementów klatki. Następnie zmienia się poślizg do wartości $s_2 = s_1 - \Delta s$. Obliczane są prądy i moment dla tego poślizgu oraz czas Δt potrzebny do zmiany poślizgu o Δs przy założonym obciążeniu. Dalej oblicza się przyrosty temperatur prętów i pierścieni zwierających klatki w czasie Δt . W tym miejscu obliczeń następuje korekta parametrów schematu zastępczego związana ze zmianą temperatury klatki i cykl obliczeń powtarza się aż do ustalenia się punktu pracy na charakterystyce statycznej momentu.

Każdorazowo więc dla określonego poślizgu s_k obliczane są prądy silnika oraz moment przy czym, jak wyjaśnia rys. 5, poślizgowi s_k odpowiadają temperatury klatki z poprzedniego kroku czasowego, czyli T_{k-1} . W czasie Δt_k uzwojenia grzane są prądem I_{srk} .



Rys. 5. Prąd pręta klatki w funkcji poślizgu: a) dla stałej w czasie rozruchu temperatury klatki, b) dla zmieniającej się w czasie rozruchu temperatury klatki, przy czym w punkcie 2 pręt ma temperaturę T_{k-1} , a w punkcie 1 temperaturę T_{k-2}

Blok ustawienie wartości początkowych: ustalone zostają temperatury początkowe poszczególnych elementów klatki oraz odpowiadające im rezystancje początkowe zgodnie z (5).

W przypadku kolejnego rozruchu wartości początkowe są wynikiem rozwiązania poprzedniego.

Blok dane: dane do obliczeń przygotowane zostają wg powszechnie znanych zależności w oparciu o [4].

Blok nasycenie: obliczenia są oparte o zależności (4) i prowadzone w pętli o zmiennej sterującej „k” aż do spełnienia warunku

$$A^k = \left| \frac{I_1^k - I_1^{k-1}}{I_1^k} \right| \leq \varepsilon$$

Blok moment, prąd: następuje obliczenie momentu elektromagnetycznego, prądów w prętach klatki i w wycinkach pierścieni zwierających w oparciu o rozwiązanie schematu zastępczego.

Blok czas: następuje obliczenie czasu rozruchu dla założonego momentu obciążenia M_r oraz stałej bezwładnościowej t_m .

Blok temperatura: następuje obliczenie temperatur prętów i pierścieni zwierających klatek wg (9) i (11).

Blok wyniki: w wyniku otrzymuje się podstawowe charakterystyki statyczne, a także przebiegi w czasie rozruchu prędkości oraz temperatur prętów klatki i pierścieni zwierających.

4. OBLICZENIA. OMÓWIENIE WYNIKÓW

Obliczenia zostały przeprowadzone dla silnika dwuklatkowego SZDC 196T Ex 320 kW, 6000 V. Uzwojenie klatkowe jest wykonane z oddzielnymi miedzianymi pierścieniami zwierającymi. Pręty klatki rozruchowej wykonane są z mosiądzu, pręty klatki pracy z miedzi. Kształty żłobka stojana i wirnika przedstawiają Rys. 2 i Rys. 3. Potrzebne do obliczeń dane opracowano wg zależności przedstawionych w [4] na podstawie karty uzwojeń silnika.

W oparciu o opracowany algorytm przeprowadzono obliczenia wpływu stanu nagrzania uzwojeń stojana i wirnika na charakterystyki statyczne i czas trwania rozruchu. Obliczenia charakterystyki statycznej momentu $M = f(s)$, prądów pręta klatki rozruchowej $I_r = f(s)$ oraz klatki pracy $I_p = f(s)$, a także przebiegu prędkości $n = f(t)$ i temperatur prętów $T = f(t)$ w czasie rozruchu przeprowadzono dla następujących wariantów:

- 1) stała temperatura stojana i wirnika równa 20°C — pojedynczy rozruch;
- 2) stała temperatura stojana i wirnika równa 115°C — temperatura odpowiadająca dopuszczalnemu przyrostowi dla izolacji uzwojenia stojana kl. F — pojedynczy rozruch;
- 3) stała temperatura stojana równa 20°C i zmieniająca się temperatura uzwojenia wirnika wynikająca z nieustalonego nagrzewania prętów i pierścieni zwierających — pojedynczy rozruch;
- 4) stała temperatura stojana równa 115°C i zmieniająca się temperatura uzwojenia wirnika wynikająca z nieustalonego nagrzewania prętów i pierścieni zwierających — pojedynczy rozruch;
- 5) stała temperatura uzwojenia stojana równa 115°C i zmieniająca się temperatura uzwojenia wirnika wynikająca z nieustalonego nagrzewania prętów i pierścieni zwierających — drugi rozruch; temperatury i rezystancje klatki przy końcu rozruchu pierwszego stanowią wartości początkowe dla ponownego rozruchu. Omówione warianty obliczeń zestawiono poniżej.

W czasie długotrwałego rozruchu silnik jest obciążony stałym momentem $M_r = 2000 \text{ Nm}$. Stała bezwładnościowa napędu wynosi $t_m = 22 \text{ s}$. Do obliczeń nagrzania prętów przyjęto wartość „a” z przedziału $200 \div 800 \frac{W}{m^2 \text{ deg}}$ [1, 3] odpowiednio:

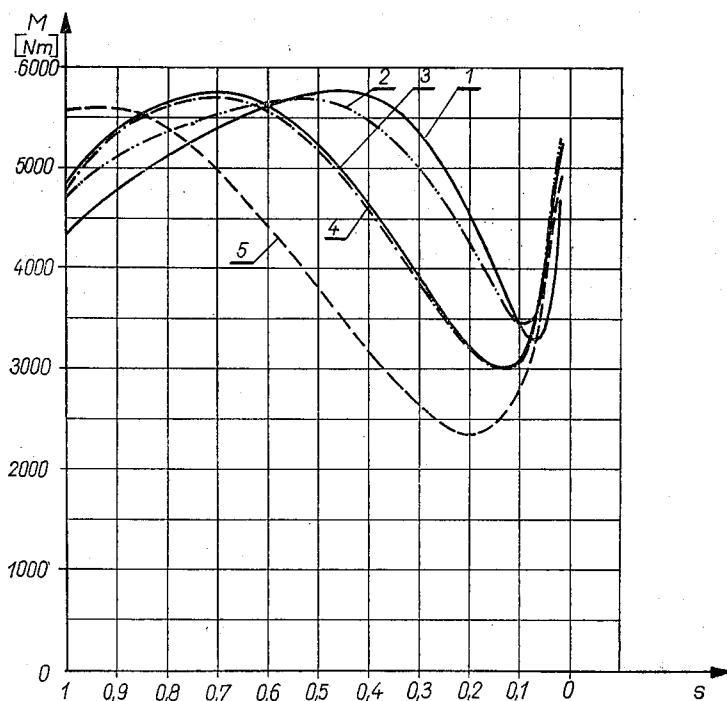
$$\text{— dla prętów rozruchowych } a_r = 500 \frac{W}{m^2 \text{ deg}},$$

$$\text{— dla prętów pracy } a_p = 200 \frac{W}{m^2 \text{ deg}} \text{ (niższe temperatury).}$$

Wyniki obliczeń przedstawiają Rys. 6÷10.

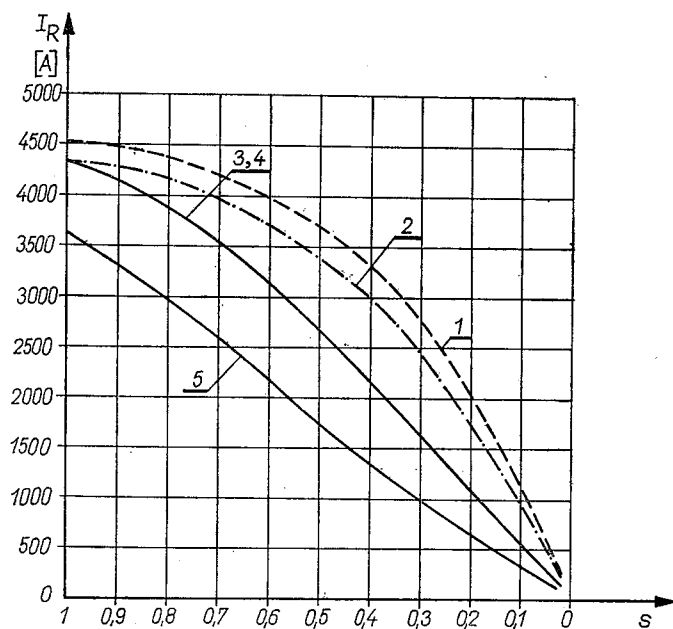
Zestawienie wariantów obliczeń

Wariant	1	2	3	4	5
Warunki pracy	rozruch	rozruch	rozruch	rozruch	ponowny rozruch
Temperatura uzwojenia stojana [°C]	20	115	20	115	115
Temperatura uzwojenia wirnika [°C]	20	115	zmienna	zmienna	zmienna
Moment obciążenia [Nm]	2000	2000	2000	2000	2000
Stała bezwładnościowa napędu [s]	22	22	22	22	22

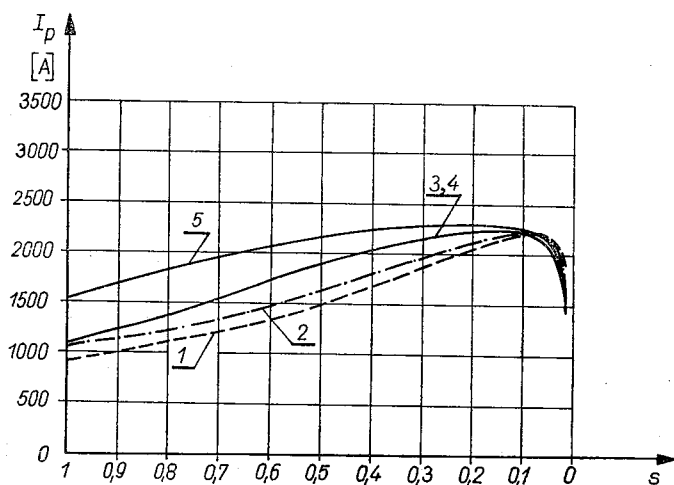


Rys. 6. Charakterystyki statyczne (Tabela)

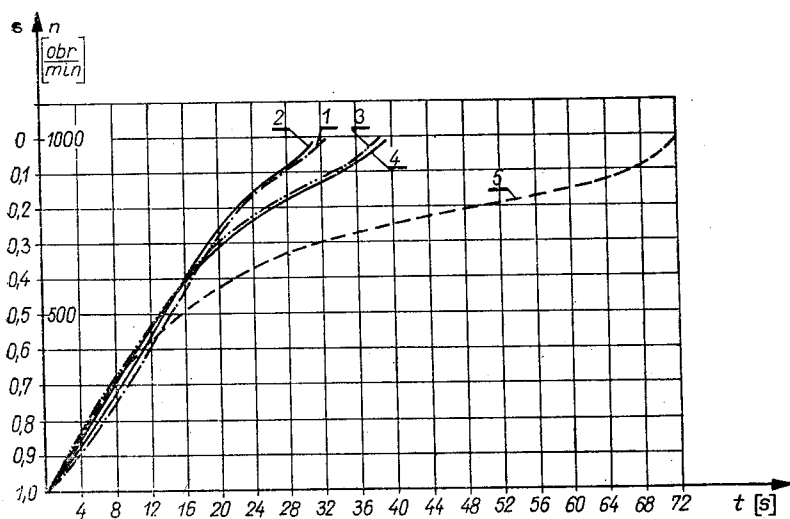
Na rys. 6÷10 zestawiono wyniki obliczeń wykonanych zgodnie z wariantami ujętymi w tabeli 1. Dla wszystkich analizowanych przypadków przyjęto taką samą wartość momentu oporowego i stałej bezwładności napędu. Porównując charakterystyki dla wariantów 1 i 2, w których do obliczeń przyjęto stałą temperaturę uzwojeń równą odpowiednio



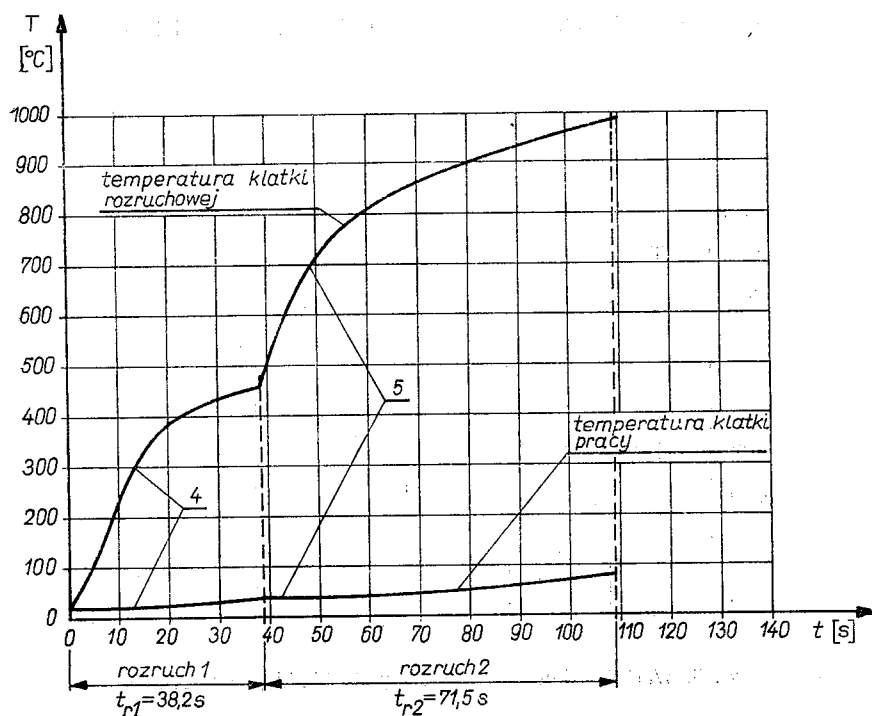
Rys. 7. Wartości skuteczne prądów pręta klatki rozruchowej (Tabela)



Rys. 8. Wartości skuteczne prądów pręta klatki pracy (Tabela)



Rys. 9. Przebieg prędkości w czasie rozruchu (Tabela)



Rys. 10. Przebieg nagrzewania pręta klatki rozruchowej i klatki pracy (Tabela)

20°C i 115°C łatwo zauważyć małą rozbieżność charakterystyk, mimo znacznej różnicy temperatur uzwojeń przyjętych do obliczeń w obu przypadkach. Dla wymienionych dwóch wariantów przebieg narastania w czasie prędkości jest praktycznie taki sam. Charakterystyki dla wariantów 3 i 4 obliczono przy uwzględnieniu wpływu nieustalonego nagrzewania wirnika zadając stałe wartości temperatury uzwojenia stojana odpowiednio równe dla wariantu 3 — 20°C, a dla wariantu 4 — 115°C. Jak wynika z obliczeń wpływ stanu nagrzania uzwojeń stojana może być pominięty. Charakterystyki dla wariantu 3 i 4 są praktycznie identyczne. Niemniej różnią się w istotny sposób od obliczonych wg wariantów 1 i 2. Wystąpiło obniżenie minimalnego momentu i w związku z tym czas trwania rozruchu uległ wydłużeniu (około 22%).

Wariant 5 posłużył do oceny przebiegu drugiego rozruchu, który został poprzedzony przez rozruch zgodnie z wariantem 4. Wartości końcowe temperatury uzwojenia po rozruchu wg 4 są początkowymi dla wariantu 5. Jak widać z Rys. 6 w tym stanie mamy do czynienia ze znaczną deformacją charakterystyki momentu i znacznym obniżeniem momentu minimalnego. Fakt ten uzewnętrznił się w prawie dwukrotnym wydłużeniu czasu drugiego rozruchu, po którym obliczone wartości temperatury klatki rozruchowej przekroczyły temperaturę topnienia mosiądzu. Temperatura uzwojenia klatki pracy nie przekroczyła wartości 100°C.

5. WNIOSKI

W pracy przedstawiono metodę analizy rozruchu dwuklatkowego silnika indukcyjnego przy uwzględnieniu w rozwiązaniach równań dynamiki zmieniającej się temperatury uzwojeń wirnika wskutek nieustalonego ich nagrzewania prądem w okresie rozruchu. Obliczenia charakterystyki statycznej momentu silnika i prądów w uzwojeniu stojana i uzwojeniach klatek wirnika oparto o schemat zastępczy. W obliczeniach uwzględniono zmieniający się stan nasycenia dróg strumieni rozproszenia. Sposób jakim się posłużono w obliczeniach nieustalonego nagrzewania uzwojeń wirnika wynikał z prac [1, 3] i obarczony jest zasadniczym mankamentem wynikającym z potrzeby przyjęcia współczynników przejmowania ciepła z dość szerokiego zakresu wartości. Wzorując się na [3] przyjęto współczynniki przejmowania ciepła dla klatki rozruchowej $a_r = 500 \frac{W}{m^2 \text{ deg}}$, a dla klatki pracy $a_p = 200 \frac{W}{m^2 \text{ deg}}$.

Zamieszczone na Rys. 6÷10 wyniki obliczeń potwierdzają wpływ zmieniającego się stanu nagrzania uzwojeń na przebieg rozruchu. Dla celów praktycznych niezbędna jest weryfikacja pomiarowa uzyskanych rezultatów. Pożyteczne będzie przyjęcie dokładniejszego modelu wymiany ciepła, który uwzględniłby zróżnicowanie warunków przejmowania ciepła w części żłobkowej i pozażłobkowej uzwojeń wirnika i stojana. Potrzebna jest równoczesna analiza nagrzewania uzwojenia stojana. Mimo pomijalnego wpływu stanu nagrzania na charakterystyki statyczne i czas rozruchu (wariant 4 i 5 obliczeń), uzwojenie stojana podczas długotrwałego rozruchu może osiągać znaczne temperatury,

które wywołując w uzwojeniach dylatacje cieplne mogą być przyczyną naprężeń niszczących izolację zwojową i główną.

Ważne dla analizy powtórnego rozruchu jest określenie termicznych początkowych warunków uzwojeń z jakich ten rozruch zostanie wykonany. Potwierdził to wariant 5 obliczeń, w którym warunki początkowe drugiego rozruchu zostały przyjęte w sposób zawyżony. Niemniej wykazano istotny wpływ temperatury na przebieg kolejnego rozruchu, a tym samym i potrzebę szczegółowej analizy stanu termicznego uzwojeń dwuklatkowego silnika indukcyjnego przy rozruchach występujących bezpośrednio po sobie.

BIBLIOGRAFIA

1. M. Bernadt: *Narażenia silników klatkowych. wywołane przepływem prądu rozruchowego*. Maszyny Elektryczne, Zeszyty Naukowe 1986, 39, s. 3÷10
2. K. Pawluk, S. Bednarek: *Rozruch i stany asynchroniczne silników synchronicznych*. Warszawa: WNT 1963
3. B. Śliwa: *Optymalizacja obwodu elektromagnetycznego silników indukcyjnych dużej mocy z wirnikiem wyposażonym w pręty bierne*. Praca doktorska, Gliwice 1979
4. T. Śliwiński, A. Głowacki: *Parametry rozruchowe silników indukcyjnych*. Warszawa: PWN 1982

J. MRÓZ, R. RUT

INFLUENCE OF TRANSIENT HEATING OF A DOUBLE SQUIRREL-CAGE WINDING OF AN INDUCTION MOTOR ON THE STARTING OF THE MOTOR

Summary

Admitting the present value of the stator winding temperature, the value of the anti-torque and drive inertial constant, the starting time of the double squirrel-cage induction motor is calculated, taking into account in solving the dynamics equation the effect of transient heating of the rotor winding. Using the developed algorithm, the course of a single starting and that of two consecutive startings have been calculated using a digital computer.

J. MRÓZ, R. RUT

INFLUENCE DU CHAUFFAGE INDEFINI DE L'ENROULEMENT À DOUBLE CAGE D'ECUREUIL DU ROTOR DANS LE MOTEUR À INDUCTION SUR LE PARCOURS DE SON DEMARRAGE

Résumé

En prenant la valeur donnée de la température de l'enroulement, la valeur du moment de soutien et de la constante de l'inertie de commande, on a calculé la durée du démarrage d'un moteur à induction à double cage d'écureuil, en prenant en considération, au cours de la résolution de l'équation de dynamique, l'influence du chauffage indéfini de l'enroulement du rotor. En se servant de l'algorithme fait, on a compté, à l'aide de la machine à calculer, le parcours du démarrage singulier et aussi le parcours de deux démarrages successifs.

J. MRÓZ, R. RUT

EINFLUSS DER INSTABILEN ERWÄRMUNG EINER DOPPELKÄFIGWICKLUNG EINES
INDUKTIONSMOTORLÄUFERS AUF DEN VORGANG DES MOTORANLAUFES

Zusammenfassung

Bei den gegebenen Sollwerten für Ständerwicklungstemperatur, Widerstandsmoment und Antriebsträgheitskonstante ist die Anlaufzeit des Doppelkäfiginduktionsmotors berechnet worden, wobei bei der Lösung der dynamischen Gleichung der Einfluß der instabilen Erwärmung der Läuferwicklung berücksichtigt wurde. Anhand des mit Hilfe eines Digitalrechners gewonnenen Algorithmus wurden berechnet der Verlauf eines einzelnen Anlaufes sowie Verläufe von zwei aufeinanderfolgenden Anläufen.

Я. МРУЗ, Р. РУТ

ВЛИЯНИЕ НЕУСТАНОВЛЕННОГО НАГРЕВА ДВУХКЛЕТОЧНОЙ ОБМОТКИ РОТОРА
АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ПРОЦЕСС ЕГО ЗАПУСКА

Резюме

Принимая заданную величину температуры обмотки статора, а также значение момента сопротивления и постоянной механической инерции привода вычислено время длительности запуска двухклеточного индукционного двигателя, учитывая в решении уравнения динамики влияние неуставленного нагрева обмотки ротора. Пользуясь разработанным алгоритмом рассчитаны при помощи ЭВМ процессы одиночного запуска и двух последовательных запусков.

SPIS TREŚCI

J. Sikora, R. Pytlak: Zastosowanie minimaksowej procedury optymalizacyjnej do identyfikacji warunków brzegowych	1043
K. Anisierowicz: Zastosowanie metody elementów skończonych do analizy pól elektromagnetycznych w bezstratnych falowodach jednorodnych	1051
K. Anisierowicz: Zastosowanie metody elementów skończonych do analizy pól elektromagnetycznych w bezstratnych falowodach z niejednorodnym wypełnieniem dielektrycznym	1065
R. Świątek, W. Tarczyński: Linearyzacja przetwarzania analogowo-cyfrowego	1077
M. Tadeusiewicz, N. Assi: Algorytm generacji macierzy impedancyjnej węzłowej w obwodach zawierających źródła sterowane	1087
M. Nałęcz, J. Mulałka: Tworzenie układów z przełączanymi pojemnościami metodą morfologiczną	1101
M. Mrozowski, J. Mazur: Linia płaskorównoległa zawierająca warstwy ośrodków żyromagnetycznych magnesowanych prostopadle	1113
T. Citko, Z. Daszuta, A. Bogdan: Wpływ metod sterowania bezpośrednim przemiennikiem częstotliwości na pobór mocy biernej	1129
A. Majewski, Z. Wawrzyniak: Charakterystyki propagacyjne wielopłaszczyznowych światłowodów domieszkowanych fluorem	1149
W. Woliński: Pomiar laserowe w latach 1968—1987 i dalsze perspektywy	1159
L. Wronkowski: Optyczna interpolacja sygnałów w optoelektronicznych przyrządach opartych na wzorcach inkrementalnych	1177
J. Szmitkowski: Wpływ struktury i sposobu polaryzacji na właściwości metrologiczne analogowego przetwornika ciśnienia z diodą tunelową	1191
J. Ociepka, A. Krzywaźnia, Z. Szreter: Podstawowy błąd pomiaru współczynnika zniekształceń nieliniowych metodą cyfrowej analizy widma [.	1203
T. Zajt: Metoda różnicowa w zastosowaniu do precyzyjnych i szybkich pomiarów parametrów kondensatorów	1217
M. Dams, T. Koter: Rozruch silników indukcyjnych klatkowych	1231
G. Frydrychowicz-Jastrzębska: Rodzaje deformacji jarzma stojana w silnikach jednofazowych w warunkach pola eliptycznego i mimośrodowości	1257
A. Kurbiel: Wpływ bifilarnego toru wieloprowadowego na pracę transformatora pieca łukowego	1269
A. Kajura, J. Dąbrowska: Możliwość obliczeniowego wyznaczenia rozkładu temperatury w rozdzielnicach elektroenergetycznych	1283
J. Mróz, R. Rut: Wpływ nieustalonego nagrzewania dwuklatkowego uzwojenia silnika indukcyjnego na przebieg jego rozruchu	1299

CONTENTS — TABLE DES MATIERES — INHALT

J. Sikora, R. Pytlak: Application of MIN-MAX optimisation procedure to identification of boundary conditions	1043
Application de la procedure minimaximale optimale à l'identification des conditions aux limites	
Anwendung der minimax-Optimierung zwecks Identifizierung der Randbedingungen	
K. Anisierowicz: Application of finite elements method to the analysis of electromagnetic field in lossless homogeneous waveguides	1051

Application de la methode des elements finis à l'analyse des champs électromagnétiques dans les guides d'ondes homogènes sans dissipation d'énergie	1057
Anwendung der Methode finiter Elemente für die Analyse von elektromagnetischen Feldern in homogenen verlustlosen Hohlleitern	
K. Anisierowicz: Application of finite elements methods to the analysis of electromagnetic fields in lossless waveguides with inhomogeneous dielectric filling	1065
Application de la méthode des elements finis à l'analyse des champs électromagnétiques dans les guides d'ondes à remplissage diélectrique hétérogène	
Anwendungen der Methode finiter Elemente für die Analyse von elektromagnetischen Feldern in inhomogenen verlustlosen Hohlleitern	
R. Świątek, W. Tarczyński: Linearisation of analog-to-digital conversion	1077
Alignement du traitement analogique-digital	
Gewinnung der Linearität bei analog-digitaler Umformung	
M. Tadeusiewicz, N. Assi: An algorithm for the generation of a nodal impedance matrix for networks containing controlled sources	1087
Algorithme de generation de la matrice impédance nouvelle pour les circuits contenant des sources contrôlées	
Algorithmus für die Generierung einer Knotenimpedanzmatrix bei Steuerungsquellen enthaltenen Stromkreisen	
M. Nałecz, J. Mulałka: Generation of switched-capacitor networks with a morphological approach	1101
Méthode morphologique de generation des systèmes à capacités commutées	
Bildung von Systemen mit geschalteten Kapazitäten mittels morphologischer Methode	
M. Mrozowski, J. Mazur: A parallel-plate waveguide containing perpendicularly magnetized layers of gyromagnetic media	1113
Ligne à bandes parallèles chargée de couches gyromagnétiques magnétisées perpendiculairement aux interfaces	
Bandleitung mit senkrecht vormagnetisierter gyromagnetischer Füllung	
T. Citko, Z. Daszuta, A. Bogdan: Effect of the control of a direct frequency changer on the reactive power consumption	1129
Influence des méthodes de commande direct à l'aide d'un convertisseur de fréquence sur la prise de puissance réactive	
Einfluss der Steuerungsmethode eines unmittelbaren Frequenzumsetzers auf die Blindleistungsentnahme	
A. Majewski, Z. Wawrzyniak: Propagation characteristics of multilayered f-doped silica fibers	1149
Caracteristiques de propagation des fibres optiques à gaines multiples dopées en fluor	
Charakteristiken der F-dotierten mehrmantel Lichtwellenleiter	
W. Woliński: Laser measurement 1968—1987 and beyond	1159
Mesures des lasers prises de 1968 à 1987 et réalisations en perspective	
Lasermessungen in den Jahren 1968—1987 und weitere Entwicklungsaussichten	
L. Wronkowski: Optical interpolation of signals in optoelectronic instruments based on incremental masters	1177
Interpolation optique des signaux dans les instruments optoélectroniques basée sur les règles incrementales	
Optische Signalinterpolation bei optoelektronischen Geräten mit inkrementalen Gebern	
J. Szmitkowski: Effect of polarisation system structure and procedure on the metrologic features of an analog pressure transducer provided with a tunnel diode	1191
Influence de la structure et du mode de polarisation sur les propriétés metrologiques analogues d'un transducteur à diode tunnel	
Einfluss der Struktur sowie der Polarizationsweise auf die metrologischen Eigenschaften eines Analogdruckumsetzers mit Tunneldiode	

J. Ocieпка, A. Krzywaźnia, Z. Szreter: Basic measuring error of the harmonic distortion factor using digital spectral analysis	1203
Erreur fondamentale de mesure du coefficient de distorsion harmonique par méthode digitale de l'analyse spectrale	
Grundfehler der Klirrfaktormessung mittels rechnergestützten Analyse des Spektrums	
T. Zajt: Differential method applied in precise and fast measurements of parameters of capacitors	1217
Méthode différentielle applique à la mesure precise et rapide des paramètres des condensateurs	
Differenzmethode für schnelle und genaue Paramettermessungen von Kondensatoren	
M. Dęms, T. Koter: The starting period of squirrel-cage induction motor	1231
Demmorage du moteur d'induction à cage	
Anlasverlauf bei Induktionskäfigmotoren	
G. Frydrychowicz-Jastrzębska: Kinds of stator deformation in single phase induction motors with elliptic magnetic field and rotor eccentricity	1257
Déformations de la culasse du stator des moteurs monophasés dans le cas du champ elliptique et celui de l'excentricité	
Jochverformungen in Einphaseninduktionsmotoren unter Bedingungen eines elliptischen Magnetfeldes und der Exzentrizität	
A. Kurbiel: The influence of a bifilar main current line on the operation of an arc furnace transformer	1269
Influence des barres du courant fort bifilaires sur le travail du transformateur d'un four à arc	
Einfluss bifilarer Hochstromleitungen auf den Betrieb eines Lichtbogenofentransformators	
A. Kajura, J. Dąbrowska: Possibility of calculating the temperature distribution in electric power metal-clad switchgear	1283
Possibilité de déterminer la répartition de la température dans les pupitres électroénergétiques à l'aide des calculs	
Berechnungsmöglichkeiten für die Bestimmung der Temperaturverteilung in elektroenergetischen Schaltschränken	
J. Mróz, R. Rut: Influence of transient heating of a double squirrel-cage winding of an induction motor on the starting of the motor	1299
Influence du chauffage indefini de l'enroulement à double cage d'écureuil du rotor dans le moteur à induction sur le parcours de son démarrage	
Einfluss der instabilen Erwärmung einer Doppelkäfigwicklung einer Induktionsmotorläufer auf den Vorgang des Motoranlaufes	

СОДЕРЖАНИЕ

Я. Сикора, Р. Пытляк: Применение минимаксной оптимизационной процедуры для идентификации краевых условий	1059
К. Анисерович: Применение метода конечных элементов к анализу электромагнитных полей в гомогенных волноводах без потерь	1067
К. Анисерович: Применение метода конечных элементов к анализу электромагнитных полей в волноводах с гетерогенным диэлектрическим заполнением без потерь	1081
Р. Свионтек, В. Тарчиньски: Линеаризация преобразования аналог-цифра	1093
М. Тадеусевич, Н. Асси: Алгоритм генерации импеданционной узловой матрицы в цепях содержащих управляющие источники	1103
М. Налэнч, Ю. Мулявка: Синтез цепей с переключаемыми конденсаторами морфологическим методом	1117
М. Мрозовски, Я. Мазур: Плоский волновод с гиромагнитными слоями	1129
Т. Цитко, З. Дашута, А. Богдан: Влияние метода управления непосредственным преобразователем частоты на потребление реактивной мощности	1145

А. Маевски, З. Вавжиняк: Характеристики пропагации многооболочечных световодов с примесями флуора	1149
В. Волински: Лазерные измерения в 1968—1987 годах и дальнейшие перспективы	1159
Л. Вронковски: Оптическая интерполяция сигналов в оптоэлектронных приборах использующих инкрементальные эталоны	1177
Ю. Шмитковски: Влияние структуры и способа поляризации на метрологические свойства аналогового преобразователя давления с туннельным диодом	1191
Ю. Оцепка, А. Кживазья, З. Шретер: Основная ошибка измерения коэффициента нелинейных искажений методом цифрового спектрального анализа	1203
Т. Зайт: Дифференциальный метод в применении для точных и быстрых измерений параметров конденсаторов.	1217
М. Демс, Т. Котэр: Пуск асинхронных двигателей	1231
Г. Фридрихович-Ястшембска: Формы деформаций статоров в однофазных электродвигателях при эллиптическом магнитном поле и влиянии эксцентриситета	1257
А. Курбель: Влияние бифилярной цепи вторичной сети на работу трансформатора дуговой печи	1269
А. Каюра, Й. Домбровска: Возможность расчетного определения распределения температур в электроэнергетических комплектных устройствах	1283
Я. Мруз, Р. Рут: Влияние неустановленного нагрева двухклеточной обмотки ротора асинхронного двигателя на процесс его запуска	1299

K O M U N I K A T

Uprzejmie informujemy AUTORÓW i CZYTELNIKÓW, że

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

decyzją Wydziału IV Nauk Technicznych Polskiej Akademii Nauk są obecnie czasopismem

KOMITETU ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI PAN

natomiast *Archiwum Elektrotechniki* jest czasopismem Komitetu Elektrotechniki PAN. W związku z powyższym ulegają zmianie profile tematyczne obu tych kwartalników.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE publikować będą prace naukowe związane z podstawami elektroniki i telekomunikacji oraz prace z zakresu mikroelektroniki i optoelektroniki oraz zastosowań elektroniki, radiotechniki, telekomunikacji i elektroniki medycznej.

Zamieszczane będą prace oryginalne, w tym przyczynkowe oraz zawierające analizy porównawcze metod lub systemów, systematyczne ujęcie określonej dziedziny wiedzy, omówienie aktualnego stanu lub postępu danej gałęzi techniki oraz omówienia perspektyw rozwojowych. Czasopismo jest przeznaczone dla specjalistów oraz studentów zajmujących się powyższą tematyką.

Archiwum Elektrotechniki natomiast publikować będzie prace naukowe dotyczące podstaw elektrotechniki i elektrotechniki teoretycznej oraz prace z zakresu energoelektroniki, elektroenergetyki, konstrukcji maszyn i urządzeń elektrycznych itp.

Redakcja **ROZPRAW ELEKTROTECHNICZNYCH** poczynając od początku roku 1988 przyjmować będzie prace odpowiadające nowemu profilowi tematycznemu czasopisma. Nadsyłane do naszej redakcji artykuły o tematyce elektrotechnicznej będą za zgodą autora przekazywane do Redakcji *Archiwum Elektrotechniki* do ewentualnego opublikowania w tym kwartalniku.

Redakcja

ROZPRAW ELEKTROTECHNICZNYCH

WYTYCZNE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny prosi o przestrzeganie następujących wytycznych przy przygotowywaniu maszynopisów artykułów nadsyłanych do opublikowania.

1. *Tematyka i charakter artykułów.* Redakcja przyjmuje do druku prace przeglądowe, kompilacyjne i monograficzne, wchodzące w zakres szeroko pojętej elektrotechniki, które powinny jednak 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. Autorów obowiązuje jak najdalej posunięta zwięzłość.

2. *Wymagania podstawowe.* Artykuły należy nadsyłać w maszynopisie, w dwóch egzemplarzach, w zasadzie w języku polskim; dopuszczalne są jednak również artykuły w językach: angielskim, francuskim, niemieckim i rosyjskim. Maszynopis powinien być napisany jednostronnie przez czarną taśmę, na maszynie do pisania z niezabrudzonymi i nieuszkodzonymi znakami. Dopuszcza się odręczne czytelne uzupełnianie tekstu atramentem lub 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 maszyny do pisania koloru białego, formatu A4; numeracja ciągła na wszystkich stronach.

3. *Sposób pisania tekstu.* Tekst w maszynopisie powinien być pisany bez używania wyróżnień, a w szczególności nie dopuszcza się specjowania (rozstrzelenia), podkreślania i pisania tekstów dużymi literami, z wyjątkiem wyrazów, które umownie pisze się dużymi literami (np. FORTRAN). Proponowane wyróżnienia Autor może zaznaczyć w maszynopisie (zwykłym ołówkiem) za pomocą przyjętych znaków adiustacyjnych (podkreślenie linią przerywaną — spacjowanie, podkreślenie linią ciągłą — pogrubienie, podkreślenie wężykiem — kursywa itp.). Na jednej stronie maszynopisu powinno być 30 wierszy po około 60 znaków łącznie z odstępami. Marginesy każdej strony 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 powinny być napisane w układzie zbliżonym do układu zerskiego. 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. Tablice umieścić na końcu maszynopisu.

5. *Sposób pisania wzorów matematycznych.* Rozmieszczenie znaków, cyfr, liter i odstępów powinno być zbliżone do rozmieszczenia elementów druku. Wskaźniki i wykładniki potęg 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 Polskiego Komitetu Normalizacji, Miar i Jakości (oznaczonymi literą E i numeracją od 01200 do 01245; przydatna może się okazać książka K. Michela, T. Sapińskiego: „Rysunek techniczny elektryczny”), 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 2 egz.) w językach obcych: angielskim, francuskim,

niemieckim i rosyjskim. W razie niemożności przygotowania streszczeń w językach obcych Autor powinien podać przynajmniej terminy obcojęzyczne niezbędne do wykonania tłumaczenia.

8. *Bibliografia.* Na końcu maszynopisu należy podać w przyjętej przez Autora kolejności (np. chronologicznej, alfabetycznej itp.) wykaz publikacji, na które Autor w tekście się powołuje, lub które uważa za słuszne wymienić z innych powodów. W każdej pozycji wykazu należy podać 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.

9. *Informacje dodatkowe.*

— Niezastosowanie się Autora do podanych wyżej wytycznych pociągnie za sobą konieczność potrącenia z honorarium autorskiego kosztów związanych z doprowadzeniem dostarczonych materiałów do postaci wymaganej przez Redakcję.

— Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe egzemplarze Autor może zamówić w Redakcji na własny koszt.

— Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji.

— Redakcja prosi Autorów o podawanie miejsca pracy i adresu prywatnego, a także o powiadamianie o zmianie adresu.

Rozprawy Elektrotechniczne

Kwartalnik

Prenumeratę na kraj przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsi oraz Oddziały RSW „Prasa-Książka-Ruch” w miastach.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę przyjmuje RSW „Prasa-Książka-Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PBK XIII Oddział w Warszawie Nr 370044-1195-139-11. Wysyłka za granicę pocztą zwykłą jest droższa od prenumeraty krajowej o 50% dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla zlecających instytucji i zakładów pracy.

Terminy przyjmowania prenumerat na kraj i za granicę:

- do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i na cały rok następny,
- do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa.

Subscription orders for all the magazines published in Poland available through the local press distributors or directly through the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland.

Our bankers:

BANK HANDLOWY WARSZAWA S.A.

Rozpr. Elektrot. T. 34, z. 4, 1041—1320, Warszawa 1988

Indeks 37483

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

KWARTALNIK

SPIS TREŚCI DO TOMU XXXIV—1988

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA

ROZNY SPIS TRESCI

ZESZYT 1

J. Grabowski: Jubileusz 85-lecia urodzin Witolda Nowickiego	4
J. Sikora: Analiza wrażliwości i perspektywy jej zastosowania do zagadnień odwrotnych	9
M. Tadeusiewicz, A. Kuczyński: Obliczanie wrażliwości i gradientu błędu w dziedzinie czasu w obwodach nieliniowych	23
M. Żółtowski: O globalnej stabilności synchronizmu pętli fazowej drugiego rzędu z niejednostajnym próbkowaniem	37
A. K. Gąsiorowski: Straty mocy w dwóch walcowych przewodach umieszczonych w harmonicznym odkształconym polu poprzecznym	59
J. Tokarzewski: Krzepka stabilność układów regulacji — granica zmian parametrów	77
Z. Drzycimski: Statystyczny model szumu tłokowego w kanale telefonicznym	87
J. Siuzdak: Dynamika układów kompensacji fazy	93
S. Jagiełło: Metoda formułowania modeli matematycznych maszyn komputerowych	101
Z. Krzemiński: Równania różniczkowe silnika asynchronicznego dla celów syntezy nieliniowego sterowania z uwzględnieniem nasycenia głównego obwodu magnetycznego	117
I. Dudzikowski: Metoda obliczania obwodów magnetycznych maszyn prądu stałego wzbudzanych magnesami dwukomponentowymi	135
T. J. Sobczyk, K. Weinreb: Równania ustalonych stanów pracy silników indukcyjnych klatkowych. Cz. I: Przypadek dowolnej konfiguracji zezwojów stojana	147
T. J. Sobczyk, K. Weinreb: Równania ustalonych stanów pracy silników indukcyjnych klatkowych. Cz. II: Przypadek symetrycznego uzwojenia stojana	165
S. Kaczmarek: Model ruchowy mikroprocesorowego układu określania drogi połączeniowej w polach komutacyjnych T-S...-S-T	189
Z. Hanzelka: Kompensator statyczny ze sterownikiem prądu indukcyjnego	201
D. J. Bem, R. J. Katulski: Anteny paskowe. Cz. I: Pojedyncze promienniki	237
D. J. Bem, R. J. Katulski: Anteny paskowe. Cz. II: Układy anten paskowych	253
A. Olencki, J. Szmytkiewicz, K. Urbański: Kalibratory napięć i prądów — część cyfrowa	261
K. Pieńkowski, R. Brzeziński: Analiza układów szybkiego tłumienia strumienia resztkowego wirnika w silnikach indukcyjnych dużej mocy	269

ZESZYT 2

A. Szatkowski: Metody geometryczne w opisie nieliniowych układów RLC: przestrzenie i równania dynamiczne układów RLC	299
W. K. Gwarek: Nowa wersja metody różnic skończonych w dziedzinie czasu w zastosowaniu do analizy dwuwymiarowych obwodów mikrofalowych	325

A. Brykałski: Wyznaczenie parametrów transmitancji zastępczych obiektów z opóźnieniem rozłożonym, metodami analizy numerycznej	339
R. Porada: Model matematyczny falownika tyrystorowego o komutacji sieciowej w metodzie przestrzeni stanów	357
L. Wroński: Metoda wykrywania uszkodzeń w czasie rzeczywistym w prostych mikroprogramowanych kontrolerach	383
M. Wójcik: Algorytm automatycznej segmentacji pewnych klas obrazów binarnych	397
R. Rakowski: Wydajność informacyjna i informacyjna miara awaryjności narzędzi pomiarowych	427
K. Abramski, W. Michalski, R. Nowicki, H. Percak, E. Pliński: Laserowe wzorce częstotliwości	437
L. Wronkowski: Wpływ zmian przestrzennego usytuowania wzorców inkrementalnych w optoelektronicznych przetwornikach na błędy fazy powstałych w nich sygnałów	459
L. Wronkowski: Optyczne przesuwniki fazy i ich wpływ na dokładność pracy optoelektronicznych przetworników inkrementalnych	473
M. Wójcik: Rozpoznawanie obrazów przez obliczanie liczb obiektów wewnątrz operatora śledzącego linię	489
J. Gębala: Metoda obliczania nieekwipotencjalnych i nieliniowych układów uziomowych stacji elektroenergetycznych	511
S. Rawicki: Równania wyjściowe do obliczania prądów i momentów trójfazowej maszyny indukcyjnej pierścieniowej przy odkształconym napięciu zasilającym z uwzględnieniem wyższych harmonicznych rozkładu przestrzennego pola magnetycznego	543
M. Nowak: Komputerowa symulacja i analiza napięć formowanych według metody modulacji szerokości impulsów w zastosowaniu do projektowania napędów z silnikami asynchronicznymi	557
G. Kamiński, A. Biczek: Pole prędkości synchronicznej silnika asynchronicznego z twornikiem sferycznym	587
W. Przyborowski: Modele i pola prądów zastępczych w strefie aktywnej turbogeneratorów	601
J. Morawski: Zastosowanie prostownika tranzystorowo-diodowego do regulacji napięcia samochodowej prądnicy prądu przemiennego ze wzbudzeniem magnetoelektrycznym	615
M. Wyszomirski: Zastosowanie symulacji komputerowej do analizy energetycznej konwertera Čuka	627
R. Zybert: Ocena intensywności wyładowań niezupełnych	639
M. Majewski: Synchroniczne powielanie elektronów w polu elektromagnetycznym wielkiej częstotliwości z udziałem dwóch elektrod	665

ZESZYT 3

S. Węgrzyn: Życie i prace Stanisława Fryzego — w stulecie urodzin	707
M. Łukaniszyn: Przegląd szybkich procedur różnic skończonych do rozwiązywania zagadnień stacjonarnych opisanych równaniem Poissona	709
J. Gołębiowski: Wykorzystanie metody równań całkowych do analizy gęstości prądów wirowych w prostokątnym ekranie częściowym	739
L. Frąckowiak, L. Plenzner: Przekształtnik tyrystorowy złożony, sterowany niesymetrycznie o podwójnej komutacji prądu	751
M. Dzikowski, H. Mroczek, Z. Nowacki: Metody modulacji szerokości impulsów w trójfazowych falownikach napięciowych	771
M. Dąbrowski, J. Kołowrotkiewicz, A. Małecki: Numeryczne obliczenie impedancji pręta uzwojenia klatkowego maszyny elektrycznej	791
S. Osowski, A. Cichocki, S. Filipowicz: Wybrane zagadnienia symulacji charakterystyk nieliniowych	803

J. Purczyński, L. Katzycki: Straty mocy i moment napędowy silnika indukcyjnego o symetrii kulistej	819
A. Lewińska-Romicka: Przetworniki wieloprądowe do nieniszczących badań rur ferromagnetycznych sprawnych. Cz. 1	839
R. Parosa, E. Reszke: Propagacja fal elektromagnetycznych wzdłuż niejednorodnej kolumny plazmy gazowej	875
H. Gierasimowicz: Właściwości elektryczne wielostykowych modeli złącza metal-metal	887
Z. M. Wójcik: Algorytmy detekcji lokalnych wad obrazów	899
Z. M. Wójcik: Algorytm kodowania i rozpoznawania kształtu obiektu	911
M. Hłond: Metoda kompresji danych quasilogarytmicznych do spektrometru promieni X . .	951
W. Nakwaski: Modelowanie zjawisk fizycznych w laserach złączowych. Cz. I. Modelowanie zjawisk elektrycznych	957
W. Nakwaski: Modelowanie zjawisk fizycznych w laserach złączowych. Cz. II. Modelowanie zjawisk optycznych	965
W. Nakwaski: Modelowanie zjawisk fizycznych w laserach złączowych. Cz. III. Porównanie modeli	971
H. Trzaska: Pomiary pól elektromagnetycznych antenami kierunkowymi	983
W. Ludwin: Zastosowanie kryterium kosztów do oceny pewnego systemu przesyłania informacji z decyzyjnym sprzężeniem zwrotnym	997
A. Zabłudowski, R. Dirska, A. Jurkiewicz: Jednomagistralowy system wielomikroprocesorowy	1007

ZESZYT 4

J. Sikora, R. Pytlak: Zastosowanie minimaksowej procedury optymalizacyjnej do identyfikacji warunków brzegowych	1043
K. Anisierowicz: Zastosowanie metody elementów skończonych do analizy pól elektromagnetycznych w bezstratnych falowodach jednorodnych	1051
K. Anisierowicz: Zastosowanie metody elementów skończonych do analizy pól elektromagnetycznych w bezstratnych falowodach z niejednorodnym wypełnieniem dielektrycznym	1065
R. Świątek, W. Tarczyński: Linearyzacja przetwarzania analogowo-cyfrowego	1077
M. Tadeusiewicz, N. Assi: Algorytm generacji macierzy impedancyjnej węzłowej w obwodach zawierających źródło sterowane	1087
M. Nałęcz, J. Mulawka: Tworzenie układów z przełączanymi pojemnościami metodą morfologiczną	1101
M. Mrozowski, J. Mazur: Linia płaskorównoległa zawierająca warstwy ośrodków żyromagnetycznych magnesowanych prostopadle	1113
T. Citko, Z. Daszuta, A. Bogdan: Wpływ metod sterowania bezpośrednim przemiennikiem częstotliwości na pobór mocy biernej	1129
A. Majewski, Z. Wawrzyniak: Charakterystyki propagacji wielowarstwowych F-domieszkowanych włókien krzemowych	1149
W. Woliński: Pomiary laserowe w latach 1968—1987 i dalsze perspektywy	1153
L. Wronkowski: Optyczna interpolacja sygnałów w optoelektronicznych przyrządach opartych na wzorcach inkrementalnych	1177
J. Szmitkowski: Wpływ struktury i sposobu polaryzacji na właściwości metrologiczne analogowego przetwornika ciśnienia z diodą tunelową	1191
J. Ociepka, A. Krzywaźnia, Z. Szreter: Podstawowy błąd pomiaru współczynnika zniekształceń metodą cyfrowej analizy widma	1203
T. Zajt: Metoda różnicowa w zastosowaniu do precyzyjnych i szybkich pomiarów parametrów kondensatorów	1217

M. Dems, T. Koter: Przebiegi dynamiczne silnika indukcyjnego klatkowego	1231
G. Frydrychowicz-Jastrzębska: Rodzaje deformacji jarzma stojana w silnikach jednofazowych w warunkach asymetrii pola i mimośrodowości	1257
A. Kurbiel: Wpływ bifilarnego toru wieloprądowego na pracę transformatora pieca łuko- wego	1269
A. Kajura, J. Dąbrowska: Możliwość obliczeniowego wyznaczania rozkładu temperatury w elektroenergetycznych rozdzielnicach	1283
J. Mróz, R. Rut: Wpływ niestalonego nagrzewania dwuklatkowego uzwojenia wirnika silnika indukcyjnego na przebieg jego rozruchu	1299

CONTENTS — TABLES DES MATIERES — INHALT

NR 1

J. Grabowski: Jubilee of eighty - fifth anniversary of Professor Witold Nowicki	4
Jubile de la anniversaire du Professor Witold Nowicki	
Jubileum zum 85. Geburtstag vom Professor Witold Nowicki	
J. Sikora: Sensivity analysis and its application to inverse problems	9
Analyse de la sensibilité et les perspectives de son application aux problemes inverses	
Empfindlichkeitanalyse und ihre Anwendungsaussuchten bei inversen Problemen	
M. Tadeusiewicz, A. Kuczyński: Sensitivity and error gradient calculation in time domain for nonlinear networks	23
Calcul de la sensibilité et du gradient d'erreur dans le domaine de temps dans les circuits non lineaires	
Die Berechnung der Empfindlichkeit und des Fehlergradienten in dem Zeitgebiet von nichtlinea- ren Stromkreisen	
M. Żółtowski: On global stability of phase entrainment in nonuniform sampling discrete time phase-locked loop of second order	37
Stabilité globale do synchronisme dans une boucle de phase du deuxième ordre fonctionnant en temps discrete	
Zur globalen Stabilität des Gleichlaufes einer Phasenregelschleife 2-Ordnung mit ungleich- förmiger Probeentnahme	
A. K. Gąsiorowski: Power losses in two long cylindrical conductors placed in harmonic non-sinusoidal transverse magnetic field	59
Pertes de puissance de deux longs conducteurs cylindriques places dans un champ magnétique harmonique, déformé et transversal	
Leistungsverluste in zwei langen Walzenleitern in einem harmonischen deformierten magne- tischen Querfeld	
J. Tokarzewski: Robust stability of uncertain system — bounds of large parameter varia- tions	77
Stabilité permanente des systèmes de relage-limites des variations des paramètres	
Robuste Stabilität der Regelsysteme-Grenzen der Parameteränderungen.	
Z. Drzycimski: Statistical model of background noise in telephone channel	87
Modèle statistique du bruit propre dans le canal téléphonique	
Statistisches Modell für des Grundrauschen im Telefonkanal	
J. Siuzdak: Dynamic of phase compensation circuits	93
Dynamique des systèmes de compensation de la phase	
Dynamik der Systeme der Phasenkompensation	
A. S. Jagiełło: Formulation of mathematical models of commutator machines	101
Méthode de la formulation des modèles mathématiques des machines à collecteur	
Formilierungsmethode für mathematische Modelle der Kommutatormaschinen	

Z.	Kr z e m i ń s k i: Differential equations of an induction motor for the purpose of a nonlinear control synthesis with account taken of saturation of the main magnetic path	117
	Equations différentielles d'un moteur à induction pour la synthèse de la commande non linéaire ou la saturation du circuit magnétique principal est donnée	
	Differentialgleichungen für ein Induktionsmotor zwecks Synthese der nichtlinearen Steuerung unter Berücksichtigung der Sättigung des magnetischen Hauptstromkreises	
I.	D u d z i k o w s k i: A method of calculating the magnetic circuits of D. C. motors excited by two-component magnets	135
	Méthode de calcul des circuits magnétiques des moteurs à courant continu excités par des aimants à deux composants	
	Berechnungsmethode für Magnetkreise der durch Zweikomponentenmagnete erregbaren Gleichstrommotoren	
T.	J. S o b c z y k, K. W e i n r e b: Steady-state equations of squirrel-cage induction motors. Part I: Case of arbitrary configuration of stator coils	147
	Equations des états stationnaires du travail des moteurs à cage. I Partie: Les cas de la configuration arbitraire des bobines du stator	
	Gleichungen für stationäre Arbeitszustände der Käfigläufmotoren. Teil I: Beliebige Gruppierung der Statorwicklungsspulen	
T.	J. S o b c z y k, K. W e i n r e b: Steady-state equations of squirrel-cage induction motors. Part II: The case of the symmetry of the stator winding	165
	Equations des états stationnaires du travail des moteurs à cage. II Partie: Les cas de l'enroulement symétrique du stator	
	Gleichungen für stationäre Arbeitszustände der Käfigläufmotoren. Teil II: Symmetrische Statorwicklungen	
S.	K a c z m a r e k: Kinetic model of microprocessor system for determining the connection path in commutation fields T-S...-S-T	189
	Modèle mobile d'un système microprocesseur de la détermination de la voie de liaison dans les champs de commutation T-S...-S-T	
	Verkehrsmodell einer Mikroprozessorenanlage für die Bestimmung des Verbindungsweges in T-S...-S-T-Kommutationsfeldern	
Z.	H a n z e l k a: Static reactive current compensator with thyristor controlled reactors	201
	Statocompensateur à combinateur du courant inductif	
	Statischer Kompensator mit Steuerung mittels induktiven Blindstrom	
D.	J. B e m, R. J. K a t u l s k i: Microstrip antennas. Part I: Single radiating elements	237
	Antennes de courroie. I Partie: Simples éléments de radiation	
	Mikrostreifen-Antennen. Teil I: Einzelstrahlen	
D.	J. B e m, R. J. K a t u l s k i: Microstrip antennas. Part II: Microstrip antenna arrays	253
	Antennes de courroie. II Partie: Réseaux des antennes de courroie	
	Mikrostreifen-Antennen. Teil II: Mikrostreifen-Antennengruppen	
A.	O l e n c k i, J. S z m y t k i e w i c z, K. U r b a ń s k i: Voltage and current calibrators digital part	261
	Calibreurs de tension et de courant-partie numérique	
	Kalibratoren der Spannungen und der Ströme—Digital—Teil	
K.	P i e ń k o w s k i, R. B r z e z i ń s k i: Analysis of the systems of damping of residual rotor field in high power induction motors	269
	Analyse des systèmes d'atténuation du champ résiduel du rotor dans les moteurs à induction de grande puissance	
	Analyse der Rotorrestfelddämpfungssystemen in der Hochleistungsinduktionmotoren	

A.	S z a t k o w s k i: Geometrical methods in the description of non-linear RLC circuits: dynamic equations and spaces of RLC systems	299
----	---	-----

Méthodes geometriques dans la description des systèmes non linéaires RLC: espaces et equations dynamiques des systèmes RLC	
Geometrische Methoden für die Beschreibung der nichtlinearen RLC-Schaltungen: Räume und dynamische Gleichungen der RLC-Schaltungen	
W. K. Gwarek: Alternative method of finite differences in the time domain as applied to the analysis of two-dimensional microwave circuit	325
Nouvelle version de la méthode de différences finies dans le domaine de temps appliquée à l'analyse des circuits de micro-ondes bidimensionnels	
Neue Variante der Methode beendeter Differenzen im Zeitbereich zwecks Anwendung für eine zweidimensionale Analyse von Mikrowellenkreisen	
A. Brykalski: Determination of parameters of equivalent transmittance of object with distributed delay by means of numerical methods	339
Designation des parameters de transmittance des organes equivalents à retard reparté à l'aide des methodes d'analyse numerique	
Parameterbestimmung der Ersatzübergangsfunktionen von Objekten mit verteilter Verzugszeit mittels Methoden der numerischen Analyse	
R. Porada: Mathematical model of a thyristor inverter with mains commutation by state space method	357
Modele mathématique d'un onduleur à thyristor à commutation réticulaire dans la methode de l'espace des etats	
Mathematisches Modell eines Thyristor-Wechselrichters mit Netzkommütierung für die Methode des Zustandsraumes	
L. Wroński: A method for concurrent fault detection in simple microprogrammed controllers	
Méthode de détection des défauts dans les controleurs microprogrammés	383
Defekterdeckungsverfahren für die Echtzeit bei einfachen mikroprogrammierten Kontrollern	
Z. M. Wójcik: Algorithm of automatic segmentation of certain classes of binary images	397
Algorithme de la segmentation automatique de certaines classes d'image binaires	
Algorithmus automatischer Segmentierung mancher Klassen der Binärbildern	
R. Rakowski: Information efficiency and information loss of measuring systems	427
Efficacité de l'information et mesure des défauts d'information des instruments de mesure	
Metrologische Leistung und informative Messgröße der Unzuverlässigkeit von Messgeräten	
K. Abramski, W. Michalski, R. Nowicki, H. Percak, E. Pliński: Laser frequency standards	439
Etalon de fréquence à laser	
Laserfrequenzstandarden	
L. Wronkowski: Influence of changes of spatial location of incremental gauges in optoelectronic transducers on the phase error of the signal produced	459
Influence du changement de la position spatiale des règles incrémentales utilisées en transmetteurs optoélectroniques de mesure sur l'erreur de phase des signaux de sortie	
Einfluss der räumlichen Lageänderung inkrementaler Massstäbe in optoelektrischen Wäandlern auf die Phasenfehler der erzeugten Messsignale	
L. Wronkowski: Optical phase shifters and their influence on accuracy of optoelectronic incremental gauges	473
Decaleurs potiques de phase et leur influence sur l'exactitude des transmetteurs optoélectroniques de mesure	
Optischer Phasenschieber und sein Einfluss auf die Betriebsgenauigkeit der optoelektrischen inkrementalen Messwandler	
Z. M. Wójcik: Recognition of image through counting the number of objects inside operator tracking lines	489
Reconnaissance des formes moyennant des nombres des objets comptés suivant des lignes sur un operateur	
Erkennung der Bilder mittels Zahlenberechnung von Objekten im Innern des die Linien nachführenden Operators	

J. Gębala: A method of calculating non-equipotential and non-linear earthing systems of power stations	511
Méthode de calcul de no-equipotentials et non lineaires systèmes de prises de terre des stations electroenergetiques alimentées par courant alternatif	
Berechnungsmethode für nichtequipotentiale und nichtlineare Erdesysteme elektroenergetischer mit Wechselströmen eingespeister Stationen	
S. R a w i c k i: Basic equations for calculation of current and torque components of a three-phase slip-ring induction machine with space harmonics at non-sinusoidal feeding	543
Equations de sortie pour calculer les courants et le moment d'une machine d'induction triphasée à bagues collectrices à tension d'alimentation non sinusoidale prenant en consideration les harmoniques superieurs de la repartition spatiale du champ magnetique	
Ausgangsgleichungen für die Berechnung der Ströme- und Drehmometkomponenten einer dreiphasigen Schleifringläufermaschine bei mehrwelliger Speisespannung unter Berücksichtigung der Raumharmonischen	
M. N o w a k: Computer simulation and analysis of PWM voltages used for the design of induction motor drives	557
Simulation à l'aide d'un ordinateur et analyse des tension defines avec la méthode de modulation de la largeur des impulsions appliquées à projeter les propulsions avec un moteur à induction . .	
Digitale Komputersimulation und Analyse der nach dem Unterschwingungsverfahren eingepreßte Spannungen für das Entwerfen von Antrieben mit Induktionsmotoren	
G. K a m i ń s k i, A. B i c z e l: Synchronous velocity fields of the asynchronous motors with spherical armature	587
Champ de la vitesse de synchronisme d'un moteur asynchrone à induit sphérique	
Synchrondrehzahlfeld eines Asynchronmotors mit Kugelanker	
W. P r z y b o r o w s k i: Models and equivalent current fields in the active zone of turbo-generators	
Modèle et champ des courants équivalents dans la zone active des turbogénérateurs	601
Modelle und Ersatzstromfelder in aktiver Zone von Turbogeneratoren	
J. M o r a w s k i: Application of transistor/diode rectifier for voltage control of A. C. generator with magnetoelectric excitation	615
Redresseur à transistor/diode applique à la regulation de la tension d'un generateur d'automobile à courant alternatif avec excitation magnetoélectrique	
Transistor-Diodenspannungsreglers für den Klauenpolgenerator mit der magnetoelektrischen Erregung	
M. W y s z o m i r s k i: Application of computer simulation to power flow analysis of Čuk converter	627
Emploi de la simulation d'ordinateur dans l'analyse énergétique du convertisseur Čuk	
Anwendung der Rechnersimulation für die energetische Analyse des Čuk — Konverters	
R. Z y b e r t: Assessment of the intensity of partial discharges (PD)	639
Estimation de l'intensité des décharges partielles	
Einschätzung der Intensität von Teilentladungen	
M. M a j e w s k i: Synchronous electron multiplication in r.f. electromagnetic field with two conducting electrodes	695
Multiplication synchrone d'électrons dans le champ électromagnétique de haute fréquence à deux électrodes conductrices	
Synchronische Elektronenvervielfachung im elektromagnetischen Hochfrequenzfeld unter Teilnahme von zwei Leitelektroden	

NR 3

S. W ę g r z y n: Life and work of Stanisław Fryze, on the centenary of his birth	707
Stanisław Fryze, sa vie et son oeuvre en commémoration du centenaire de sa naissance	

	Stanisław Fryze, sein Leben und Werke. Erinnerung anlässlich seines 100 Geburtstagstjahres . . .	
M.	Łukaniśzyn: A survey of fast finite difference subroutines applied for solving stationary problems described by the Poisson's equation	709
	Revue des méthodes rapides des différences finies utilisées pour la résolution des problèmes stationnaires décrits par l'équation de Poisson	
	Überblick über die schnellen Verfahren der Enddifferenzen für die Lösung der durch die Poisson-Gleichung beschriebenen stationären Probleme	
J.	Gołębiowski: Application of the integral equation method to the analysis of the eddy-current density distribution in a rectangular shield section	739
	Mise à profit de la méthode des équations intégrales à l'analyse de la répartition de la densité de courants de Foucault dans un écran rectangulaire partiel	
	Verwertung der Integralgleichungsmethode für die Analyse der Dichteverteilung von Wirbelströmen bei rechteckiger Teilabschirmung	
L.	Frąckowiak: Unsymmetrical controlled complex thyristor converter with double current commutation	751
	Convertisseur composé à thyristor commande asymétriquement et à double commutation de courant	
	Ein unsymmetrisch gesteuerter Thyristorenumformer mit doppelter Stromkommutation	
M.	Dzikowski, H. Mroczek, Z. Nowacki: Pulse-width modulation for 3-phase voltage inverters	771
	Méthodes de modulation d'impulsions en durée dans les onduleurs de tension triphasés	
	Modulationsmethoden der Pulsdauer bei dreiphasigen Spannungsfrequenzumrichtern	
M.	Dąbrowski, J. Kołowrotkiewicz, A. Małcki: Numerical computing of the impedance of squirrel-cage-rotor bar of an electric machine	791
	Calcul numérique de l'impédance de la barre de cage de la machine électrique	
	Numerische Impedanzberechnung des Käfigwicklungsstabes einer elektrischen Maschine	
S.	Ossowski, A. Cichocki, S. Filipowicz: Some aspects of nonlinear functions simulation	803
	Les problèmes choisis de la simulation des caractéristiques non linéaires	
	Ausgewählte Probleme der Simulation von nichtlinearen Kennlinien	
J.	Purczyński, K. Kaszycki: Power losses and torque of induction motor of spherical symmetry	819
	Dissipations de puissance et le moment moteur du moteur d'induction à symétrie sphérique	
	Verlustleistung in Antriebsdrehmoment einer kugelsymmetrischen Induktionsmaschine	
A.	Lewińska-Romicka: Eddy-current transducers for non-destructive testing of welded nonferrous tubes. Part I	839
	Transducteurs à courant de Foucault pour le contrôle non-destructif de tuyaux non ferromagnétiques soudés. I partie	
	Wirbelstromumsetzer für zerstörungsfreie Prüfungen schmelzschweißbarer nichtferromagnetischer Röhre. Teil I	
R.	Parosa, E. Reszke: Propagation of electromagnetic waves along a nonhomogeneous plasma column	875
	Propagation des ondes électromagnétiques le long de la colonne du plasma hétérogène à gaz	
	Ausbreitung der elektromagnetischen Welle längs einer inhomogenen Gasplasmasäule	
H.	Gierasimowicz: Electrical properties of multicontact metal-metal junction models	887
	Propriétés électriques des modèles à plusieurs contacts de la jonction métal-métal	
	Elektrische Eigenschaften mehrpoliger Modelle der Metal-Metal-Verbindungen	
Z.	M. Wójcik: Detection algorithms of local defects of images	899
	Algorithmes de détection des défauts locaux des images	
	Algorithmus der Detektion lokaler Bildmängel	
Z.	M. Wójcik: Object shape coding and recognition algorithms	911
	Algorithme de codage et de reconnaissance de la forme de l'objet	

Algorithmus für die Kodierung und Erkennung der Objektforme	951
M. H i o n d : A quasilogarithmic data compression method for a X-ray spectrometer	951
Méthode de compression quasi-logarithmique des données pour le spectromètre aux rayons X	
Quasilogarithmische Methode für die Datenkompression im Röntgenspektrometer	
W. N a k w a s k i : Modelling of physical phenomena in injection lasers. P.I. Electrical phenomena	957
Modélage des phénomènes physiques dans les lasers conjugués. P.I. Modelage des phénomènes électriques.	
Modellieren der elektrischen Erscheinungen in Diodenlasern. T.I. Modellieren der elektrischen Erscheinungen.	
W. N a k w a s k i : Modelling of physical phenomena in injection lasers. P. II Optical phenomena modelling.	965
Modelage des phénomènes physiques dans les lasers conjugués. P. II. Modelage des phénomènes optiques	
Modellieren der elektrischen Erscheinungen in Diodenlasern. T. II. Modellieren der optischen Erscheinungen.	
W. N a k w a s k i : Modelling of physical phenomena in injection lasers. P III. Comparison of models	971
Modelage des phénomènes physiques dans les lasers conjugués. P. III. Comparaison des modèles.	
Modellieren der elektrischen Erscheinungen in Diodenlasern. T. III. Vergleichung von Modellen.	
H. T r z a s k a : Electromagnetic field measurement with directional antennas	938
Mesures des champs électromagnétiques avec les antennes directionnelles	
Electromagnetische Feldstärkemessungen mittels Richtungsantennen	
W. L u d w i n : Application of the cost criterion in the assesment of a certain system of a data transmission with decision feedback	957
Application du critère de frais pour estimation d'un certain système à retour de transmission des données	
Anwendung des Kostenkriteriums zur Einschätzung eines Nachrichtenübertragungssystems mit Entscheidungsrückführung	
A. Z a b ł o d o w s k i , R. D i r s k a , A. J u r k o w i c z : Multimicroprocessor system with time-shared bus	1007
Système multimicroprocesseur monobus	
Das Einmagistralen-Vielmikroprozessorensystem	

NR 4

J. S i k o r a , R. P y t l a k : Application of MIN-MAX optimisation procedure to identification of boundary conditions	1043
Application de la procedure minimaximale optimale à l'identification des conditions aux limites	
Anwendung der minimax-Optimierung zwecks Identifizierung der Randbedingungen	
K. A n i s e r o w i c z : Application of finite elements method to the analysis of electromagnetic field in lossless homogeneous waveguides	1051
Application de la méthode des éléments finis à l'analyse des champs électromagnétiques dans les guides d'ondes homogènes sans d'énergie	
Anwendung der Methode finiter Elemente für die Analyse von elektromagnetischen Feldern in homogen verlustlosen Hohlleitern	
K. A n i s e r o w i c z : Application of finite elements methods to the analysis of electromagnetic fields in lossless waveguides with inhomogeneous dielectric filling	1065
Application de la méthode des éléments finis à l'analyse des champs électromagnétiques dans les guides d'ondes à remplissage diélectrique hétérogène	

	Anwendung der Methode finiter elemente für die Analyse von elektromagnetischen Feldern in inhomogenen verlustlosen Hohlleitern	
R. Świątek, W. Tarczyński:	Linearisation of analog-to-digital conversion	1077
	Allignement du traitement analogique-digital	
	Gewinnung der Linearität bei analog-digitaler Umformung	
M. Tadeusiewicz, N. Assi:	An algorithm for the generation of a nodal impedance matrix for networks containing controlled sources	1087
	Algorithmes de generation de la matrice impédance nouvelle pour les circuits contenant des sources contrôllées	
	Algorithmus für die Generierung einer Knotenimpedanzmatrix bei Steuerungsquellen enthalten Stromkreisen	
M. Nałęcz, J. Mulałka:	Generation of switched-capacitor networks with a morphological approach	1101
	Méthode morphologique de generation des systèmes à capacités commutées	
	Bildung von Systemen mit geschalteten Kapazitäten mittels morphologischer Methode	
M. Mrozowski, J. Mazur:	A parallel-plate waveguide containing perpendicular magnetized layers of gyromagnetic media	1113
	Ligne à bandes parallèles chargée de couches gyromagnétiques magnétisées perpendiculairement aux interfaces	
	Bandleitung mit senkrecht vormagnetisierter Füllung	
T. Cirkó, Z. Daszuta, A. Bogdan:	Effect of the control of a direct frequency changes on the reactive power consumption	1129
	Influence des méthodes de commande directe à l'aide d'un convertisseur de fréquence sur la prise de puissance réactive	
	Einfluss der Steuerungsmethode eines unmittelbaren Frequenzumsetzers auf die Blindleistungszugnahme	
A. Majewski, Z. Wawrzyniak:	Propagation characteristics of multilayer f-doped silica fibers	1149
	Caractéristiques de propagation des fibres optiques à gaines multiples dopées en fluor	
	Charakteristiken der F-dotierten mehrmantel Lichtwellenleiter	
W. Wołoski:	Laser measurement 1968—1987 and beyond	1159
	Mesures des lasers prises de 1968 à 1987 et réalisations en perspective	
	Lasermessungen in den Jahren 1968—1987 und weitere Entwicklungsaussichten	
L. Wronkowski:	Optical interpolation of signals in optoelectronic instruments based on incremental masters	1177
	Interpolation optique des signaux dans les instruments optoélectroniques basée sur les règles incrémentales	
	Optische Signalinterpolation bei optoelektronischen Geräten mit inkrementalen Gebern	
J. Szmitkowski:	Effect of polarisation system structure and procedure on the metrologic features of an analog pressure transducer provided with a tunnel diode	1131
	Influence de la structure et du mode de polarisation sur les propriétés métrologiques analogues d'un transducteur à diode tunnel	
	Einfluss der Struktur sowie der Polarisationsweise auf die metrologischen Eigenschaften eines Analogdruckumsetzers mit Tunnel diode	
J. Ociełka, A. Krzywaźnia, Z. Szreter:	Basic measuring error of the harmonic distortion factor using digital spectral analysis	1203
	Erreurs fondamentales de mesure du coefficient de distortion harmonique par méthode digitale de l'analyse spectrale	
	Grundfehler der Klirrfaktormessung mittels rechnergestützter Analyse des Spektrums	
T. Zajt:	Differential method applied in precise and fast measurements of parameters of capacitor	1217
	Méthode différentielle appliquée à la mesure précise et rapide des paramètres des condensateurs	
	Differenzmethode für schnelle und genaue Parametermessungen von Kondensatoren	

M. D e m s, T. K o t e r: The starting period of squirrel-cage induction motor	1231
Demarage du moteur d'induction à cage	
Anlassverlauf bei Induktionskäfigmotoren	
G. F r y d r y c h o w i c z - J a s t r z e b s k a: Kinds of stator deformation in single phase induction motors with elliptic magnetic field and rotor eccentricity	1257
Déformation de la culasse du stator des moteurs monophasés dans le cas du champ elliptique et celui de l'excentricité	
Jochverformungen in Einphaseninduktionsmotoren unter Bedingungen eines elliptischen Magnetfeldes und der Exzentrizität	
A. K u r b i e l: The influence of a bifilar main current line on the operation of an arc furnace transformer	1269
Influence des barres du courant fort bifilaires sur le travail du transformateur d'un four à arc	
Einfluss bifilarer Hochstromleitungen auf den Betrieb eines Lichtbogens ofen	
A. K a j u r a, J. D a b r o w s k a: Possibility of calculating the temperature distribution in electric power metal-clad switchgear	1283
Possibilité de déterminer la répartition de la température dans les pupitres électroénergétiques à l'aide des calculs	
Berechnungsmöglichkeiten für die Bestimmung der Temperaturverteilung in elektroenergetischen Schränken	
J. M r ó z, R. R u t: Influence of transient heating of a double squirrel-cage winding of an induction motor on the starting of the motor	1299
Influence du chauffage indéfini de l'enroulement à double cage d'écureuil du rotor dans le moteur à induction sur le parcours de son démarrage	
Einfluss der instabilen Erwärmung einer Doppelkäfigwicklung eines Induktionsmotorlaufers auf den Vorgang des Motoranlaufes	

СОДЕРЖАНИЕ

T. XXXIV — 1988

NR 1

Я. Грабовски: Юбилей по поводу 85 годовщины Профессора Витольда Новицкого	4
Я. Сикора: Чувствительный анализ и перспективы его применения к обратным проблемам	9
М. Тадеусевич, А. Кучиньски: Анализ чувствительности и градиента погрешности в области времени в нелинейных цепях	23
М. Жултовски: О глобальной устойчивости синхронизма фазового кольца второго порядка с неравномерной дискретизацией	37
А. К. Гонсиорски: Потери мощности от вихревых токов двух длинных круглых проводников, расположенных в гармоническом несинусоидальном поперечном магнитном поле	59
Е. Токажевски: Сильная устойчивость систем регулирования — пределы изменений параметров	77
З. Джицимски: Статистическая модель фонового шума в телефонном канале	87
Е. Сюздак: Динамика схем слежения за фазой.	93
А. С. Ягелло: Метод составления математических моделей коллекторных машин	101
З. Кшеминьски: Учет насыщения главной магнитной цепи в дифференциальных уравнениях асинхронного двигателя при синтезе нелинейного управления	117
И. Дудзиковски: Метод расчета магнитных цепей двигателей постоянного тока, возбуждаемых двухкомпонентными магнитами	133
Т. Й. Собчык, К. Вейнрзб: Уравнения установившихся режимов работы индук-	

ционных короткозамкнутых двигателей. Часть 1: Случай произвольной конфигурации секций статора	147
Т. Й. Собчык, К. Вейнрэб: Уравнения установившихся режимов работы индукционных короткозамкнутых двигателей. Часть 2: Случай симметрической обмотки статора	165
С. Качмарэк: Модель телеграфика микропроцессорного устройства определяющего соединительный путь коммутационной схемы В-П- ... -П-В	189
З. Ханзелька: Статический источник реактивной мощности (И. Р. М.) с управляемым вентилями реактором	201
Д. Ю. Бэм, Р. Я. Каткульски: Стержневые антенны. Часть 1: Простые излучатели	237
Д. Ю. Бэм, Р. Я. Каткульски: Стержневые антенны. Часть 2: Системы стержневых антенн	253
А. Оленцки, Е. Шмыткевич, К. Урбаньски: Калибраторы напряжений и токов — цифровая часть	261
К. Пеньковски: Анализ систем гашения незатухающего поля ротора в мощных асинхронных двигателях	269

NR 2

А. Шатковски: Геометрические методы для описания нелинейных RLC цепей: пространства и динамические уравнения RLC цепей	229
В. К. Гварек: О использовании метода конечных разностей для анализа двухмерных СВЧ цепей во временной области	325
А. Брыкальски: Определение параметров эквивалентных переходных, функции, объектов с распределенным запаздыванием методами численного анализа	339
Р. Порада: Математическая модель тиристорного инвертора с сетевой коммутацией в методе пространства состояний	357
Л. Вроньски: Метод обнаруживания ошибок в управляющих устройствах	383
З. Вуйчик: Алгоритм автоматической сегментации некоторых классов бигарных образов	397
Р. Раковски: Информационный коэффициент полезного действия мерой аварийности измерительных устройств	427
К. Абрамски, В. Михальски, Р. Новицки, Г. Пэрцак, Э. Плиньски: Лазерные эталоны частоты	437
Л. Вронковски: Влияние изменения пространственного размещения инкрементальных эталонов в оптоэлектронных преобразователях на погрешности фазы возникающих в них сигналов	459
Л. Вронковски: Оптические сместители фазы и их влияние на точность работы оптоэлектронных инкрементальных преобразователей	473
З. Вуйчик: Распознавание образов путем подсчёта количества объектов внутри оператора наблюдающего за линиями	489
Ю. Гембала: Метод расчёта неэквипотенциальных и нелинейных заземляющих систем электроэнергетических станций питаемых переменными токами	511
С. Равицки: Исходные уравнения для вычисления токов и момента трёхфазной индукционной машины с фазовым ротором при несинусоидальном напряжении питания и с учётом высших пространственных гармоник	543
М. Новак: Компьютерная симуляция и анализ напряжений формируемых методом модуляции ширины импульсов в применении к проектированию приводов с асинхронными двигателями	557
Г. Каминьски, А. Бичель: Поле синхронной скорости асинхронного двигателя со сферическим якорем	587

В. Пшиборовски: Модель и поле замещенных токов в активной зоне турбогенераторов	601
Е. Моравски: Применение транзисторно-диодного регулятора напряжения автомобильного альтернатора с возбуждением от постоянных магнитов	615
М. Вышомирски: Применение симуляции на ЭВМ для энергетического анализа преобразователя Чука	627
Р. Зыберт: Оценка интенсивности частичных разрядов	639
М. Маевски: Синхронное умножение электронов в электромагнитном поле с. в. ч. с долью двух проводящих электродов	695

NR 3

С. Венгжин: Жизнь и творчество Станислава Фризе к столетию со дня рождения	707
М. Луканишин: Обзор быстрых программ конечных разностей для решения стационарных вопросов описанных уравнением Пуассона	709
Е. Голэмбовски: Использование метода интегральных уравнений для анализа распределения плотности вихревых токов в прямоугольном частичном экране	739
Л. Фронцковяк, Г. Плензнер: Сложный тиристорный преобразователь с несимметричным управлением и двойной коммутацией тока	751
М. Дзиковски, Н. Мрочек, З. Новацки: Методы широтно-импульсной модуляции и спользованные в 3-фазных инвертерах	771
М. Домбровски, Е. Коловроткевич, А. Малэцки: Численный метод определения сопротивления стержня клетки электрической машины	791
С. Осовски, А. Циховски, С. Филипович: Избранные вопросы симуляции нелинейных систем	803
Я. Пурчиньски, Л. Кашицки: Потери мощности и приводной момент асинхронного шарового электродвигателя	819
А. Левиньска-Ромицка: Вихретоковые переходные трансформаторные преобразователи неразрушающих испытаний для неферромагнитных сваренных труб	839
Р. Пароса, Э. Решке: Распространение электромагнитной волны вдоль плазменного стержня	875
Х. Герасимович: Электрические свойства многоконтактных моделей соединения металл-металл	887
З. М. Вуйчик: Алгоритмы детектирования локальных дефектов изображений	899
З. М. Вуйчик: Алгоритм кодирования и распознавания формы объекта	911
М. Хлонд: Метод квазилогарифмической компрессии информации для рентгеновского спектрометра	951
В. Накваски: Моделирование физических явлений в лазерных диодах Часть 1: Моделирование электрических явлений	957
В. Накваски: Моделирование физических явлений в лазерных диодах Часть 2: Моделирование оптических явлений	965
В. Накваски: Моделирование физических явлений в лазерных диодах Часть 3: Сопоставление моделей	971
Х. Тшаска: Измерения электромагнитных полей направленными антеннами	983
В. Людвин: Применение критерия стоимости к оценке определенной системы трансмиссии информации с решающей обратной связью	997
А. Заблудовски, Р. Дирска, А. Юркевич: Одномагистральная много-микропроцессорная система	1007

NR 4

Я. Скиора, Р. Пытляк: Применение минимаксной оптимизационной процедуры для идентификации краевых условий	1043
--	------

К. Анисерович: Применение метода конечных элементов к анализу электромагнитных полей в гомогенных волноводах без потерь	1051
К. Анисерович: Применение метода конечных элементов к анализу электромагнитных полей в волноводах с гетерогенным диэлектрическим заполнением без потерь . .	1065
Р. Свионтек, В. Тарчиньски: Линеаризация преобразования аналог-цифра	1077
М. Тадеусевич, Н. Асси: Алгоритм генерации импеданционной узловой матрицы в цепях содержащих управляющие источники	1087
М. Налэнч, Ю. Мулявка: Синтез цепей с переключаемыми конденсаторами морфологическим методом	1101
М. Мрозовски, Я. Мазур: Плоский волновод с гиромагнитными слоями . .	1113
Т. Цитко, З. Дашута, А. Богдан: Влияние метода управления непосредственным преобразователем частоты на потребление реактивной мощности	1129
А. Маевски, З. Вавжиняк: Характеристики пропагации многооболочечных световодов с примесями флуора	1149
В. Волиньски: Лазерные измерения в 1968—1987 годах и дальнейшие перспективы	1159
Л. Вронковски: Оптическая интерполяция сигналов в оптоэлектронных приборах использующих инкрементальных эталоны	1177
Ю. Шмитковски: Влияние структуры и способа поляризации на метрологические свойства аналогового преобразователя давления с туннельным диодом	1191
Ю. Оцепка, А. Кживазья, З. Шретер: Основная ошибка измерения коэффициента нелинейных искажений методом цифрового спектрального анализа	1203
Т. Зайт: Дифференциальный метод в применении для точных и быстрых измерений параметров конденсаторов	1217
М. Демс, Т. Котэр: Пуск асинхронных двигателей	1231
Г. Фридрихович-Ястшембска: Формы деформаций статоров в однофазных электродвигателях при эллиптическом магнитном поле и влиянии эксцентриситета . .	1257
А. Курбель: Влияние бифилярной цепи вторичной сети на работу трансформатора дуговой печи	1269
А. Каюра, Й. Домбровска: Возможность расчетного определения распределения температур в электроэнергетических комплектных устройствах	1283
Я. Мруз, Р. Рут: Влияние неустановленного нагрева двухклеточной обмотки ротора асинхронного двигателя на процесс его запуска	1299