ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1978

Seria: ELEKTRYKA z. 61 Nr kol. 553

Jerzy KUDŁA
Władysław PASZEK
Zbigniew PAWELEC

Zakład Maszyn Elektrycznych
Politechniki Śląskiej

BADANIE ROZRUCHU I PONOWNEGO ZAŁĄCZENIA SILNIKÓW INDUKCYJNYCH GŁĘBOKOŻŁOBKOWYCH W ELEKTRODYNAMICZNYM STANIE NIEUSTALONYM

Streszczenie. Wykorzystując model matematyczny silnika indukcyjnego o wirniku głębokożłobkowym, przydatny do analizy stanów elektrodynamicznych, wykonano obliczenia rozruchu i ponownego załączenia dla silników o prostokątnych i trapezowych żłobkach wirnika. Porównano obliczone przebiegi czasowe wielkości elektromechanicznych, uzyskane na podstawie różnych modeli aproksymujących silnik głębokożłobkowy. Wyniki uzyskane dla silnika o trapezowych żłobkach wirnika porównano z odpowiednimi wynikami pomiarów oscylograficznych.

1. Model matematyczny silnika głębokożłobkowego

Ścisły model matematyczny silnika głębokożłobkowego winien stanowić układ równań różniczkowych cząstkowych zmiennej przestrzennej oraz czasu. Zmienną przestrzenną jest odległość x mierzona od podstawy żłobka wirnika. Układ taki jest trudny do sformułowania i analizy.

Poprzez dyskretyzację zmiennej przestrzennej x uzyskuje się układ równań różniczkowych, złożony ze skończonej ilości równań o pochodnych zwyczajnych. Fizykalnie oznacza to podział żłobka na skończoną liczbę (v) elementów. Tą drogą uzyskuje się fikcyjny silnik wieloklatkowy. Jeśli liczba klatek jest dostatecznie duża, można pominąć strumienie indywidualnych rozproszeń poszczególnych fragmentów pręta umieszczonego w żłobku wirnika.

Zakłada się liniowość obwodu magnetycznego, symetrię oraz sinusoidalny rozkład przepływów stojana i wirnika, pomija się straty w żelazie.

Po transformacji dwuosiowej równań fazowych zastępczego silnika wieloklatktowego oraz po sprowadzeniu parametrów uzwojeń wirnika na stronę stojana uzyskuje się układ równań różniczkowych (1).

$$\begin{bmatrix} \underline{U}_1(t) \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{d}{dt}\begin{bmatrix} \underline{\Psi}_1(t) \\ \underline{\Psi}_{21}(t) \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \underline{\Psi}_{2v}(t) \end{bmatrix} + \left\{ j\omega_x \begin{bmatrix} 1 & & & & (0) \\ & 1 & & & \\ & & 1 & & \\ & & & \ddots & \\ (0) & & & & 1 \end{bmatrix} - j\omega \begin{bmatrix} 0 & & & & (0) \\ & 1 & & & \\ & & 1 & & \\ & & & \ddots & \\ (0) & & & & 1 \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} \underline{\Psi}_1(t) \\ \underline{\Psi}_{21}(t) \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \underline{\Psi}_{2v}(t) \end{bmatrix} +$$

$$+ \left\{ \begin{bmatrix} R_1 & & & (0) \\ & R_{21}^{'} & & \\ & & \ddots & \\ (0) & & & R_{2v}^{'} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & & 0 \\ 0 & R_r^{'} & R_r^{'} & R_r^{'} \\ \cdot & R_r^{'} & & \cdot \\ \cdot & & & \cdot \\ \cdot & & & \cdot \\ 0 & R_r^{'} & \cdots\cdots & R_r^{'} \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} \underline{I}_1(t) \\ \underline{I}_{21}^{'}(t) \\ \\ \\ \underline{I}_{2v}^{'}(t) \end{bmatrix} \qquad (1)$$

$$M_e = p_b \, \mathrm{Re} \left[j\underline{\Psi}_1 \times \underline{I}_1^{*} \right] = \frac{J}{p_b} \cdot \frac{d\omega}{dt} - M_m(\omega)$$

ω - elektryczna prędkość kątowa wirnika,

ω_x - elektryczna prędkość kątowa układu współrzędnych.

Układ równań (1) opisujący stany dynamiczne zastępczej maszyny dwufazowej, wieloklatkowej można zapisać w formie skrótowej.

$$[\underline{U}] = \frac{d}{dt}[\underline{\Psi}] + (j\omega_x[1] - j\omega[K])[\underline{\Psi}] + ([R_f] + [R_r])[\underline{I}],$$

$$M_e = p_b \, \mathrm{Re}\left|j\underline{\Psi}_1 \underline{I}_1^*\right| = \frac{J}{p_b} \cdot \frac{d\omega}{dt} - M_m(\omega).$$

W równaniach (1) oznaczono:

$R_1 \ldots R_{2v}^*$ – rezystancję uzwojenia stojana oraz sprowadzone rezystancje poszczególnych klatek wirnika,

R_r^* – sprowadzoną rezystancję fragmentów uzwojenia wirnika, wspólną dla wszystkich klatek (pierścienie zwierające i części prętów znajdujące się poza pakietem blach wirnika) [1].

Komplekeory $\underline{U}_1$, $\underline{\Psi}_1$ $\underline{I}_1$ stojana oznaczone ogólnie przez $\underline{W}_1$ powiązane są z odpowiednimi wielkościami fazowymi stojana

$$\underline{W}_1 = \sqrt{\frac{2}{3}}\left(W_{a1} + \underline{a}_1 W_{b1} + \underline{a}_1^2 W_{c1}\right) e^{-j(\omega_x t + \vartheta_{1ao})}; \quad \underline{a}_1 = e^{j\frac{2\pi}{3}}.$$

Układ napędowy traktuje się jako ciało sztywne, o wypadkowym momencie bezwładności J, statyczna charakterystyka obciążenia podana jest w postaci analitycznej przez $M_m(\omega)$.

Do dalszej analizy przyjmuje się model, w którym zmiennymi stanu są: wektor prądów $[\underline{I}]$ oraz elektryczna prędkość kątowa ω. Po transformacji dwuosiowej, dla zastępczej maszyny dwufazowej, obowiązuje zależność

$$[\underline{\Psi}] = [L]\,[\underline{I}], \tag{2}$$

gdzie:

$$[L] = [L\mu] + [L_r] + [L_\sigma]$$

$$[L\mu] = L\mu \begin{bmatrix} 1 & \cdots & 1 \\ \vdots & & \vdots \\ 1 & \cdots & 1 \end{bmatrix}; \quad [L_r] = L_r^* \begin{bmatrix} 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ \vdots & 1 & \cdots & 1 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 1 & \cdots & 1 \end{bmatrix}$$

$$[L_{G}] = \begin{bmatrix} L_{s1} & 0 & \dots\dots\dots & 0 \\ 0 & L^{\bullet}_{G21} & \dots\dots & L^{\bullet}_{G21} \\ \cdot & \cdot & L^{\bullet}_{G22} \dots & L^{\bullet}_{G22} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & L^{\bullet}_{G21} & L^{\bullet}_{G22} \dots & L^{\bullet}_{G2v} \end{bmatrix}$$

L_{μ} - indukcyjność magnesująca,

$L^{\bullet}_{r}$ - sprowadzona indukcyjność elementów uzwojenia wirnika, wspólnych dla wszystkich klatek zastępczych (rozproszenia),

$L^{\bullet}_{G2i}$ - sprowadzone indukcyjności rozproszeń wielokrotnych pomiędzy poszczególnymi uzwojeniami zastępczego wirnika,

L_{s1} - indukcyjność rozproszenia uzwojenia stojana.

Po wykorzystaniu zależności (2) układ równań różniczkowych (1) przyjmuje postać

$$[\underline{U}] = \frac{d}{dt}([L][\underline{I}]) + (j\omega_x[1] - j\omega[K])[L][\underline{I}] + [R][\underline{I}],$$

$$M_e = p_b \, \mathrm{Re}\left[j(L_{\mu} \sum_{i=1}^{v} \underline{I}^{\bullet}_{2i}) \, \underline{I}^{*}_{1} \right] = \frac{J}{p_b} \cdot \frac{d\omega}{dt} - M_m(\omega), \qquad (3)$$

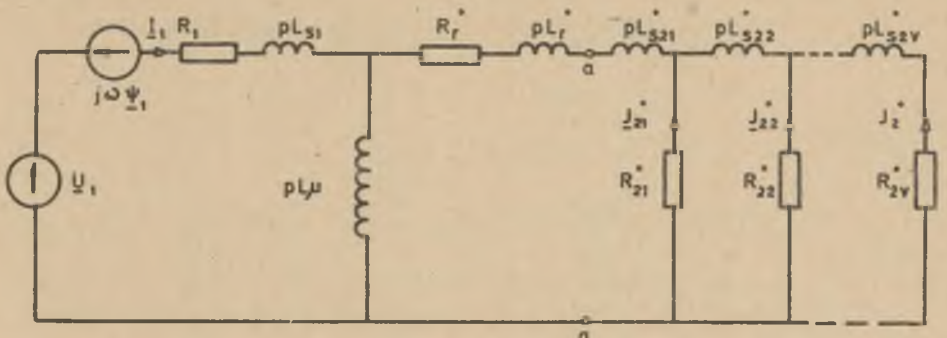
gdzie:

$$[R] = [R_f] + [R_r].$$

Układ ten opisuje ściśle przebiegi dynamiczne w silniku indukcyjnym głębokożłobkowym, gdy liczba elementów, na które podzielono pręty wirnika $v \to \infty$.

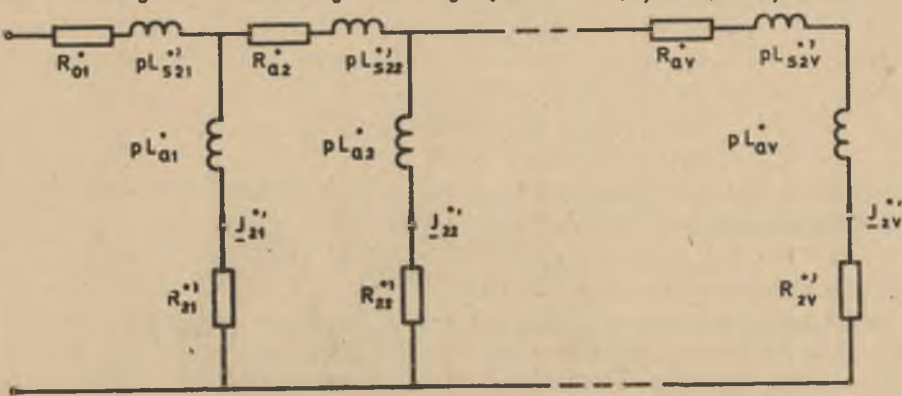
Uwzględnienie nieskończonej ilości równań w układzie (3) jest praktycznie niemożliwe. Stąd też dąży się do sformułowania takiego modelu aproksymującego silnik głębokożłobkowy, który już przy niewielkiej liczbie równań będzie opisywał procesy nieustalone silnika z wystarczającą dokładnością. W praktyce oznacza to redukcję wymiaru macierzy $[\underline{I}]$ do $(v + 1) = 3$, 4 lub 5. Redukcji wymiaru macierzy można dokonać, posługując się schematem zastępczym w formie operatorowej, wyprowadzonym z układu równań (3) przy założeniu $\omega_x = \omega$, $\omega = \mathrm{const}$ (rys. 1), w którym wprowadzono formalnie parametr

$$L^{\bullet}_{s2i} = L^{\bullet}_{G2(i+1)} - L^{\bullet}_{G2(i)} \qquad (i = 1,2 \dots v)$$



Rys. 1. Operatorowy schemat zastępczy silnika wieloklatkowego (klatki zastąpiono równoważnymi nitkami prądowymi)

W granicznym przypadku, gdy liczba elementów pręta $v \to \infty$ dwójnik przyłączony do zacisków (a,a) schematu reprezentujący fragmenty uzwojeń wirnika, w których zachodzi wypieranie prądu staje się linią długą o impedancji $Z_p(p)$. Można go aproksymować dwójnikiem zastępczym o impedancji $Z_p'(p)$. Pożądane jest, aby dwójnik zastępczy o odpowiednio dobranych parametrach, posiadał niewielką liczbę gałęzi. Obwody odpowiadające tym gałęziom nazywane są zastępczymi obwodami wirnika. Przy skończonej ilości obwodów zastępczych nie jest możliwa równość $Z_p'(p) = Z_p(p)$ lub $Z_p^{\bullet}(j\omega) = Z_p(j\omega)$. Ogólnie impedancję $Z_p(p)$ można aproksymować za pomocą impedancji dwójnika złożonego ze skończonej ilości gałęzi R, L (rys. 2). Uzyskane w ten



Rys. 2. Schemat dwójnika aproksymującego o impednacji $Z_p'(p)$ (w zależności od sposobu aproksymacji niektóre elementy schematu przyjmują wartość zero)

sposób nowe współrzędne $I_2^{\bullet}, I_3^{\bullet} \dots I_v^{\bullet}$ stanowią, łącznie z prądem stojana $\underline{I}_1$, współrzędne elektromagnetyczne modelu aproksymującego maszynę, opisywanego układem równań

$$\left[\underline{U}\right] = \frac{d}{dt}\left[L_t\right]\left[\underline{I}_t\right] + \left(j\omega_x\left[1\right] - j\omega\left[K\right]\right)\left[L_t\right]\left[\underline{I}_t\right] + \left[R_t\right]\left[\underline{I}_t\right] \qquad (4)$$

$$M_e = p_b \left[\mathrm{Re}(j\, L_\mu \sum_{i=1}^{v} \underline{I}_{2i}^{\cdot)})\, \underline{I}_1^{*} \right] - \frac{J}{p_b} \cdot \frac{d\omega}{dt} - M_m(\omega),$$

w którym

$$[\underline{I}_t] = \begin{bmatrix} \underline{I}_1(t) \\ \underline{I}_{21}^{\cdot\prime}(t) \\ \vdots \\ \underline{I}_{2n}^{\cdot\prime}(t) \end{bmatrix}; \quad [L_a] = \begin{bmatrix} 0 & & & (0) \\ & L^{\cdot}_{a1} & & \\ & & L^{\cdot}_{a2} & \\ & & & \ddots \\ (0) & & & L^{\cdot}_{av} \end{bmatrix}$$

$$[L_t] = [L'] + [L_a]; \qquad [R_t] = [R'] + [R_a].$$

Macierze $[L']$ oraz $[R']$ mają strukturę podobną odpowiednio do macierzy $[L]$, $[R]$.

$$[R_a] = \begin{bmatrix} 0 & \cdots\cdots & & & 0 \\ & R^{\cdot}_{\sigma a1} & \cdots\cdots & & R^{\cdot}_{\sigma a1} \\ & & R^{\cdot}_{\sigma a2} & \cdots & R^{\cdot}_{\sigma a2} \\ 0 & R^{\cdot}_{\sigma a1} & R^{\cdot}_{\sigma a2} & \cdots & R^{\cdot}_{\sigma av} \end{bmatrix}$$

gdzie

$$R^{\cdot}_{ai} = R^{\cdot}_{\sigma a(i+1)} - R^{\cdot}_{\sigma a(i)}$$

Parametry macierzy $[R_t]$ oraz $[L_t]$ mogą być wyznaczone pomiarowo bądź na drodze obliczeń.

2. Metodyka obliczeń procesów rozruchu i ponownego załączenia

Po założeniu $\omega_x = 0$, układ równań (4) doprowadza się do postaci kanonicznej (5)

$$\frac{d}{dt}[\underline{I}_t] = [L_t]^{-1} \left\{ [\underline{U}] + (j\omega[K][L_t] - [R_t])\, [\underline{I}_t] \right\}$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{p_b}{J} \mathrm{Re} \left\{ j(L_\mu \sum_{i=1}^{v} \underline{I}_{2i}^{\cdot)}) \cdot \underline{I}_1^{*} \right\} + \frac{p_b}{J} M_m(\omega) \tag{5}$$

Jest to układ nieliniowy, rozwiązano go numerycznie przez całkowanie metodą Rungego-Kutty na maszynie cyfrowej Odra 1305. Charakterystyka statyczna $M_m(\omega)$ momentu obciążenia dana jest równaniem

$$M_m(\omega) = \begin{cases} a\omega & \text{dla } |\omega| \leq b \\ c\omega^2 + d & \text{dla } |\omega| > b \end{cases} \tag{6}$$

Silnik zasilany jest z sieci symetrycznej. Kompleksor napięcia sieci

$$\underline{U}_s = U_{sm}\, e^{j(\omega_s t + \varphi)}$$

A. Dla przypadku rozruchu wyznacza się przebiegi $[\underline{I}_t(t)]$; $\omega(t)$; $M_e(t)$ z układu równań różniczkowych (5) w przedziale czasu $t \in (0, t_p)$, po założeniu $\underline{U}_1 = \underline{U}_s\ 1(t)$

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

$$[\underline{I}_t(t = 0)] = 0.$$

B. Dla przypadku ponownego załączenia silnika do sieci wyznacza się przebiegi czasowe $\underline{I}_1(t)$, $M_e(t)$, $\omega(t)$, z równań różniczkowych (5), przy warunkach początkowych różnych od zera. Warunki początkowe uzyskuje się, analizując stany pracy silnika poprzedzające ponowne załączenie

- stan ustalony przed odłączeniem silnika dla $t \in (-\infty, 0-)$, dla którego obowiązuje układ równań algebraicznych

$$\begin{gathered} [\underline{U}] = (j\omega_s [L_t] - j\omega [K][L_t] + [R_t])\,[\underline{I}_t] \\ M_e = p_b \operatorname{Re}\left| j(L_\mu \sum_{i=1}^{v} \underline{I}_{2i}^{*})\,\underline{I}_1^{*}\right| = -M_m(\omega), \end{gathered} \tag{7}$$

- proces odłączenia silnika - wybieg, dla $t \in (0+, t_z)$, dla którego obowiązuje układ równań różniczkowych

$$\frac{d}{dt}[\underline{I}_{2t}] = [L_{2t}]^{-1}(-[R_{2t}][\underline{I}_{2t}] + j\omega[\underline{I}_{2t}]) \tag{8}$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{p_b}{J} M_m(\omega)$$

Napięcie resztkowe silnika

$$\underline{U}_1 = L_\mu \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^{v} I_{2i}^{\bullet)}$$

W równaniach (8) macierze oznaczone indeksem 2 wynikają z macierzy $[R_t]$ $[L_t]$ po eliminacji pierwszego wiersza i pierwszej kolumny.

Rozwiązanie stanu nieustalonego po ponownym załączeniu silnika do sieci $t \in (t_z, t_p)$ uzyskuje się z układu równań różniczkowych (5) z warunkami początkowymi wynikającymi ze stanu odłączenia silnika. Warunki początkowe na krańcach przedziałów czasowych oblicza się z zachowania ciągłości liniozwojów wirnika $[\Psi_{2t}]$ oraz kręta J .

3. Wyniki obliczeń i pomiarów procesów rozruchu i ponownego załączenia

Według metodyki przedstawionej w punkcie 2 wykonano obliczenia procesów rozruchu, wybiegu i ponownego załączenia silnika głębokożłobkowego.

Parametry R_1, L_{s1}, L_μ, R_r^*, L_r^* układu równań różniczkowych (5) uzyskano na drodze typowych obliczeń obwodu elektromagnetycznego silnika. Parametry $L_{\sigma 2i}^*$, R_{2i}^*, L_{ai}^*, R_{ai}^* (dla i = 1,2 ...v) reprezentujące elementy obwodu wirnika, w których zachodzi wypieranie prądu, można wyznaczyć:

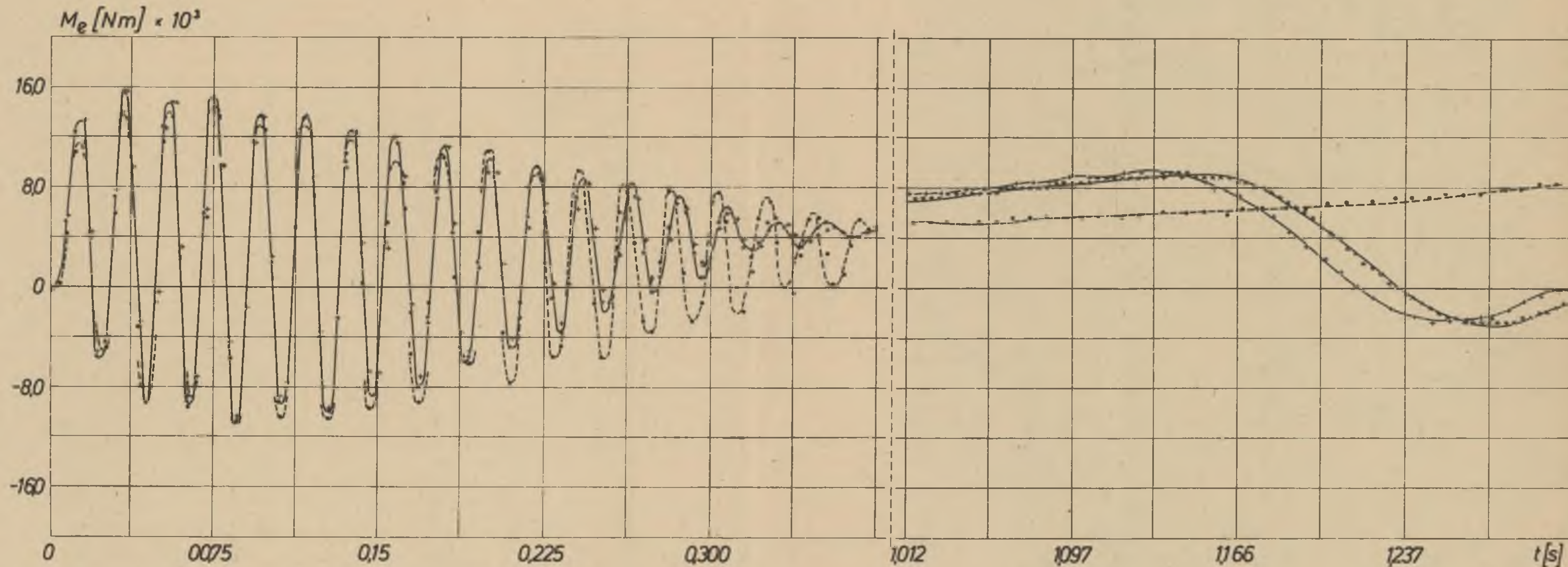
a) poprzez rozwiązanie równania różniczkowego Riccatiego [2], określającego impedancję operatorową $Z_p(p,x)$ jako funkcję zmiennej przestrzennej x. Wykorzystując rozwiązanie ogólne przedstawione w postaci szeregu, zbieżnego wokół punktu p = 0, uzyskuje się ułamek łańcuchowy, stanowiący po uwzględnieniu skończonej ilości wyrazów impedancję aproksymującą $Z_p'(p)$,

b) metodą składowych modalnych [1], polegającą na znalezieniu ścisłego rozwiązania przebiegu czasowego prądu $i_p(t)$, po załączeniu na dwójnik o impedancji $Z_p(p)$ jednostkowego napięcia stałego. Parametry impedancji aproksymującej uzyskuje się na drodze syntezy z wyrażenia $Z_p'(p) = \frac{1}{p\, i_{pd}(p)}$, gdzie $i_{pd}(p)$ - postać operatorowa sumy pierwszych dominujących składników wykładniczych prądu $i_p(t)$,

c) poprzez wyznaczenie parametrów wirnika wieloklatkowego powstałego z podziału pręta na skończoną ilość elementów.

Jakościowej oceny dokładności aproksymacji można dokonać [1] na drodze porównania zbieżności przebiegu charakterystyk częstotliwościowych admitancji wirnika $Y_p(j\omega) = \frac{1}{Z_p(j\omega)}$ oraz przybliżających $Y_p'(j\omega) = \frac{1}{Z_p'(j\omega)}$.

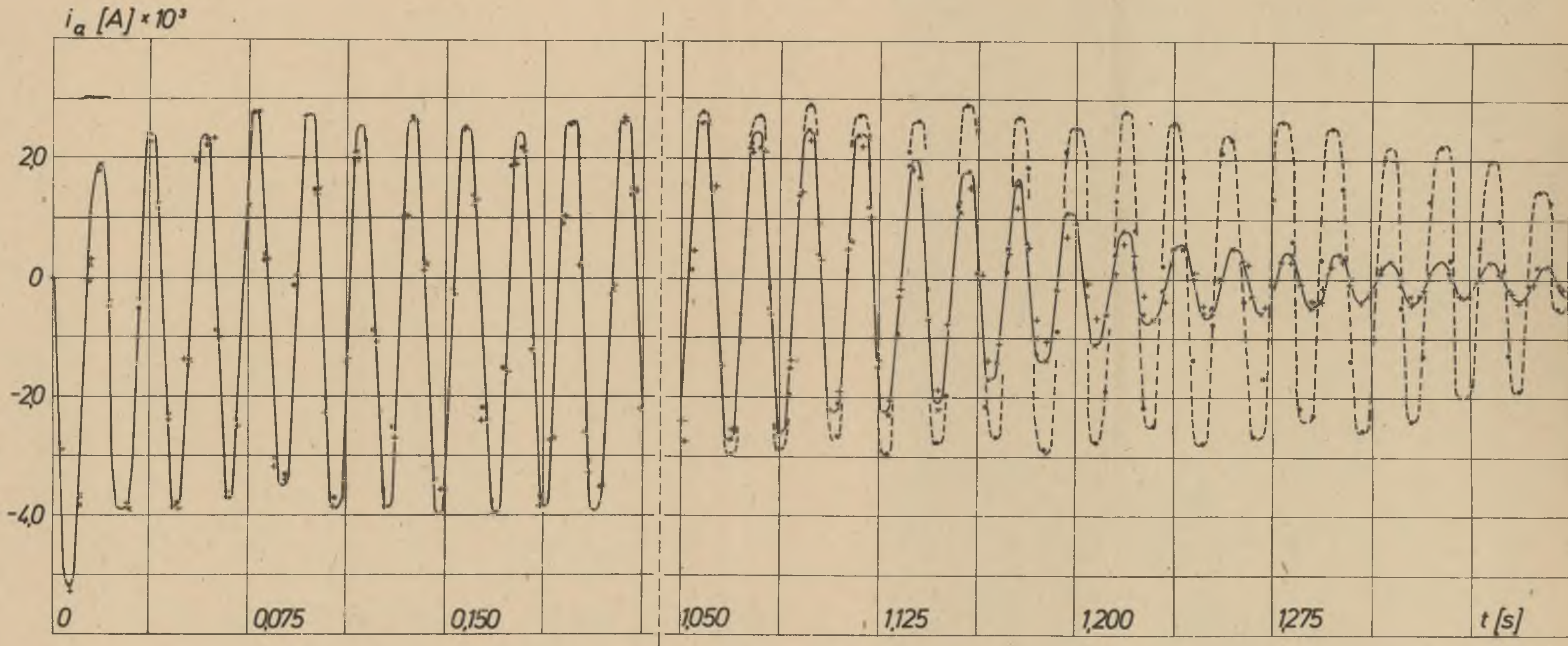
Syntezę impedancji aproksymującej $Z_p'(p)$, a tym samym obliczenia parametrów macierzy $[R_t]$; $[L_t]$ układu równań (4), można stosunkowo łatwo prze-



Rys. 3a. Przebiegi czasowe momentu elektromagnetycznego $M_e(t)$ podczas rozruchu silnika o prostokątnych żłobkach wirnika

——✱—— przebieg odpowiadający parametrom modelu aproksymującego obliczanym metodą wg punktu a, (✱) dla v = 2, (+) dla v = 3,

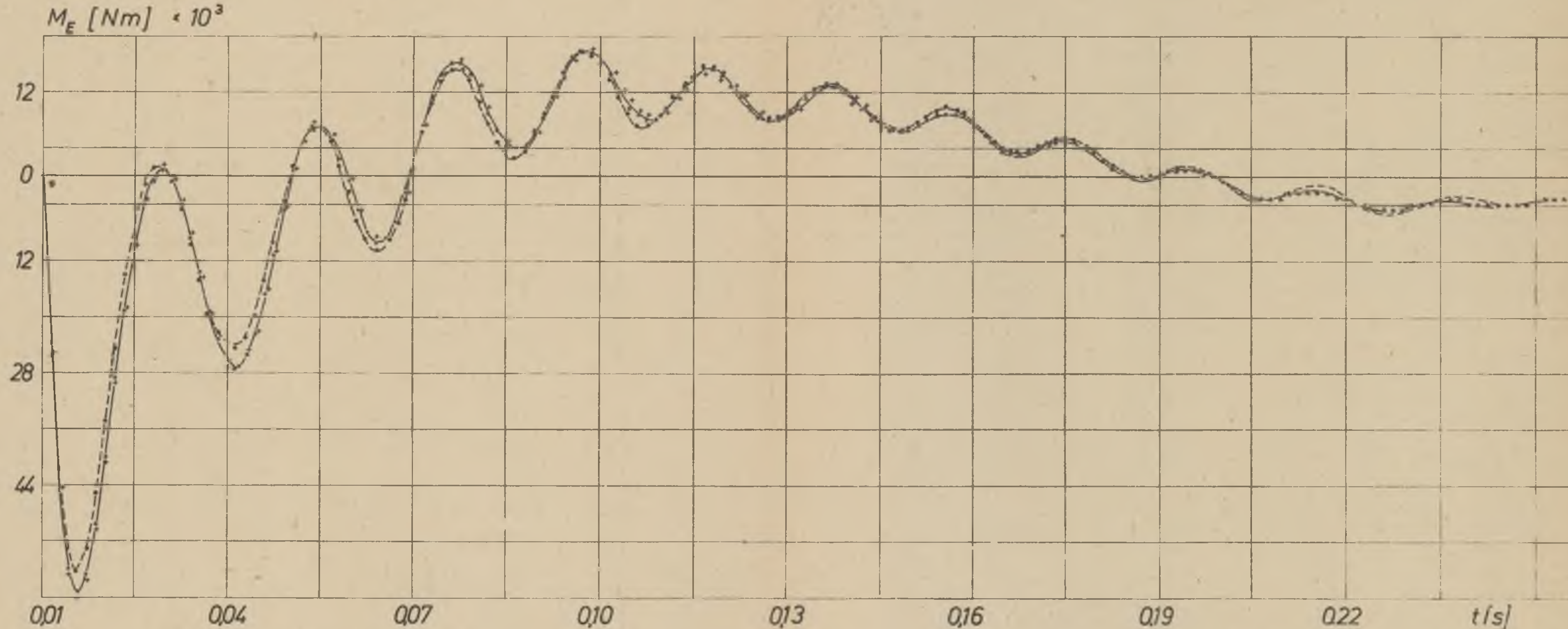
——•—— przebieg odpowiadający parametrom modelu aproksymującego obliczanym metodą wg punktu c, dla v = 3



Rys. 3b. Przebiegi czasowe prądu fazy stojana $i_a(t)$ podczas rozruchu silnika o prostokątnych żłobkach wirnika

——*—— przebieg odpowiadający parametrom modelu aproksymującego obliczanym metodą wg punkut a, (*) dla v = 2, (+) dla v = 3

——•—— przebieg odpowiadający parametrom modelu aproksymującego obliczanym metodą wg punktu c, dla v = 3

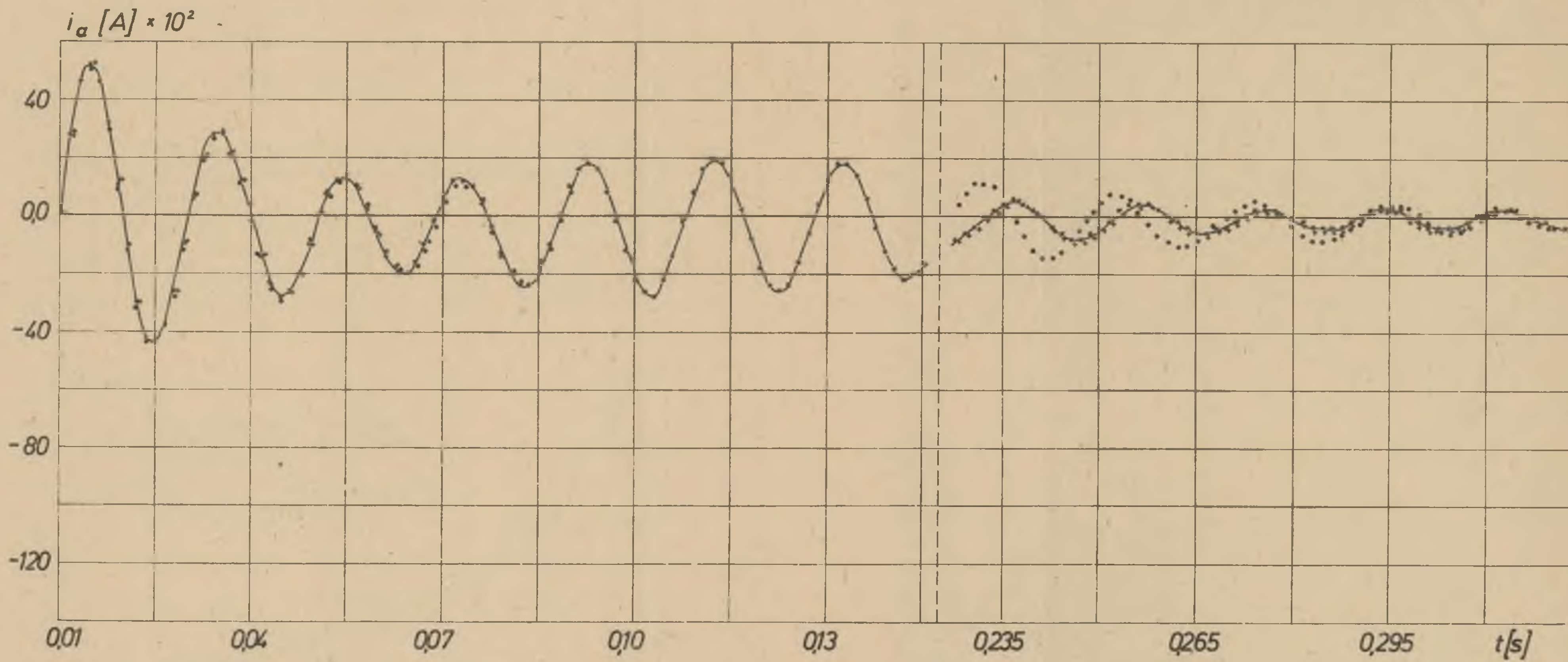


Rys. 4a. Przebiegi czasowe momentu elektromagnetycznego $M_e(t)$ podczas ponownego załączenia silnika o prostokątnych żłobkach wirnika

——∗—— przebieg odpowiadający parametrom modelu aproksymującego obliczanym metodą wg punktu a, (∗) dla v = 2, (+) dla v = 3

——•—— przebieg odpowiadający parametrom modelu aproksymującego obliczanym metodą wg punktu c, dla v = 3

(czas przerwy t_z = 0,01 s; arg ($\underline{U}_1$ - $\underline{U}_s$) w chwili t_z wynosi 190°)



Ryc. 4b. Przebiegi czasowe prądu fazy stojana $i_a(t)$ podczas ponownego załączenia silnika o prostokątnych żłobkach wirnika

——×—— przebieg odpowiadający parametrom modelu aproksymującego obliczanym metodą wg punktu a , (✱) dla v = 2, (+) dla v = 3

——•—— przebieg odpowiadający parametrom modelu aproksymującego obliczanym metodą wg punktu c, dla v = 3

(czas przerwy t_z = 0,01 s; arg ($\underline{U}_1 - U_s$) w chwili t_z wynosi 190^0)

prowadzić dla silnika o prostokątnych żłobkach wirnika, dla którego $Z_p(p)$ stanowi impednację wejściową linii długiej jednorodnej. Trudniej uzyskać odpowiednie wyniki dla silnika o trapezowych żłobkach wirnika, gdzie $Z_p(p)$ jest impednacją wejściową linii długiej niejednorodnej.

Obliczenia numeryczne wykonano dla silnika o mocy 400 KW:

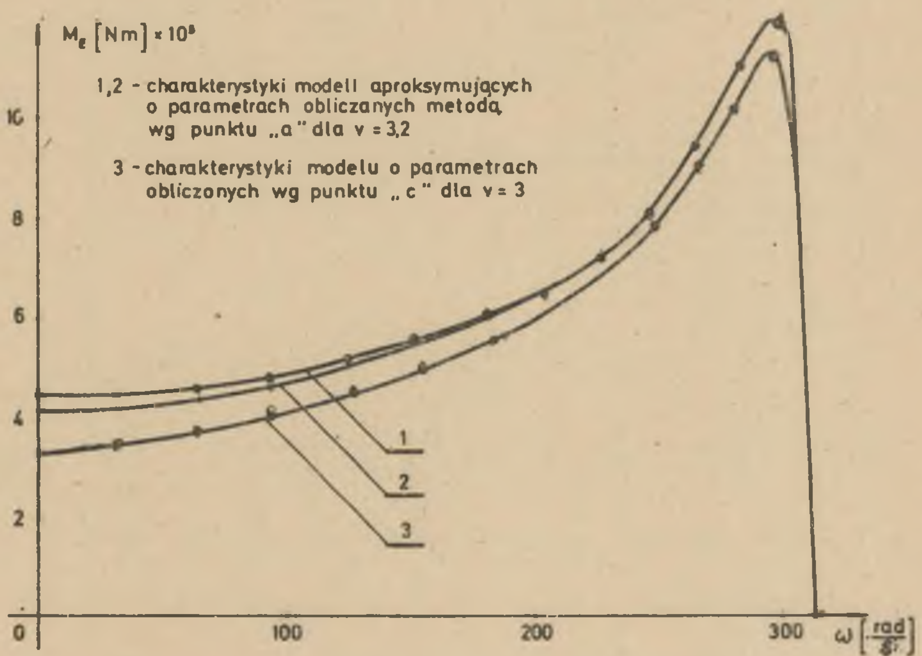
1. Silnika o prostokątnych żłobkach wirnika.
2. Silnika o trapezowych żłobkach wirnika.

Ad 1. Parametry wirnika układu równań różniczkowych (5) wyznaczono:

- metodą wg punktu a dla dwu i trzech obwodow zastępczych wirnika ($v=2$; $v = 3$),
- metodą wg punktu c dla trzech obwodów zastępczych wirnika ($v = 3$), przy czym nie uwzględniono indukcyjności indywidualnych strumieni rozproszeń poszczególnych klatek.

Uzyskane przebiegi czasowe momentu elektromagnetycznego $M_e(t)$ oraz prądu fazy a stojana $i_a(t)$ przedstawiono na rys. 3a,b, 4a,b.

Porównanie statycznych charakterystyk momentu elektromagnetycznego $M_e(\omega)$ poszczególnych modeli aproksymujących przedstawiono na rys. 5.

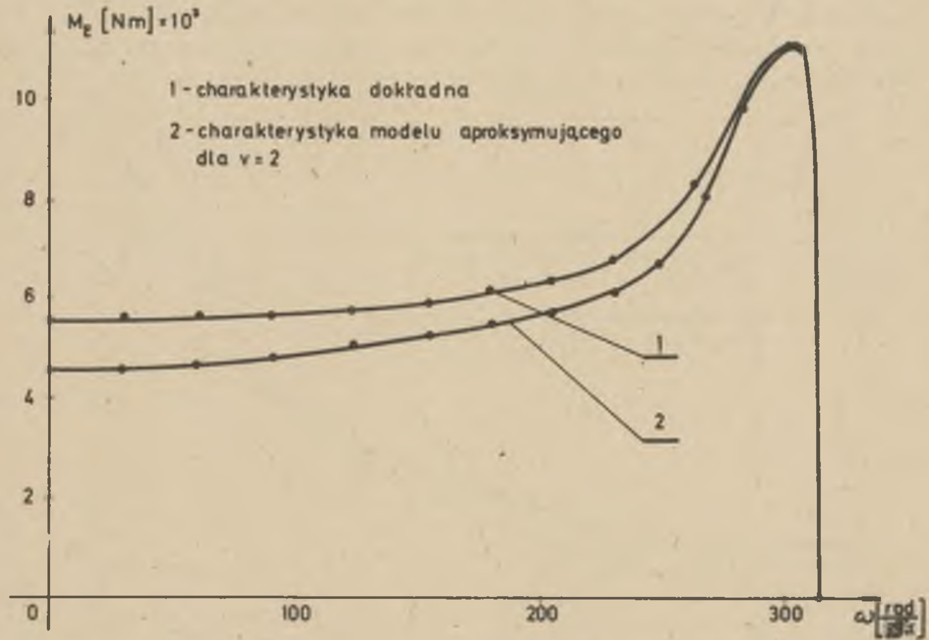


Rys. 5. Statyczne charakterystyki momentu elektromagnetycznego $M_e(\omega)$ silnika o prostokątnych żłobkach wirnika

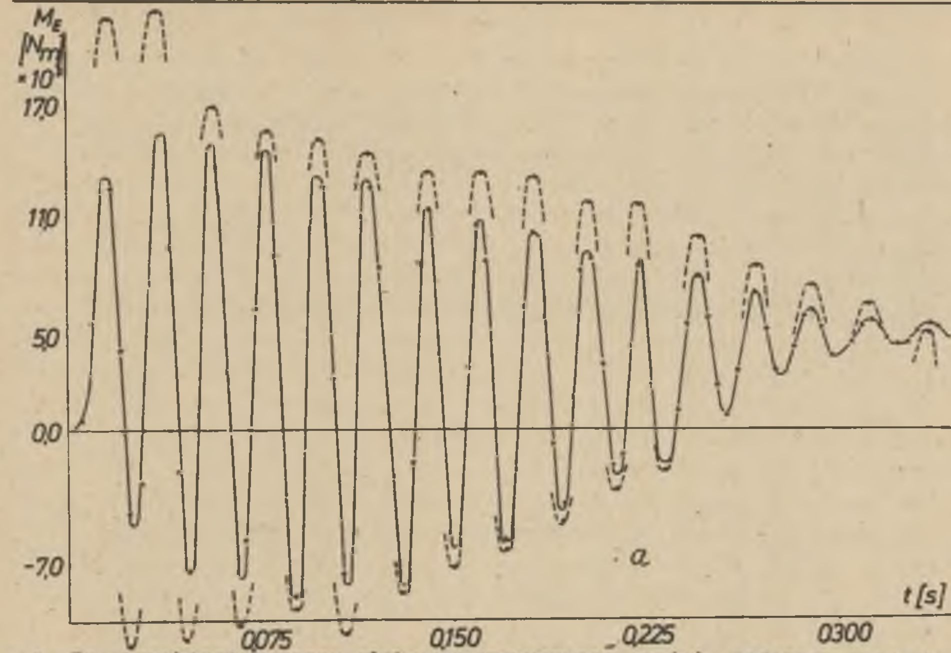
Ad 2. Parametry wirnika układu równań różniczkowych (5) wyznaczono metodą wg punktu a dla dwu obwodów zastępczych wirnika ($v = 2$). Uzyskane przebiegi czasowe $M_e(t)$ oraz $i_a(t)$, porównane z odpowiednimi wynikami pomiarów oscylograficznych, przedstawiono na rys.7a,b. Moment elektromagnetyczny wyznaczono pomiarowo na podstawie zarejestrowanych oscylograficznie wskazań czujnika przyspieszeń. Ten sam czujnik posłużył do rejestracji prędkości obrotowej. Statyczną charakterystykę $M_e(\omega)$ modelu aproksymującego porównano z charakterystyką dokładną (rys. 6).

Obliczenia wg punktu 2, jak i pomiary weryfikujące, przeprowadzono dla silnika typu SzJr 138 r 400 kW, 6000 V, 736 obr/min. o trapezowych żłobkach wirnika. Pomiary wykonano dla silnika nieobciążonego i odprzęgniętego od układu napędowego.

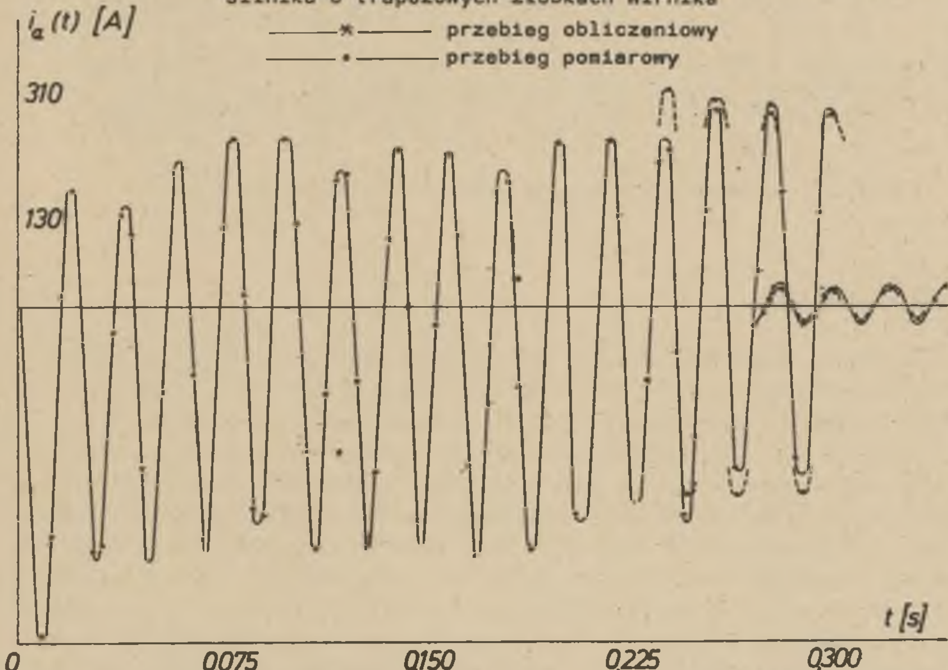
Przykładowe oscylogramy stanów rozruchu, wybiegu i ponownego załączenia przedstawiono na fot. 8a,b.



Rys. 6. Statyczne charakterystyki momentu elektromagnetycznego $M_e(\omega)$ silnika o trapezowych żłobkach wirnika

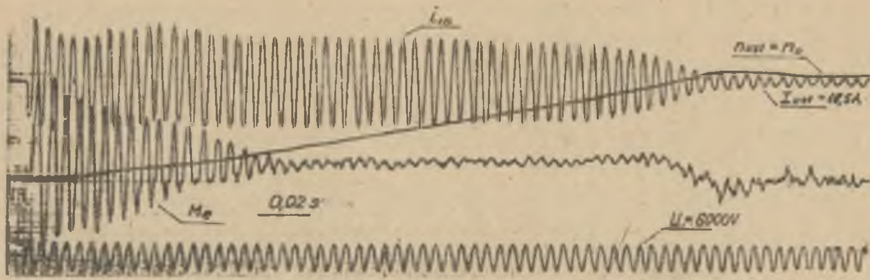


Rys. 7a. Przebiegi momentu elektromagnetycznego $M_e(t)$ podczas rozruchu silnika o trapezowych żłobkach wirnika

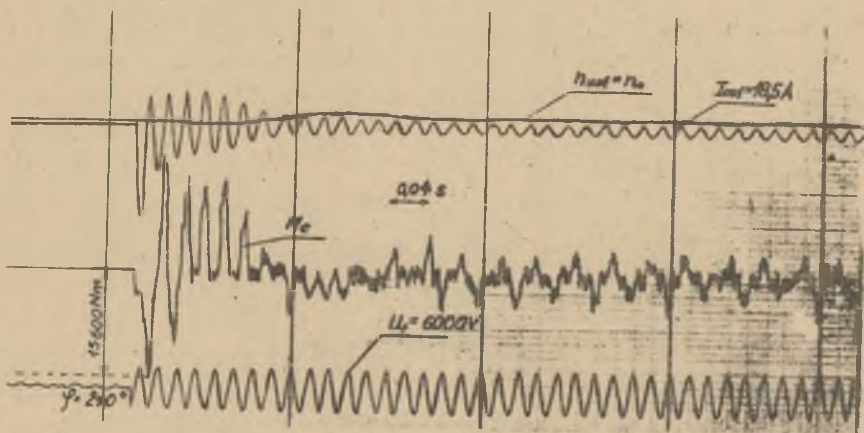


Rys. 7b. Przebiegi prądu fazy stojana $i_a(t)$ podczas rozruchu silnika o trapezowych żłobkach wirnika

——*—— przebieg obliczeniowy
——•—— przebieg pomiarowy



Rys. 8a. Oscylogram rozruchu silnika SzJr 138 r



Rys. 8b. Oscylogram ponownego załączenia silnika SzJr 138 r

Wnioski końcowe

Obliczenia wykonane przy uwzględnieniu parametrów wyznaczonych wg punktu a dla silnika o żłobku prostokątnym wykazały dobrą zbieżność nieustalonych przebiegów czasowych momentu elektromagnetycznego i prądu, dla modeli z dwoma i trzeba zastępczymi obwodami wirnika. Podobną zbieżność wykazują odpowiednie statyczne charakterystyki momentu obrotowego,które podobnie jak częstotliwościowe charakterystyki impednacji $Z_p(j\omega)$ [1] mogą stanowić jakościowe kryterium oceny modeli aproksymujących silnik głębokożłobkowy. Maksymalne względne niezgodności analizowanych przebiegów czasowych momentu elektromagnetycznego i prądu są w przybliżeniu tego samego rzędu co względne niezgodności statycznych momentów rozruchowych.Przebiegi czasowe momentu i prądu podczas ponownego załączenia wykazują większą zbieżność niż odpowiednie przebiegi podczas rozruchu.

Obliczenia wykonane przy uwzględnieniu parametrów wirnika uzyskanych na drodze równomiernego podziału żłobka prostokątnego, bez uwzględnienia indukcyjności własnych poszczególnych elementów pręta, wykazują większą niezgodność w porównaniu z wynikami omawianymi powyżej (które można uznać w przybliżeniu za dokładne). Stosunkowo zgodne wyniki uzyskuje się jedynie przy powtórnym załączeniu. Uściślenie wyników można uzyskać przez uwzględnienie w układzie (3) indukcyjności własnych poszczególnych elementów pręta [1].

Obliczenia dla silnika o trapezowym żłobku wirnika wykonano jedynie dla dwu zastępczych obwodów wirnika. Rozbieżność statycznych charakterystyk momentu obrotowego, dokładnej i aproksymującej, jest większa niż dla żłobka prostokątnego. Podobne rozbieżności wykazują pomiarowe i obliczeniowe przebiegi dynamiczne. (Porównania przebiegów prądu dokonano po zaniku składowych aperiodycznych, zależnych od fazy włączenia silnika).

Przedstawione wyniki stanowią jedynie ilustrację metody obliczeniowej stanów nieustalonych silników indukcyjnych głębokożłobkowych. Do celów praktycznych konieczne jest podanie sposobu wyboru najbardziej przydatnego modelu aproksymującego silnik głębokożłobkowy. Dla stwierdzenia odpowiednich zależności prowadzone są w tej dziedzinie dalsze badania silników różnych typów oraz mocy w oparciu o przedstawioną metodę.

LITERATURA

[1] Paszek W.: Wpływ stałych rozłożonych w klatkach wirników głębokożłobkowych na nieustalone przebiegi elektrodynamiczne silników indukcyjnych. Zeszyty Naukowe Pol. Śl. "Elektryka", Nr 61, 1977.

[2] Nürnberg W.: Die Asynchronmachine. Springer Verlag, 1963.

Przyjęto do druku w lipcu 1977 r.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ И ПОВТОРНОГО ВКЛЮЧЕНИЯ АСИНХРОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С ГЛУБОКИМИ ПАЗАМИ РОТОРА В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ НЕУСТАНОВИВШИХСЯ СОСТОЯНИЯХ

Р е з ю м е

Используя математическую модель асинхронного двигателя с глубокими пазами ротора пригодную к анализу электродинамических режимов, выполнено расчёт режимов пуска и повторного включения для двигателей с прямоугольными и трапецеидальными пазами ротора. Сравнено кривые электромеханических величин полученных из разных аппроксимующих моделей. Предметом расчётов и измерений был асинхронный двигатель с трапецеидальными пазами ротора. Результаты расчётов сравнено с соответствующими результатами осциллографических измерений.

INVESTIGATION OF THE STARTING AND RE-SWITCHING PHENOMENA OF THE INDUCTION DEEP BAR MOTOR IN ELECTRODYNAMIC TRANSIENT CONDITIONS

S u m m a r y

The calculation of the starting and re-switching transients of the induction deep-bar motor with the rectangular and trapezoidal rotor slots was presented. The calculated plot of electromechanical quantities was obtained on the base of different models approximating the deep-bar motor. Electrodynamic transients of the motor with deep-bar rotor slots were compared with oscillographically recorded test results.