

SPIS TREŚCI

Str.

1. Władysław PASZEK, Zbigniew RYCZKO - Badania elektrodynamicznych stanów nieustalonych nieskompensowanej maszyny prądu stałego przy wykorzystaniu elektronicznej techniki obliczeniowej.....	7
2. Tadeusz WRÓBEL - Przyczyny pulsacji napięcia małej częstotliwości w prądnicach tachometrycznych prądu stałego	21
3. Jadwiga PŁOSZYŃSKA, Jan PROKOP - Wpływ szerokości szczotki na własności dynamiczne maszyny prądu stałego	37
4. Damian MACIEWICZ - Dodatkowe problemy w silniku prądu stałego przy zasilaniu z przekształtnika tyrystorowego.....	57
5. Zbigniew TERTIL - Możliwości wyznaczania parametrów i oznników mających wpływ na komutację maszyn prądu stałego	63
6. Bronisława BAL, Zbigniew TERTIL - Własności krajowych materiałów szczotkowych przy zastosowaniu ich do maszyn prądu stałego serii Pb i Po.....	71
7. Adam JĄGIELLO - Metoda analizy komutacji w maszynach prądu stałego.....	77
8. Tadeusz GLINKA, Karol KLAPCIŃSKI - Problemy komutacyjne w silnikach prądu stałego pracujących przy osłabionym polu wzbudzenia	89
9. Tadeusz GLINKA, Andrzej PAWLAK - Wpływ kształtu pola w silnikach prądu stałego małej mocy wzbudzanych od magnesów trwałych na parametry tych silników.....	95
10. Jan SIENKIEWICZ - Wpływ impulsowego zasilania na dynamikę silnika prądu stałego o magnesach trwałych	113
11. Ignacy DUDZIKOWSKI, Waldemar STACHOWIAK - Analiza porównawcza parametrów maszyn prądu stałego wzbudzanych magnesami trwałymi.	127
12. Adam RÓŻYCKI - Problemy techniczne zbieraczy prądowych z ciekłego metalu w nadprzewodnikowych maszynach unipolarnych.....	137
13. Adam RÓŻYCKI - Zbieracze prądowe w maszynach unipolarnych z nadprzewodnikowym uzwojeniem wzbudzenia.....	155
14. Stefan PASZEK - Badanie wpływu usytuowania szczeliny powietrznej w obwodzie magnetycznym z blokiem litym maszyny elektrycznej na moduło-fazowe charakterystyki prądu i strumienia wzbudzenia	169
15. Aleksander ŻYWIEC - Wpływ prądów wirowych na permeancję obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej	185
16. Jacek GIERAS, Waldemar BEDNARZ, Wojciech PINIARSKI - Praca elektromagnesów prądu stałego o regulowanej automatycznie szczeliny powietrznej w systemach lewitacji elektromagnetycznej.....	195

Niniejszy zeszyt naukowy zawiera artykuły na Krajowe Sympozjum Maszyn Elektrycznych organizowane w 1982 r. przez Instytut Maszyn i Urządzeń Elektrycznych Politechniki Śląskiej. Zgodnie z decyzją Komitetu Organizacyjnego tematyka sympozjum dotyczy maszyn prądu stałego.

Artykuły dotyczą zagadnień związanych z teorią, konstrukcją, eksploatacją maszyn prądu stałego przy uwzględnieniu nietypowych rozwiązań i wpływu rodzaju zasilania.

Tematyka większości artykułów jest aktualna - wynika z bieżących potrzeb przemysłu elektromaszynowego lub dotyczy rozwiązań poprawiających warunki eksploatacji maszyn.

Sądzymy, że sympozjum przyczyni się do sprecozwania konkretnych wniosków dotyczących poprawy jakości i niezawodności maszyn prądu stałego.

Sekretarz
Komitetu Organizacyjnego

Przewodniczący
Komitetu Organizacyjnego

Doc. dr hab. inż. Władysław Mizia

Prof. dr inż. Władysław Latek

Władysław PASZEK, Zbigniew RYCZKO

Instytut Maszyn i Urządzeń Elektrycznych
Politechniki Śląskiej

BADANIA ELEKTRODYNAMICZNYCH STANÓW NIEUSTALONYCH
NIESKOMPENSOWANEJ MASZyny PRĄDU STAŁEGO
PRZY WYKORZYSTANIU ELEKTRONICZNEJ TECHNIKI OBLICZENIOWEJ

Streszczenie. Przedstawiono model matematyczny maszyny prądu stałego bez uzwojenia kompensacyjnego, przy uwzględnieniu nieliniowości charakterystyki magnesowania. Na podstawie tego modelu opracowano dwie metody rozwiązywania dowolnych elektrodinamicznych przebiegów nieustalonych, przystosowane do odmiennych własności cyfrowej i analogowej techniki obliczeniowej. Przedyskutowano wpływ nieliniowości oddziaływania twornika na przebiegi.

1. WPROWADZENIE

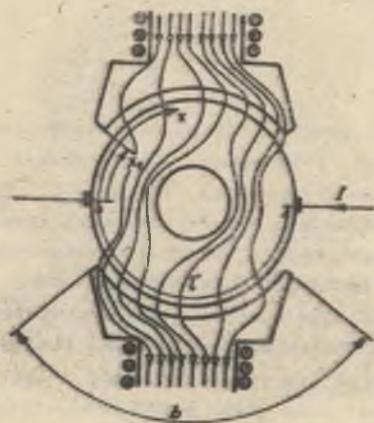
Równania stanu nieskompensowanej maszyny prądu stałego ze wzbudzeniem obcym i dozwojeniem szeregowym są nieliniowe (występują nieliniowości charakterystyki magnesowania i nieliniowości dynamiczne, związane z napięciem rotacji i momentem obrotowym) i nie dają się rozwiązać analitycznie. Przy zastosowaniu maszyn matematycznych można otrzymać rozwiązanie równań stanu maszyny o nieliniowej charakterystyce magnesowania. Nieliniowość charakterystyki magnesowania ujawnia się w sposób najbardziej skomplikowany w maszynie pozbawionej uzwojenia kompensacyjnego. Cechą charakterystyczną takiej nieliniowości jest fakt, że wpływa jednocześnie na strumień w osi wzdłużnej i poprzecznej. Przedstawiony niżej model matematyczny nieskompensowanej maszyny prądu stałego umożliwił rozwiązanie dowolnych przebiegów regulacyjnych i okazał się szczególnie przydatny do analizy własności dynamicznych silników średniej mocy zasilanych z przekształtników tyrystorowych.

Zagadnienie oddziaływania twornika w maszynach prądu stałego było dokładnie rozpatrywane przy stałej i nierównomiernej szczelinie [2], jednak dotyczyło wyłącznie stanów ustalonych. Badania nieskompensowanego silnika trapezowego wykazały, że uwzględnienie oddziaływania twornika w stanach przejściowych jako liniowej funkcji prądu twornika było dotychczas dużym uproszczeniem.

2. RÓWNANIA STANU MASZYNY

Przyjęte następujące założenia upraszczające:

- pomija się efekt prądów wirowych w rdzeniu obwodu magnetycznego,
- szczotki są ustawione w osi poprzecznej maszyny,
- pomija się oddziaływanie komutujących zezwojów twornika na przepływ wzdłużny Φ_d , co jest tożsame komutacji prostoliniowej,
- zakłada się nieliniową i jednoznaczłą charakterystykę magnesowania w osi wzdłużnej przy pominięciu histerezy,
- zakłada się liniową charakterystykę w strefie biegunów pomocniczych w poprzecznym obwodzie magnetycznym $\Phi_{bp}(\Theta_q)$ na skutek majoryzowania reaktancji obwodu przez szczelinę powietrzną,
- zakłada się całkowite sprzężenie strumienia głównego maszyny z uzwojeniem wzbudzenia, co odpowiada pominięciu indukcijności rozproszenia uzwojenia.



Rys. 1. Przebieg linii sił pola magnetycznego wzdłuż obwodu twornika nieskompensowanej maszyny prądu stałego

Nasylenie magnetyczne wpływa nie tylko na indukcyjności własne uzwojeń wzbudzenia i uzwojenia twornika, lecz także na indukcyjność wzajemną między uzwojeniami twornika i wzbudzenia. Na podstawie znajomości charakterystyk przejścia $\Phi_0(V)$ i magnesowania $\Phi_0(\Theta_q)$ przy biegu jałowym maszyny wyznaczono zależności uwzględniające nasylenie magnetyczne.

Napięcie magnetyczne V w szczelinie i zębach nieskompensowanej maszyny prądu stałego zmienia się wzdłuż obwodu maszyny pod biegunami głównymi na skutek oddziaływania twornika. Wprowadzenie magnetycznych powierzchni ekwipotencjalnych w nabiegunkniku i w poboczniczy walca wirnika pokrywającej się z dnem żłobka umożliwia wyznaczenie strumienia wzbudzenia nieskompensowanej maszyny przy obciążeniu (rys. 1). Rozkład przestrzenny napięcia magnetycznego pod biegunem

$$V(x) = V_0 + A \left(x - \frac{l}{2} \right)$$

$V_0 = V(x = \frac{l}{2})$ - napięcie magnetyczne w osi bieguna,
 A - skład prądowy twornika.

Rozkład przestrzenny indukcji wynika z charakterystyki przejścia $\Phi_o(V)$ przy biegu jałowym, która przedstawia zależność strumienia wzbudzenia jako funkcję napięcia magnetycznego w szczelinie powietrznej i zębach. W innej skali jest ona charakterystyką magnesowania strefy: szczelina powietrzna - zęby twornika.

Strumień wzbudzenia przy obciążeniu

$$\Phi = 1 \int_{x_1}^{x_1+b} B(x) dx = \frac{1}{k b} \int_{V_o - \frac{k b}{2} I}^{V_o + \frac{k b}{2} I} \Phi_o(V) dV \quad (1)$$

gdzie:

$$k = A/I,$$

b - idealna szerokość bieguna,

l - idealna długość bieguna.

Równanie (1) jest nieliniową funkcją dwóch zmiennych I , V_o .

Wypadkowy przepływ magnesujący maszyny:

$$\Theta_d = I \Xi_a + I_f \Xi_f, \quad (2)$$

$$\Theta_d = V_j(\Theta) + V_o. \quad (3)$$

$V_j(\Phi)$ jest funkcją odwrotną od $\Phi(V_j)$, przedstawia charakterystykę magnesowania jarzma.

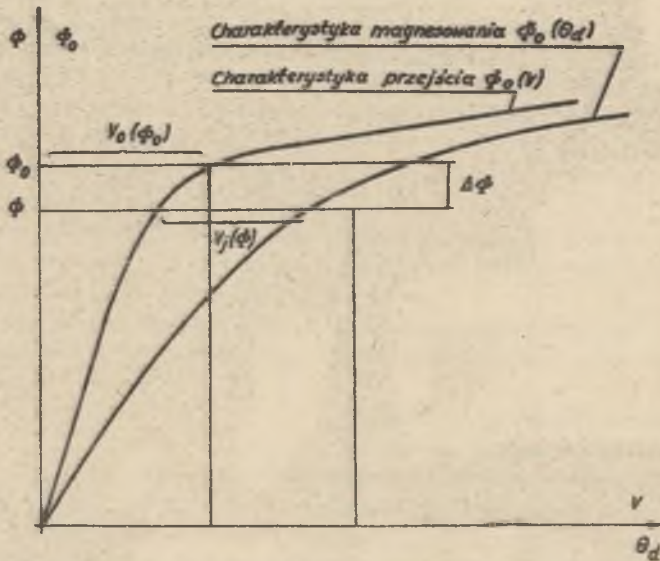
Obie charakterystyki $\Phi_o(V)$ i $\Phi(V_j)$ opisują nieliniowość podłużnego obwodu magnetycznego (rys. 2).

Strumień skojarzony Φ_q w obwodzie poprzecznym maszyny składa się z dwóch składowych. Pierwsza, nieliniowa jest strumieniem Φ_{aq} skojarzonym z uzwojenia twornika rozłożonym pod biegunem głównym a wywołanym przez oddziaływanie twornika. Druga jest strumieniem Φ_{bp} skojarzonym z uzwojeniem biegunów pomocniczych i jest liniową funkcją prądu twornika zgodnie z założeniami upraszczającymi.

Łącznie:

$$\Phi_q = \Phi_{aq} + \Phi_{bp}, \quad (4)$$

$$\Phi_{bp} = L_{bp} I. \quad (5)$$



Rys. 2. Charakterystyka przejścia i charakterystyka magnesowania

Po uwzględnieniu rozkładu przestrzennego indukcji wg rys. 1 otrzymuje się składową

$$\phi_{aq} = 1 \int_{x_1}^{\tau-x_1} \left[\frac{z_a}{\tau} x - \frac{z_a}{\tau} (\tau - x) \right] B(x) dx = \frac{1}{\tau} \int_{x_1}^{\tau-x_1} (2x-\tau) B(x) dx$$

gdzie:

- $\frac{z_a}{4a} = \frac{N}{4a}$ - efektywna liczba zwojów uzwojenia twornika,
- N - liczba prętów uzwojenia twornika,
- a - liczba par gałęzi równoległych uzwojenia twornika,
- τ - podziałka biegunowa.

Przez podstawienie zmiennej $V(x)$ otrzymuje się strumień skojarzony

$$\phi_{aq} = \frac{N}{2\tau ab A^2} \int_{V_0 - \frac{kb}{2}I}^{V_0 + \frac{kb}{2}I} (v - v_0) \Phi_0(v) dv \quad (6)$$

jako funkcję dwóch zmiennych I, V_0 .

Elektromagnetyczne i elektromechaniczne równania stanu maszyny składają się z równań (1) do (6) i

$$U = R I + \frac{d \psi_a}{dt} + \frac{x_s}{z_f} \cdot \frac{d \psi_f}{dt} + k_e \omega \dot{\phi} \quad (7)$$

$$U_f = R_f I_f + \frac{d \psi_d}{dt}, \quad (8)$$

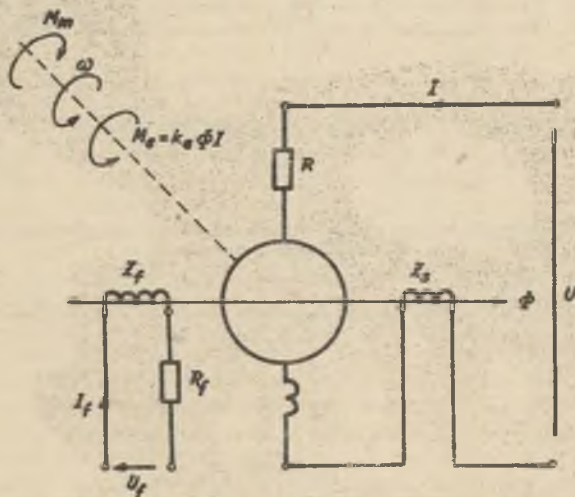
$$J \frac{d\omega}{dt} = k_m I \dot{\phi} - M_m, \quad (9)$$

gdzie:

J - moment bezwładności,

ω - prędkość kątową wirnika,

$\psi_d = z_f \dot{\phi}$.

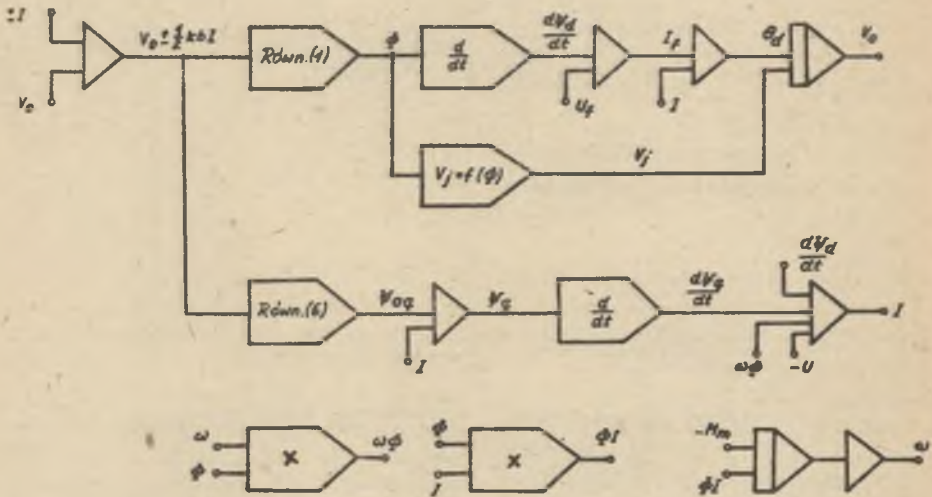


Rys. 3. Układ połączeń maszyny prądu stałego

Rys. 3 przedstawia schemat połączeń uzwojeń silnika. Równania (1) ... (9) pozwalają obliczyć przebiegi przejściowe jedynie za pomocą cyfrowych bądź analogowych maszyn matematycznych. Uwzględniając odmienne własności obu technik obliczeniowych, opracowano różne metody rozwiązywania równań różniczkowo-oalkowych.

Zastosowanie maszyny cyfrowej umożliwia bezpośrednie rozwiązanie równań (1), (6) do (9), przy uwzględnieniu równań (2) do (4). Przedstawiony na rys. 4 schemat blokowy maszyny prądu stałego zawiera dwa układy różniczkujące niezbędne do obliczenia napięć transformacji: $d \psi_a / dt$, $d \psi_d / dt$. Ope-

racje całkowania wg równań (1) i (6) przedstawiono schematycznie na rys. 4 za pomocą dwóch bloków sterowanych wielkościami $V_0 \pm I kb/2$. Zastosowanie maszyny analogowej jest utrudnione, ponieważ równania opisujące model matematyczny nie dają się przedstawić w postaci sprzężonych równań różniczkowych rzędu pierwszego.



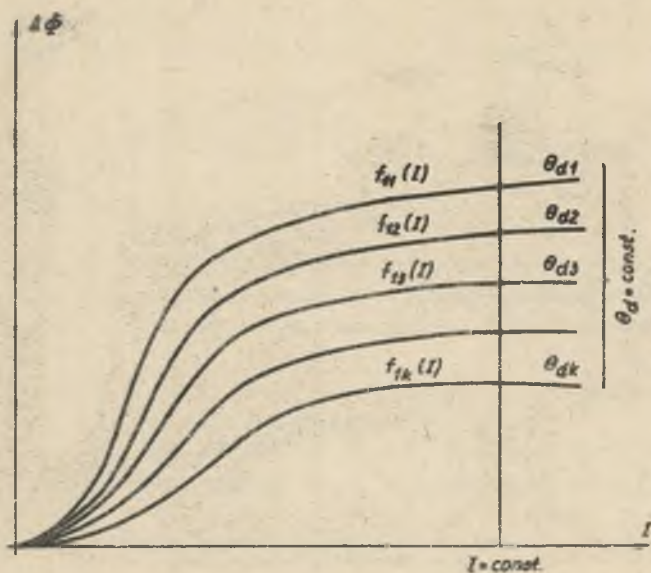
Rys. 4. Schemat blokowy maszyny prądu stałego przystosowany do obliczeń na maszynie cyfrowej

Równania (1) i (6) zastąpiono w sposób przybliżony nieliniowymi funkcjami dwóch zmiennych:

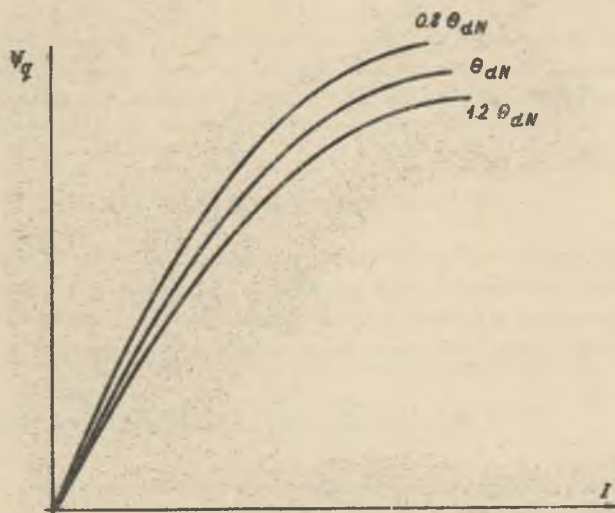
$$\Phi = \Phi_0 - \Delta\Phi(I, \theta_d), \quad (10)$$

$$\phi_q = f(I, \theta_d). \quad (11)$$

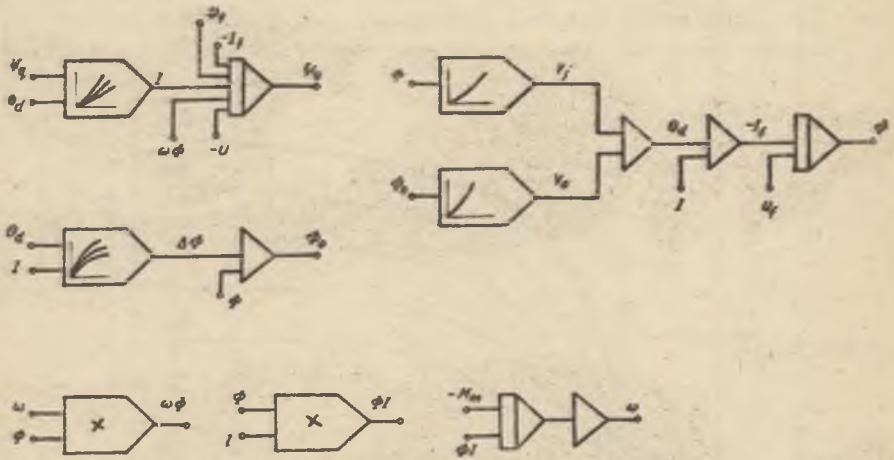
Przebiegi funkcji wg równań (10) i (11) pokazano na rys. 5 i rys. 6. Rys. 7 przedstawia schemat blokowy maszyny przystosowany do techniki analogowej. Funkcje (10) i (11) zaznaczono jako dwuwęściowe bloki nieliniowe z odpowiednimi rodzinami krzywych.



Rys. 5. Rodzina krzywych ubytku strumienia $\Delta\phi$ w funkcji prądu twornika I przy parametrycznie zmiennym przepływie wzbudzenia θ_d



Rys. 6. Rodzina krzywych strumienia skojarzonego ϕ_g w obwodzie porzecznym w funkcji prądu twornika I przy parametrycznie zmiennym przepływie wzbudzenia θ_{dN}



Rys. 7. Schemat blokowy maszyny prądu stałego przystosowany do obliczeń na maszynie analogowej

3. SYMULACJA CYFROWA

Obliczenia przebiegów przejściowych wykazały, że nieliniowość indukcyjności twornika praktycznie nie wpływa na stany nieustalone maszyny. Wystarczające przybliżenie otrzymuje się przy pominięciu równania (6) i założenie

$$\psi_q = L_q I, \quad (12)$$

przy czym L_q zgodnie z założeniem przyjęto jako wartość stałą. W rzeczywistości zmienność L_q na skutek nasycenia nie przekracza na ogół 15% przy 10-krotnym prądowym przeciążeniu twornika. Równanie (7), przy uwzględnieniu równania (12), przyjmuje następującą postać:

$$U = R I + L_q \frac{dI}{dt} + \frac{z_a}{z_f} \cdot \frac{d\psi_d}{dt} + k_e \omega \Phi. \quad (13)$$

Rozwiązanie równania (1) wyznacza strumień wzbudzenia. Przy wyzniesianiu zależności

$$I_f = \frac{1}{R_f} (U_f - \frac{d\psi_d}{dt}) \quad (14)$$

można obliczyć prąd wzbudzenia.

Równanie (14) wymaga wykonania operacji różniczkowania strumienia wzbudzenia. Nieliniowość charakterystyki magnesowania jarzma $V_j(\Phi)$ i charakterystyki przejścia $\Phi_0(V)$ opisano za pomocą następujących funkcji przybliżonych:

$$V_j = C\Phi + D\Phi^2 + E\Phi^3 + F\Phi^4, \quad (15a)$$

$$\Phi_0 = A_0 \arctg(BV). \quad (15b)$$

Z równań (1) do (3), (4), (13), (14) wynika przedstawiony na rys. 8 schemat blokowy. Pełny schemat blokowy rozwinięto przy wykorzystaniu języka symulacyjnego $\#x3AB/3$. Posłużył on do opracowania programu całkowania na maszynie cyfrową [3].

W stanie nieustalonym nasycenie obwodu magnetycznego jest określone przez strumień wzbudzenia Φ i napięcie magnetyczne V_0 . Napięcie magnetyczne V_0 oblicza się wg równania (3) (rys. 4), które jest z kolei sygnałem wykorzystanym do obliczenia strumienia wzbudzenia wg równania (1)

$$\Phi = \frac{1}{kbI} \left[\int_0^{V_0 + \frac{kb}{2} I} \Phi_0(V) dV - \int_0^{V_0 - \frac{kb}{2} I} \Phi_0(V) dV \right] = \frac{1}{kbI} \left(S_{\left(+\frac{1}{2}\right)} - S_{\left(-\frac{1}{2}\right)} \right).$$

Całki w tym wyrażeniu są nieliniowymi funkcjami górnych granic całkowania. Przez podstawienie do nich równania (15b) otrzymuje się

$$S_{\left(\pm\frac{1}{2}\right)} = A_0 \left(V_0 \pm \frac{kb}{2} I \right) \arctan B \left(V_0 \pm \frac{kb}{2} I \right) - \frac{A_0}{2B} \ln \left[1 + B^2 \left(V_0 \pm \frac{kb}{2} I \right)^2 \right]. \quad (16)$$

Na rys. 8 przedstawiono funkcje (16) jako nieliniowe bloki z sygnałami wejściowymi $V_0 \pm kbI/2$.

Strumień wzbudzenia otrzymuje się z układu dzielącego

$$\Phi = \frac{S_{\left(+\frac{1}{2}\right)} - S_{\left(-\frac{1}{2}\right)}}{kbI}. \quad (17)$$

Gdy prąd twornika zbliża się do zera, iloraz (17) zdąża do

$$\Phi = (I \rightarrow 0) = \Phi_0 = A_0 \arctan(BV_0).$$

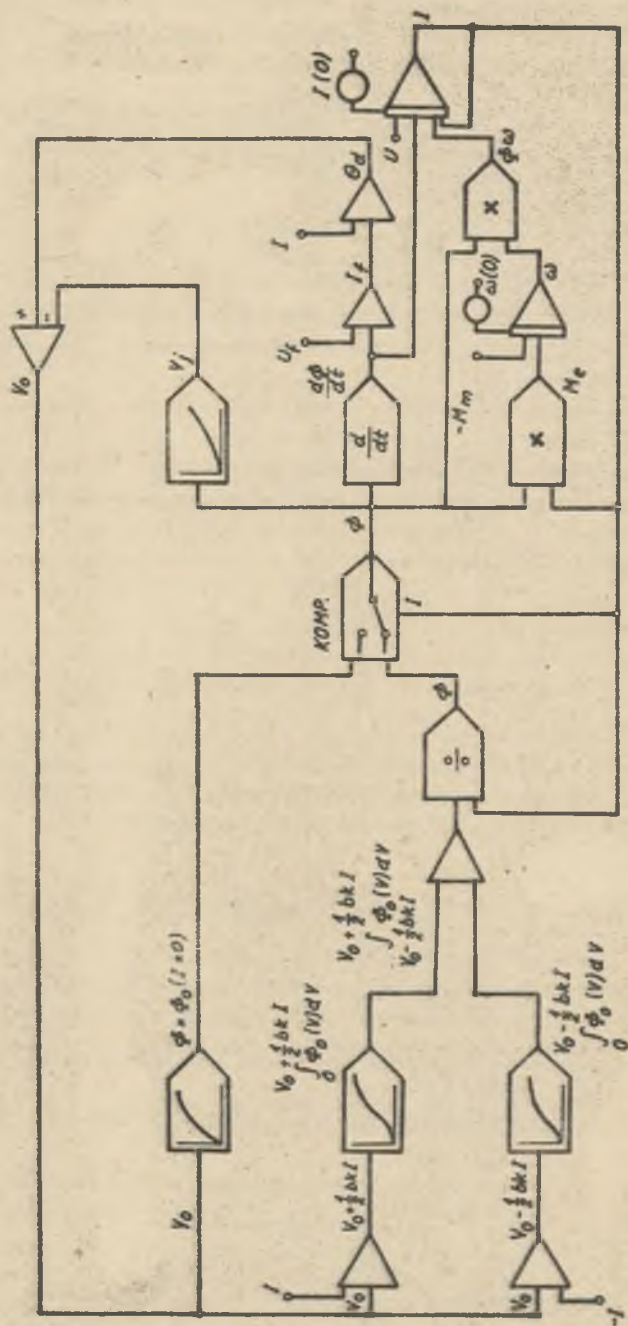


Рис. 8. Упрощенный схемат блоквы силника прądu сталего до облозењ на масыне выфрењ

Mając na względzie, że maszyna cyfrowa nie realizuje dzielenia przy $I=0$, wprowadzono w schemacie blokowym na rys. 8 dodatkowy blok funkcyjny $\Phi_0 = f(V_0)$ włączony równolegle do układu dzielącego.

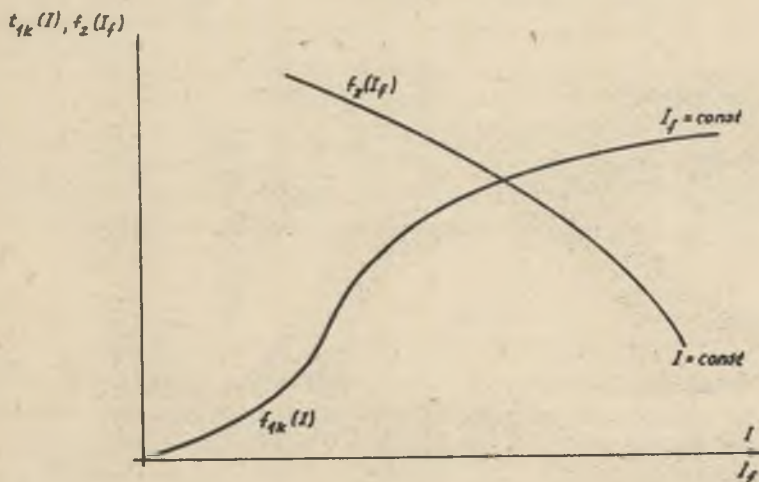
4. SYMULACJA ANALOGOWA

Badania nieliniowości wg równ. (10) wykazały dobre przybliżenie rodziny krzywych $\Delta\Phi = f(I, \Theta_d)$ za pomocą iloczynu dwóch funkcji, z których każda zależy od jednej zmiennej.

$$\Delta\Phi = f_{1k}(I) f_2(\Theta_d), \quad (18)$$

przy czym

$f_{1k}(I)$ - przedstawia funkcję z rodziny krzywych z parametrem Θ_d (rys.9),
 $f_2(\Theta_d)$ - dodatkową funkcję, którą otrzymuje się z zależności $\Delta\Phi = f(I, \Theta_d)$ przy parametrycznej zmienności I .



Rys. 9. Przebieg funkcji f_{1k} i f_2

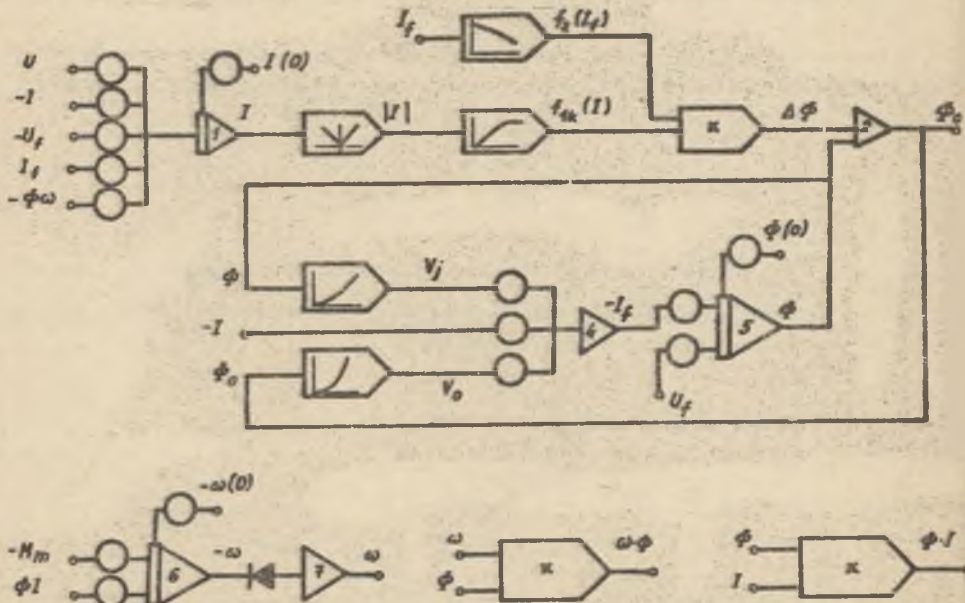
Rys. 9 przedstawia funkcje f_{1k} i f_2 .

Z równań (2) i (3) wynika prąd wzbudzenia

$$I_f = \frac{1}{z_f} \left[v_0(\Phi_0) + v_j(\Phi) - I z_s \right]. \quad (19)$$

Równania (12), równania różniczkowe (8), (13), (9) przekształcone do postaci kanonicznej razem z zależnościami (10), (18), (19) i nieliniowościami $v_j(\phi)$ i $v_o(\phi_o)$ stanowią zestaw zależności rozwiązujących dowolny stan niestabilny.

Rys. 10 przedstawia program całkowania na maszynie analogowej.



Rys. 10. Program całkowania na maszynie analogowej

5. WNIOSKI

Uściślony model matematyczny nieskompensowanej maszyny prądu stałego posłużył do badań dowolnych przebiegów przejściowych z wykorzystaniem cyfrowej i analogowej techniki obliczeniowej. Jakkolwiek metoda symulacji cyfrowej jest bardziej poprawna pod względem teoretycznym, metody symulacji oparte na obu technikach zapewniają praktycznie jednakową dokładność [1]. Istotna różnica obu technik polega na tym, że przy symulacji analogowej zastąpiono funkcje dwóch zmiennych $\dot{\phi}(I, \theta_d)$ przybliżeniem $\Delta\dot{\phi} = f(I, \theta_d)$ zrealizowanym dwuwęzłowym blokiem nieliniowym. Takie podejście prowadzi do budowy układu równań sprzężonych różniczkowych pierwszego rzędu, co umożliwia bezpośrednie całkowanie. Metoda symulacji cyfrowej daje rozwiązanie równań różniczkowych strumienia wzbudzenia, natomiast w technice analogowej operacja różniczkowania napotyka na trudności realizacji.

LITERATURA

- [1] Paszek W., Ryzko Z.: Das mathematische Modell der nichtkompensierten Gleichstrommaschine: Elektrie 34(1980) H.7.
- [2] Dąbrowski M.I.: Demagnetizing effect caused by cross armature reaction in DC machines with an irregular air - gap. International Conference on Electrical Machines 15-17, 1980. Athens - Greece.
- [3] Publikacja ELWRO: Program symulacji cyfrowej maszyny analogowej # x 3AB/3 WZE Wyd. I. 1972.

Recenzent: doc. dr inż. Jerzy Zygmunt

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

ИСПЫТАНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ
НЕКОМПЕНСИРОВАННОЙ МАШИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭЭМ

Р е з ю м е

В работе представлена математическая модель машины постоянного тока без компенсированной обмотки с учетом нелинейной характеристики намагничивания. На основе этой модели разработаны два метода решения произвольных электродинамических переходных процессов, которые приспособлены к разным свойствам цифровой и аналоговой вычислительной техники. Обсуждено влияние нелинейного воздействия якоря на процессы.

COMPUTER AIDED INVESTIGATIONS OF ELECTRODYNAMIC TRANSIENTS
OF THE NONCOMPENSATED d.c. MACHINES

S u m m a r y

The mathematical model of the noncompensated d.c. machine with non linear magnetizing characteristic was presented. On the basis of that model two methods of solving the differential equations of arbitrary electrodynamic transients were elaborated. The methods were adapted to different properties of analog and digital calculation techniques. The influence of non linear armature reaction on the transients was discussed,

Tadeusz WRÓBEL

Wojskowa Akademia Techniczna
w WarszawiePRZYCZYNY PULSACJI NAPIĘCIA MAŁEJ CZĘSTOTLIWOŚCI
W PRĄDNICACH TACHOMETRYCZNYCH PRĄDU STAŁEGO

Streszczenie. Zagadnienie pulsacji małej częstotliwości występujących w prądnicach tachometrycznych prądu stałego uporządkowano w oparciu o podany wzór uogólniający. Przeanalizowano wpływ różnych czynników na wartość tych pulsacji: niewspółosiowości silnika napędowego i prądnicy tachometrycznej skutkiem przesunięcia równoległego lub kąowego; mimośrodowości prostej lub złożonej powierzchni wirnika i wytoczenia stojana oraz anizotropii blach rdzenia wirnika. Zarieszczone wyniki badań własnych wpływu zastosowanego sprzęgła oraz anizotropii, na wartość pulsacji małej częstotliwości.

1. WSTĘP

W pracy [1] przedstawiono różne rodzaje pulsacji napięcia prądnic tachometrycznych prądu stałego. Wśród nich szczególnie dużą wartość osiąga ją - jak wykazano - pulsacja małej częstotliwości: obrotowe ($f = p n \pi$ Hz) i biegunowe ($f = 2pn \pi$ Hz). Prędkość obrotową n wyrażono w obr/s; π oznacza rząd harmonicznej danego rodzaju pulsacji.

Są to pulsacje spowodowane zasadniczo błędami wykonania (niedokładność wymiarów geometrycznych) i montażu prądnic tachometrycznych. Pulsacje napięcia małej częstotliwości ΔU można przedstawić jako sumę pulsacji cząstkowych ΔU_1 , pochodzących od zmian różnych parametrów

$$\Delta \underline{U} = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta U_i = \Delta U_a + \Delta U_\beta + \Delta U_b + \Delta U_\delta + \Delta U_{R_M} = \frac{\partial U}{\partial a} a + \frac{\partial U}{\partial \beta} \beta + \frac{\partial U}{\partial b} b +$$

$$+ \frac{\partial U}{\partial \delta} \Delta \delta + \frac{\partial U}{\partial R_M} \Delta R_M. \quad (1)$$

Równanie (1) ilustruje wpływ różnych parametrów na wartość pulsacji małej częstotliwości. Są to:

a - równoległe przesunięcie osi wału wirnika prądnicy tachometrycznej i osi wału napędowego;

- β - kątowe przesunięcie osi wału wirnika prądnicy tachometrycznej i osi wału napędowego;
- b - przesunięcie osi geometrycznej powierzchni zewnętrznej wirnika względem osi wytoczenia stojana;
- $\Delta\delta$ - asymetria szczeliny powietrznej;
- ΔR_M - niejednakowa reluktancja w różnych kierunkach promieniowych.

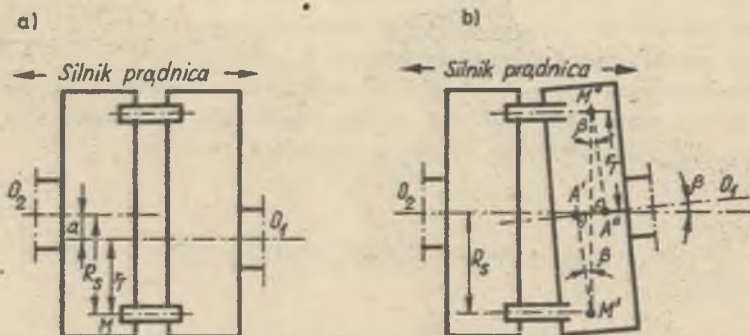
Przy określaniu pulsacji cząstkowych założono, że przyrost napięcia lub prędkości obrotowej jest zależny liniowo od wymienionych wielkości zmiennej.

2. PULSACJE WYWOŁANE OKRESOWĄ ZMIENNOŚCIĄ PRĘDKOŚCI

W ZWIĄZKU Z NIEWSPÓŁOSIOWOŚCIĄ SILNIKA NAPĘDOWEGO I PRĄDNI CY TACHOMETRYCZNEJ

Pulsacje te są bardziej zależne od rodzaju zastosowanego sprzęgła i sposobu jego zamocowania, aniżeli od samej prądnicy tachometrycznej. Przesunięcie osi wału wirnika prądnicy tachometrycznej w stosunku do osi wału napędowego jest przyczyną pulsacji prędkości kątowej prądnicy, przy stałej wartości prędkości kątowej silnika napędowego. Pulsacje prędkości kątowej są przyczyną powstawania pulsacji napięcia na zaciskach. Przyrost cząstkowy napięcia, spowodowany równoległym przesunięciem a

$$\Delta U_n = \frac{\partial U}{\partial a} a$$



Rys. 1. Niewspółosiowość osi wału prądnicy tachometrycznej O_1 i osi wału napędowego O_2 :

a - równoległe przesunięcie, b - przesunięcie kątowe

Istotę powstawania tych pulsacji (związanych z rodzajem zastosowanego sprzęgła lub przekładni) objaśnia następujące rozumowanie. Pomiędzy osią półsprzęgła silnika i półsprzęgła prądnicy tachometrycznej istnieje przesunięcie a (rys. 1a). Założmy, że ruch obrotowy jest przekazywany od silnika do prądnicy tachometrycznej za pomocą jednego tylko sworznia M (średnicy równej zeru), który jest umieszczony w odległości R_s od osi O_2 . Aby sworznie M nie był sztywny względem półsprzęgła prądnicy tachometrycznej, wykonano w półsprzęgle wycięcie. Prędkość liniowa obu półsprzęgieł jest w dowolnej chwili jednakowa i równa

$$v = \omega_s R_s,$$

gdzie:

ω_s - prędkość kątowa wału silnika napędowego w rad/s.

Prędkość kątowa prądnicy tachometrycznej

$$\omega_T = \frac{v}{r_T} = \frac{\omega_s R_s}{r_T},$$

gdzie:

r_T - odległość pomiędzy osią prądnicy tachometrycznej i osią sworznia sprzęgła.

Odległość r_T zmienia się w czasie wirowania wału prądnicy tachometrycznej. Kiedy sworznie M znajduje się w górnym położeniu (rys. 1a), wówczas:

$$r_T = R_s + a.$$

Prędkość kątowa jest wtedy najmniejsza

$$\omega_{Tmin} = \frac{\omega_s R_s}{R_s + a}. \quad (2)$$

Kiedy sworznie M znajduje się w dolnym położeniu

$$r_T = R_s - a.$$

Prędkość kątowa jest wtedy największa

$$\omega_{Tmax} = \frac{\omega_s R_s}{R_s - a}. \quad (3)$$

Prędkość kątowa prądnicy tachometrycznej jest więc zmienna w ciągu jednego obrotu w związku ze zmiennością promienia r_T . Dla przesunięcia osi, przedstawionego na rys. 1a, jest ona równa prędkości silnika napędowego tylko wtedy, kiedy sworznie M znajduje się w płaszczyźnie poziomej, przechodzącej przez oś O_2 .

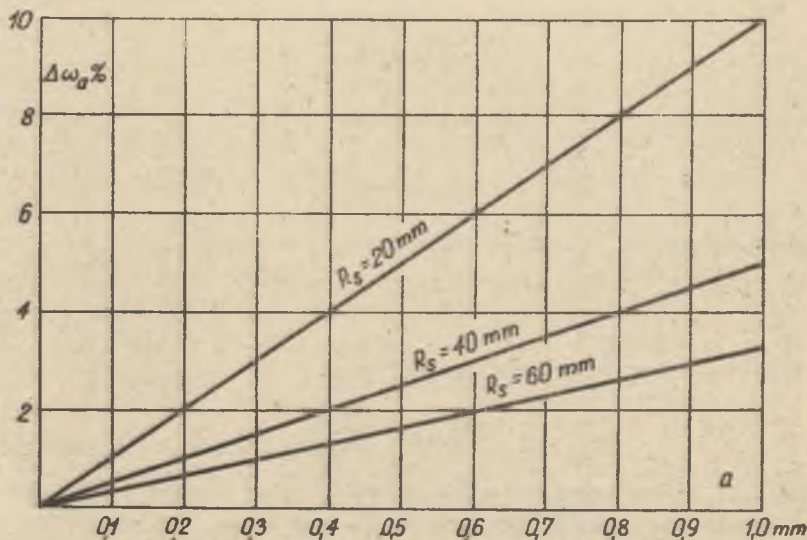
Procentową wartość pulsacji prędkości kątowej, spowodowanych przesunięciem równoległym osi wału silnika napędowego w stosunku do osi wału prędnicy (powodujących pulsacje napięcia indukowanego) określić można ze wzoru

$$\Delta\omega_a \% = \frac{\omega_{Tmax} - \omega_{Tmin}}{\frac{1}{2} (\omega_{Tmax} + \omega_{Tmin})}$$

Uwzględniając równania (2) i (3) otrzymujemy

$$\Delta\omega_a \% = \frac{\frac{\omega_s R_s}{R_s - a} - \frac{\omega_s R_s}{R_s + a}}{\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_s R_s}{R_s - a} + \frac{\omega_s R_s}{R_s + a} \right)} 100\% = \frac{2a}{R_s} 100\%. \quad (4)$$

Wzór ten jest również ważny przy sworzniach o średnicy większej od zera i przy występującej w praktyce ich liczbie większej od jedności. Na podstawie wzoru (4) sporządzono wykres $\Delta\omega_a \% = f(a)$ przy stałej wartości promienia półsprzęgła napędzającego $R_s = \text{const.}$ (rys. 2). W ten sam sposób zmienia się procentowa wartość pulsacji napięcia spowodowanych równoległym przesunięciem a (przy założeniu stałości strumienia magnetycznego prądnicy tachometrycznej).



Rys. 2. Zależność procentowej wartości pulsacji prędkości kątowej $\Delta\omega_a \%$ w funkcji przesunięcia a osi wału prądnicy tachometrycznej w stosunku do osi wału napędowego, przy stałej wartości promienia półsprzęgła napędzającego $R_s = \text{const.}$

Na rys. 2 widoczny jest duży wpływ promienia półsprzęgła napędzającego na wartość pulsacji spowodowanych równoległym przesunięciem. Przykładowo można odczytać z rys. 2, że przy wartości przesunięcia $a = 0,3$ mm często spotykanym w eksploatacji, procentowa wartość pulsacji prędkości kątowej dla $R_s = 20$ mm wynosi 3%, co jest zdecydowanie wartością zbyt dużą; dla $R_s = 40$ mm wynosi 1,5% a dla $R_s = 60$ mm już tylko 1%, co może być uważane za wartość zadowalającą.

Jeżeli przy bardzo dobrym wycentrowaniu osi wałów jest na przykład $a = 0,05$ mm, wówczas dla $R_s = 20$ mm $\Delta\omega_s\%$ wynosi 0,5%; dla $R_s = 40$ mm 0,25% zaś dla $R_s = 60$ mm tylko 0,17%,

Niewspółosiowość może być również wyrażona przez przemieszczenie kątowe osi sprzęgła w stosunku do osi prądnicy tachometrycznej (rys. 1b), co powoduje powstanie pulsacji napięcia

$$\Delta U_p = \frac{\partial U}{\partial \beta} \beta.$$

Również w tym przypadku niewspółosiowość jest przyczyną nierównomiernej prędkości kątowej prądnicy tachometrycznej, która powoduje pulsacje napięcia wyjściowego.

Biorąc pod uwagę rys. 1b założmy, że kąt przemieszczenia osi wału prądnicy tachometrycznej w stosunku do osi wału silnika napędzającego leży w płaszczyźnie pionowej i że sprzęgło ma tylko jeden sworzeń napędzający M, który znajduje się w odległości R_s od osi wału silnika napędzającego. Odległość r_T punktu M od osi O_1 (osi wału prądnicy) zmienia się. Kiedy sworzeń znajduje się w dolnym położeniu (M'), wówczas $r_T = \overline{A'M'}$, kiedy zaś znajduje się on w górnym położeniu, wówczas $r_T = \overline{A''M''}$. W obu tych przypadkach promienie r_T są najmniejsze i równe sobie, gdyż $A'M' = A''M''$. Z konstrukcji geometrycznej jest widoczne, że w obu tych przypadkach $r_T = R_s \cos \beta$.

Kiedy promień r_T jest równy

$$r_T = r_{Tmin} = R_s \cos \beta, \quad (5)$$

jest on wówczas promieniem najmniejszym, któremu odpowiada maksymalna prędkość prądnicy tachometrycznej, wynosząca po uwzględnieniu równania (5)

$$\omega_{Tmax} = \omega_s \frac{R_s}{r_{Tmin}} = \omega_s \frac{1}{\cos \beta}.$$

Kiedy sworzeń M znajduje się na płaszczyźnie poziomej przechodzącej przez oś (po obu jej stronach), wówczas prędkość kątowa prądnicy tachometrycznej jest najmniejsza - jest ona wówczas równa prędkości kątowej silnika napędzającego.

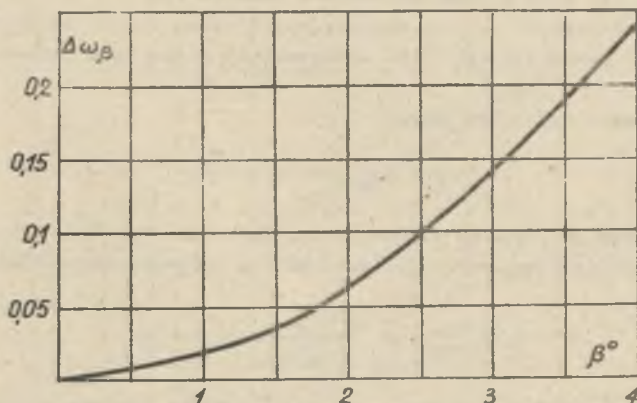
Procentowa wartość pulsacji prędkości kątowej spowodowanych przemieszczeniem kątowym

$$\Delta\omega_{\beta}^{\%} = \frac{\omega_{Tmax} - \omega_{Tmin}}{\frac{1}{2}(\omega_{Tmax} + \omega_{Tmin})} 100\% = \frac{\frac{\omega_s}{\cos\beta} - \omega_s}{\frac{1}{2}(\frac{\omega_s}{\cos\beta} + \omega_s)} 100\% = \frac{2(1 - \cos\beta)}{1 + \cos\beta} 100\%. \quad (6)$$

Kąt β jest w praktyce bardzo mały, zaś przy małych β można założyć w przybliżeniu $1 + \cos\beta \approx 2$. Po uwzględnieniu tego we wzorze (6) otrzymujemy

$$\Delta\omega_{\beta}^{\%} = (1 - \cos\beta) 100\%. \quad (7)$$

Zależność procentowej wartości pulsacji prędkości kątowej w funkcji kąta przemieszczenia β , wykreślona na podstawie wzoru (7), przedstawiono na rys. 3. Chociaż do wzoru (7) dochodzi się po przyjęciu założenia upraszczającego, że dla bardzo małych kątów $1 + \cos\beta \approx 2$, to jednak otrzymana na podstawie tego wzoru krzywa na rys. 3 jest wystarczająco dokładna, o czym świadczą to, że nawet dla największego kąta, występującego na wykresie (4°), wyliczone z dokładnego wzoru (6) $\Delta\omega_{\beta}^{\%}$ wyniosło po zaokrągleniu 0,2403%, podczas gdy z wykresu można odczytać odpowiednio $\Delta\omega_{\beta} = 0,24\%$.



Rys. 3. Zależność procentowej wartości pulsacji prędkości kątowej $\Delta\omega_{\beta}^{\%}$ w funkcji kąta przemieszczenia β , uzyskana na drodze obliczeniowej

Przykładowo z wykresu na rys. 3 można odczytać, że przy jednym z często zdarzających się w praktyce kątów $\beta = 2^{\circ}$, $\Delta\omega_{\beta} = 0,06\%$, zaś przy dokładnym wycentrowaniu osi wałów, kiedy np. $\beta = 30'$, $\Delta\omega_{\beta} = 0,01\%$.

Przez stosowanie sprzęgieł o specjalnej konstrukcji można doprowadzić do zmniejszenia pulsacji wywołanych przemieszczeniami kątowymi, i tak w pracy [2] podano przykładowo o wystąpieniu pulsacji napięcia 0,1% przy kącie $\beta = 3^\circ$, podczas gdy na podstawie wykresu z rys. 3 przy $\beta = 3^\circ$, $\Delta\omega_\beta = 0,14\%$. Stosowane mogą być różne rodzaje sprzęgieł, wśród nich na uwagę zasługują sprzęgła mieszkowe [3].

Wpływ rodzaju zastosowanego sprzęgła na wartość pulsacji obrotowych prądnicy tachometrycznej potwierdzają badania przeprowadzone przez autora niniejszego artykułu. Badano importowaną prądnicę tachometryczną typu TM - 30 o danych: $U_n = 460$ V; $U_w = 110$ V; $I_w = 0,07$ A; $P = 30$ W; $Z = 17$; $K = 51$, którą napędzano silnikiem prądu stałego typu PAKO 072-74 o mocy $P = 30$ W. Uzwojenia wzbudzenia badanej prądnicy zasilano z zasilacza stabilizowanego P-314.

Zbadano dla porównania widmo pulsacji napięcia wyjściowego prądnicy w stanie jałowym, przy sprzęgnięciu jej z silnikiem napędzającym za pomocą węża igelitowego (przy starannym wycentrowaniu) oraz za pomocą sprzęgła mieszkowego. Prądnicę napędzano z prędkością obrotową $n = 30$ obr/s. Wyniki analizy widmowej przeprowadzonej za pomocą analizatora harmonicznych typu C5-3 zestawiono w tabeli 1.

Tabela 1

Porównanie pulsacji obrotowych dla dwu rodzajów sprzęgieł łączących prądnicę tachometryczną TM - 30 z silnikiem napędzającym: $I_w = 0,07$ A; $n = 30$ obr/s

Rodzaj pulsacji	f Hz	Rodzaj zastosowanego sprzęgła			
		Wąż igelitowy U = 150 V		Sprzęgło mieszkowe U = 146 V	
		U_w V	$\frac{U_w}{U}$ 100%	U_w V	$\frac{U_w}{U}$ 100%
Obrotowe	30	0,28	0,187	0,065	0,045
Biegunowe + 2 harm. obrotowych	60	2,85	1,9	2,5	1,712
2 harm. biegunowych + 4 harm. obrotowych	120	0,24	0,160	0,10	0,069
3 harm. biegunowych + 6 harm. obrotowych	180	0,38	0,253	0,34	0,233
7 harm. obrotowych	210	0,07	0,047	0,016	0,011

W tabeli zestawiono jedynie wyniki badania harmonicznej obrotowej (zależnej od zastosowanego sprzęgła) i jej znaczących wyższych harmonicznych. Jest widoczne znaczne zmniejszenie procentowej wartości pulsacji obrotowej

wych w przypadku zastosowania sprzęgła mieszkowego w porównaniu z połączeniem za pomocą węża igelitowego.

Mniejsze są również dla sprzęgła mieszkowego (choć nie w tak znacznym stopniu) amplitudy (i wartości procentowe) pulsacji, przy częstotliwościach odpowiadających harmonicznym pulsacji obrotowych. Zmniejszenie różnicy amplitud pulsacji dla sprzęgła mieszkowego i węża igelitowego przy tych częstotliwościach jest spowodowane tym, że są to jednocześnie pulsacje biegunowe i ich harmoniczne, które nie zależą od zastosowanego sprzęgła. Znaczna różnica jest znów widoczna w przypadku siódmej harmonicznej pulsacji obrotowych.

Sprzęgło mieszkowe kompensuje występującą niewspółosiowość osi wału silnika napędowego i prądnicy tachometrycznej. Cylindryczny miech, wykonany z brązu, ogranicza nierównomierność prędkości kątowej prądnicy tachometrycznej, wywołaną przesunięciem równoległym lub kątowym osi wału napędowego i wału prądnicy tachometrycznej. To działanie sprzęgła mieszkowego jest bardziej skuteczne przy zwiększonej liczbie zębów sprzęgła. Z drugiej strony, zbyt duża liczba zębów doprowadziłaby do znacznych skręceń pomiędzy wałami przy zmianach prędkości obrotowej, wprowadzając błąd wskazania prądnicy tachometrycznej.

3. PULSACJE WYWOŁANE MIMOŚRODOWOŚCIĄ POWIERZCHNI WIRNIKA I WYTOCZENIA STOJANA

Niektórzy autorzy [2], [4], [5], [6], zwracają uwagę na dający się zaobserwować wpływ mimośrodowości wirnika i stojana na dokładność prądnic tachometrycznych.

Rozpatrzone w poprzednim punkcie pulsacje są związane z niewspółosiowością osi wału silnika napędowego i prądnicy tachometrycznej, a więc z błędami montażu lub wykonania sprzęgła. W tym punkcie zostaną rozpatrzone pulsacje spowodowane niedokładnością wykonania samej prądnicy tachometrycznej, polegającą na przesunięciu osi geometrycznej powierzchni zewnętrznej wirnika względem jego osi obrotu, określane w literaturze jako "bicie" wirnika

$$\Delta u_{\delta} = \frac{\partial u}{\partial \delta} \Delta \delta$$

oraz na przesunięciu osi geometrycznej powierzchni zewnętrznej wirnika (gdą pokrywa się ona z jego osią obrotu) względem osi symetrii wytoczenia stojana

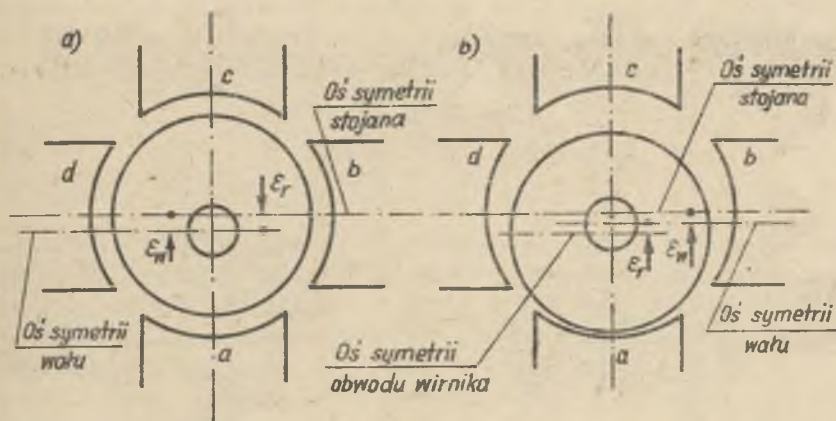
$$\Delta u_b = \frac{\partial u}{\partial b} b.$$

Oba te przypadki mimośrodkowości mogą zachodzić oddzielnie lub też łącznie, jako mimośrodkowość złożona.

Jeżeli występuje tylko niewspółosiowość osi geometrycznej powierzchni zewnętrznej wirnika w stosunku do osi symetrii wytoczenia stojana, to wówczas występuje stała nierównomierność szczeliny powietrznej, która sama nie wywołuje pulsacji napięcia, jednak ma wpływ na jej wartość w przypadku mimośrodkowości złożonej oraz na wartość pulsacji zióbkowych.

Na rys. 4a,b przedstawiono przypadek mimośrodkowości złożonej przy założeniu $\varepsilon_w = \varepsilon_r$, gdzie:

- ε_w - przesunięcie osi geometrycznej powierzchni zewnętrznej wirnika względem osi symetrii wytoczenia stojana;
- ε_r - przesunięcie geometrycznej osi symetrii powierzchni zewnętrznej wirnika względem jego osi obrotu.



Rys. 4. Mimośrodkowość złożona w przypadku $\varepsilon_w = \varepsilon_r$:

a - ε_w i ε_r odejmują się, b - ε_w i ε_r sumują się

W położeniu wirnika pokazanym na rys. 4a skutkiem równości przesunięć $\varepsilon_w = \varepsilon_r$ następuje odejmowanie mimośrodkowości i szczelina powietrzna pod wszystkimi biegunami jest jednakowa. Po obróceniu wirnika o pół obrotu mimośrodkowości się dodają i szczelina powietrzna pod różnymi biegunami ma różną wartość.

Średnia wartość szczeliny powietrznej przy mimośrodkowości złożonej (zgodnie z rys. 5)

$$\delta_o = \frac{D_s - D_w}{2}$$

W czasie wirowania wirnika szczelina powietrzna zmienia się o $2 \epsilon_r$. Na przykład w przypadku przedstawionym na rys. 5 szczelina δ_1 zmienia się od wartości

$$\delta_{1\max} = \delta_0 + \epsilon_w + \epsilon_r \quad (8)$$

do wartości

$$\delta_{1\min} = \delta_0 + \epsilon_w - \epsilon_r. \quad (9)$$

Zmiana szczeliny powietrznej

$$\Delta \delta_1 = \delta_{1\max} - \delta_{1\min} = 2 \epsilon_r. \quad (10)$$

Podobnie:

$$\delta_{2\max} = \delta_0 - \epsilon_w + \epsilon_r, \quad (11)$$

$$\delta_{2\min} = \delta_0 - \epsilon_w - \epsilon_r, \quad (12)$$

$$\Delta \delta_2 = 2 \epsilon_r.$$



Rys. 5. Zmienność szczeliny powietrznej przy mimośrodkowości złożonej

Szczelina $\delta_1 > \delta_2$, co spowodowane jest niewspółosiowością wytoczenia stojana i powierzchni zewnętrznej wirnika.

W związku z opisaną zmiennością szczeliny powietrznej, spowodowaną mimośrodkowością, powstają pulsacje napięcia indukowanego. Na przykład, napięcia indukowane w prętach znajdujących się w pobliżu punktu A (rys. 5).

$$E_A = k v_A B_A = k \omega (R_w - \epsilon_r) B_A, \quad (13)$$

zaś w prętach znajdujących się w pobliżu punktu B

$$E_B = k v_B B_B = k \omega (R_w + \epsilon_r) B_B, \quad (14)$$

gdzie:

- v_A, v_B - prędkość obwodowa w punktach A i B;
 B_A, B_B - indukcja magnetyczna w punktach A i B;
 R_w - promień rdzenia wirnika.

4. PULSACJE WYWOŁANE ZMIANAMI RELUKTANCJI OBWODU MAGNETYCZNEGO W ZWIĄZKU Z ANIZOTROPIĄ RDZENIA TWORNIKA

Są to zaobserwowane w prądnicach tachometrycznych pulsacje napięcia, które związane są z anizotropią własności magnetycznych rdzenia wirnika. Problem powstaje dlatego, ponieważ w trakcie produkcji blach wirnika ich własności magnetyczne ukształtują się w ten sposób, że są one lepsze w kierunku walcowania, aniżeli w innych kierunkach, co jest przyczyną powstawania pulsacji napięcia w uzwojeniu ruchoмого twornika. Innymi słowy, w czasie wirowania wirnika zmienia się reluktancja R_M obwodu magnetycznego. Ta zmiana reluktancji powoduje pulsacje napięcia

$$\Delta U_{RM} = \frac{\partial U}{\partial R_M} \Delta R_M.$$

Anizotropia własności magnetycznych blach rdzenia jest bardzo duża w przypadku blachy walcowanej na zimno. Choć dla blachy walcowanej na gorąco ma ona mniejsze znaczenie, to jednak w przypadku prądnicy tachometrycznej odgrywa istotną rolę, gdyż może wywołać znaczne pulsacje napięcia wyjściowego.

Wartość tych pulsacji może być nawet rzędu 1 - 2% napięcia znamionowego, zaś częstotliwość

$$f_p = 2 p n \dot{\varphi} \text{ Hz}, \quad (15)$$

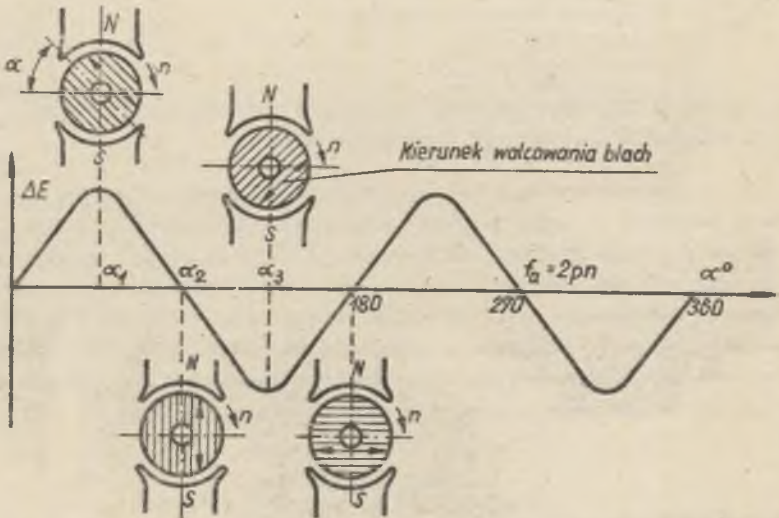
gdzie:

- n - liczba obrotów na sekundę;
 $\dot{\varphi}$ - rząd harmonicznej pulsacji biegunowych.

Pulsacje te są trudne do odfiltrowania, jako pulsacje małej częstotliwości, szczególnie w przypadku najczęściej spotykanej, dwubiegunowej prądnicy tachometrycznej.

Sposób powstawania pulsacji wywołanych przez anizotropię blach wirnika z uzasadnieniem ich częstotliwości można objaśnić na przykładzie prądnicy dwubiegunowej, posługując się rysunkiem 6. Na rysunku widoczny jest schemat dwubiegunowej prądnicy tachometrycznej z zaznaczeniem kierunku walcowania blach, przedstawiony dla różnych położeni wirnika, gdy wirnik jest ustawiony w sposób, że kierunek wirowania pokrywa się z kierunkiem osi bie-

gunów, wówczas reluktancja obwodu magnetycznego jest najmniejsza, gdy jest on ustawiony prostopadłe do tego kierunku - reluktancja jest największa.

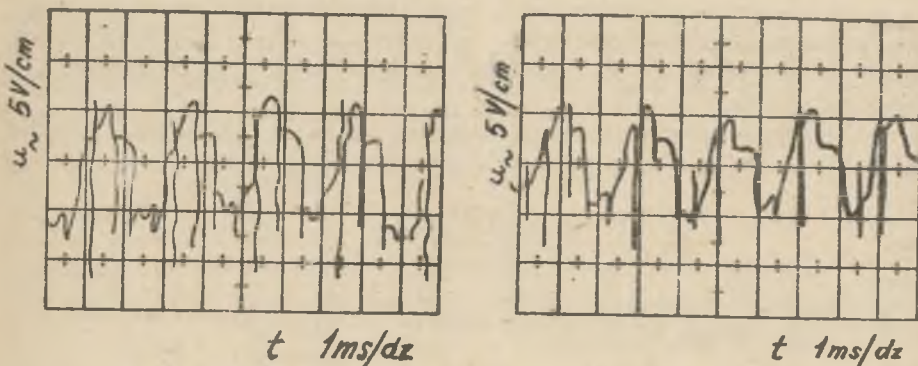


Rys. 6. Przebieg składowej przemiennej pulsacji napięcia indukowanego ΔE , spowodowany anizotropią blach wirnika prądnicy tachometrycznej w funkcji kąta położenia wirnika

Gdy wirnik obraca się, zmienia się położenie kierunku walcowania w stosunku do kierunku osi biegunów. Gdy podczas wirowania kierunek walcowania blach znajdzie się w przybliżeniu w położeniu α_1 (rys. 6), następuje wówczas nagły wzrost strumienia magnetycznego, który powoduje wyindukowanie w uzwojeniu twornika maksymalnego napięcia indukowanego pulsacji ΔE . Podczas gdy kierunek walcowania osiąga punkt α_2 , nie następuje już wzrost strumienia magnetycznego i napięcie indukowane pulsacji $\Delta E = 0$. Natomiast jeżeli kierunek walcowania osiąga punkt α_3 , występuje zmniejszanie się strumienia magnetycznego i wówczas napięcie indukowane pulsacji ma maksimum przeciwnego znaku. Z rysunku 6 wynika, że te zmiany pulsacji odbywają się z częstotliwością $f_p = 2pn$, gdyż przy $p=1$ w ciągu jednego obrotu wirnika kierunek walcowania dwukrotnie pokrywa się z osią biegunów, więc częstotliwość pulsacji jest równa dwu okresom w ciągu jednego obrotu.

Wpływ anizotropii na pulsacje napięcia na wyjściu prądnicy tachometrycznej prądu stałego potwierdzają badania własne przeprowadzone na modelu eksperymentalnym prądnicy tachometrycznej, który stanowił seryjny silnik uniwersalny BKr 90/49 o liczbie zębów wirnika $Z=12$ i liczbie wycinków komutatora $K=24$. Zastosowanie silnika uniwersalnego w charakterze prądnicy tachometrycznej do badań pulsacji napięcia jest korzystne, gdyż składowa przemienne występuje wyraźnie w krzywej napięcia wyjściowego, ponieważ silnik ten nie jest projektowany z myślą o ograniczeniu harmonicznych,

a ponadto ma pakietowany rdzeń stojana, który nie tłumi składowej zmiennej strumienia. Celowo dobrano silnik o liczbie żłobków Z_{m12} , aby nie eliminować nieparzystych harmonicznych strumienia, co dałoby zastosowanie nieparzystej liczby żłobków.



Rys. 7. Oscylogram przebiegu składowej przemiennej napięcia modelu prądniczy tachometrycznej o $Z = 12$, $K = 24$ przy biegu jałowym dla $n = 35$ obr/s: a - dla nasyconego obwodu magnetycznego (prąd wzbudzenia $I_w = 1,8A$), b - dla nienasyconego obwodu magnetycznego ($I_w = 0,9 A$)

Na oscylogramie przebiegu składowej zmiennej napięcia wyjściowego tego modelu (rys. 7a) pulsacje wywołane przez anizotropię (o $f_p = 2 p n$) są wyrażone w postaci obwiedni krzywej pulsacji żłobkowych; widoczne zakrzywienie przebiegu jest nieznaczne, gdyż oscylogram był zdejmowany przy nasyconym obwodzie magnetycznym, kiedy to wpływ anizotropii ujawnia się słabiej.

Procentowa wartość pulsacji wywołanych przez anizotropię określona wzorem

$$\Delta V_{p1} \% = \frac{U_{p1}}{U_t} 100\% \quad (16)$$

wyniosła $\Delta V_{p1} = 0,127\%$.

We wzorze (16) oznaczają:

U_{p1} - wartość amplitudy podstawowej harmonicznej pulsacji wywołanych przez anizotropię;

U_t - napięcie wyjściowe.

Aby przekonać się o wpływie anizotropii na wartość tych pulsacji wykonano pomiary i zdjęto oscylogram dla nienasyconego obwodu magnetycznego (rys. 7b). Z oscylogramu (rys. 7b) jest widoczny wzrost amplitudy pulsacji biegunowych przy nienasyconym obwodzie magnetycznym w stosunku do przypadku obwodu nasyconego. Określona za pomocą analizatora harmonicznych, zgodnie ze wzorem (16), procentowa wartość podstawowej harmonicznej pul-

sacji wywołanych przez anizotropię przy nienasyconym obwodzie magnetycznym wyniosła $\Delta w'_p, \% = 0,38\%$. Tak więc przy nienasyconym obwodzie magnetycznym pulsacje biegunowe wzrosły prawie trzykrotnie w stosunku do przypadku obwodu nasyconego.

Ograniczenie pulsacji wywołanych przez anizotropię rdzenia jest możliwe przez ujednoczenie reluktancji drogą specjalnego montażu pakietu rdzenia, polegającego na "wachlarzowym" pakietowaniu blach, przy którym każda blacha jest przesunięta względem poprzedniej o jedną podziałkę zębówką w tym samym kierunku.

Optymalną ze względu na anizotropię rdzenia liczbę blach pakietu twornika N_D , przy nieparzystej liczbie zębów określa się ze wzoru

$$N_D = n Z,$$

gdzie:

- n - dowolna liczba całkowita,
- Z - liczba zębów twornika.

Przy parzystej liczbie zębów wystarczająca jest krotność połowy obrotu blachy. Wówczas liczba blach pakietu wirnika

$$N_p = n \frac{Z}{2}.$$

W przypadku pakietowania z przemieszczeniem blach względem siebie mogą powstać pulsacje o częstotliwości większej od częstotliwości podstawowej harmonicznej pulsacji, wywołanych przez anizotropię, lecz są one łatwiejsze do odfiltrowania.

Mniej skutecznym sposobem ujednoczenia permeancji jest przekręcanie blach jedynie o kąt 90° względem sąsiedniej. W prądnicach bezzębokowych przeciwdziała się niekiedy anizotropii rdzenia wirnika przez podzielenie go na dwa pakiety przekręcone w stosunku do siebie o kąt 90° [7].

Stosowany w dużych maszynach sposób, polegający na takim ukształtowaniu otworów wentylacyjnych, by zwiększyć reluktancję blachy w kierunku walcowania, w prądnicach tachometrycznych nie ma zastosowania ze względu na niewystępowanie otworów wentylacyjnych. W pracy [8] proponuje się stosowanie specjalnych wycięć w blachach (rys. 8) w celu zmniejszenia przekroju pakietu w kierunku walcowania. Zmniejszenie przekroju rdzenia twornika spowodowane przez te wycięcia powinno kompensować wpływ anizotropii.



Rys. 8. Wycięcia w blasze wirnika w celu ujednoczenia permeancji rdzenia

LITERATURA

- [1] Wróbel T.: Pulsacje napięcia prądnic tachometrycznych prądu stałego. Przegląd Elektrotechn., nr 7/1978.
- [2] Puchol V., Jose M.: Dinamos taométricas (II). Tipos y detalles constructivos de las taodinamos de regulacion. Dyna nr 4/1967, (VI): Mantenimiento, formas constructivas, propulsion y tipos especiales. Dyna nr 10/1968.
- [3] Arbanas Ž.; Kriteriji za izbor tahogeneratora kod regulacije visoka točnosti, Automatika, nr 2/1972.
- [4] Bauer M.: Die Welligkeit der Gleichspannung von Tachometerdynamos und ihr Einfluss auf die Regelung, Regelungstechnik, nr 6/1959.
- [5] Bauer M.: Zvlňni sverkového napětí tachodynamu s dražkovanou kotvou. Automatizace, nr 4/1958.
- [6] Collamore F.N.: The nature of voltage ripple on DC generators, Trans. AIEE, Part II, Appl. and Ind. Vol. 73/1954.
- [7] Pustoła J.: Maszyny komutatorowe dla automatyki. WNT, Warszawa 1971.
- [8] Wodjacho J.M.: Pulsaciji naprjaženija w generatorach postojannogo toka wyzwannyje anizotropijej magnitnyh swojstw stali, Elektrotehnika, nr 7/1967.

Recenzent: prof. dr hab. inż. Władysław Paszek

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

ПРИЧИНЫ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ НАПРЯЖЕНИЯ
В ТАХОГЕНЕРАТОРАХ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Р е з ю м е

На базе обобщенной формулы был усистематизирован вопрос низкочастотных пульсаций выступающих в тахогенераторах постоянного тока. Был произведен анализ влияния некоторых факторов на величину этих пульсаций: параллельного и углового смещения оси приводного двигателя и тахогенератора; простого или сложного эксцентриситета поверхности ротора и расточки статора, а также анизотропии листов сердечника ротора. Производятся результаты собственных исследований влияния примененной муфты, а также влияние анизотропии на величину низкочастотных пульсаций.

THE REASONS FOR SMALL FREQUENCY VOLTAGE RIPPLE IN D.C. .
TACHOGENERATORS

S u m m a r y .

The problem of small frequency voltage ripple in DC tachogenerators is settled on the basis of a given generalized formula. The influence of various factors on the value of the ripple is analysed: misalignment of the driving motor and tachogenerator, armature eccentricity and the armature-core laminations grain orientation. The results of the author's own investigations of the influence of the used clutch and the grain orientation on the value of small frequency ripple are included.

Jadwiga PŁOSZYŃSKA, Jan PROKOP

Instytut Elektrotechniki
Politechniki Rzeszowskiej

WPLYW SZEROKOŚCI SZCZOTKI

NA WŁASNOŚCI DYNAMICZNE MASZYNY PRĄDU STAŁEGO

Streszczenie. W pracy zaproponowano uproszczoną metodę pozwalającą na określenie wpływu zwieranych przez rzeczywistą szczotkę zewzwojów twornika na własności dynamiczne maszyny prądu stałego. Pracę rzeczywistej szczotki pokrywającą dowolną liczbę wycinków komutatora zamodelowano za pomocą układu dwóch szczotek punktowych połączonych ze sobą i tym samym zwierających część uzwojenia twornika.

Przedstawiono ogólne równania stanu maszyny z tak przyjętym modelem rzeczywistej szczotki. Na podstawie zaproponowanego modelu oraz wykonanych obliczeń numerycznych przedstawiono przebiegi wybranych procesów przejściowych silnika modelowego, dla szerokości szczotki równej 0 (szczotka punktowa), 1, 2, 3 (szczotka rzeczywista) szerokościom wycinka komutatora.

WSTĘP

Przy identyfikacji własności elektrodynamicznych maszyn prądu stałego stwierdza się rozbieżności pomiędzy rzeczywistymi, mierzonymi w stanach przejściowych, przebiegami zmiennych stanu, a przebiegami wynikającymi z wybranego modelu matematycznego maszyny. Dlatego też celowe staje się poszukiwanie nowych modeli matematycznych tych maszyn, które możliwie dokładnie będą odwzorowywać występujące w nich zjawiska.

Zastosowanie zasilania maszyn prądu stałego z przekształtników tyrystorowych spowodowało ponowne zwrócenie uwagi na zestyk komutator-szczotka i związane z tym zagadnienie tłumienia wewnętrznego, którego najistotniejszymi przyczynami są zjawiska zachodzące w zewzwojach zwartych przez szczotki w czasie procesu komutacji. Ponieważ zagadnienie to w opisie matematycznym maszyn prądu stałego sprawia wiele trudności, dlatego w niniejszej pracy zaproponowano pewną uproszczoną metodę pozwalającą na określenie wpływu zwieranych przez rzeczywistą szczotkę zewzwojów twornika na własności dynamiczne maszyny prądu stałego.

Wykaz ważniejszych oznaczeń

- \underline{u} - wektor napięć,
 \underline{i} - wektor prądów,
 \underline{R} - macierz rezystancji,
 \underline{L} - macierz indukcyjności własnych i wzajemnych,
 \underline{G} - macierz rotacji,
 J - moment bezwładności,
 D - współczynnik dyssypacji w ruchu obrotowym,
 m - moment obrotowy,
 m_0 - moment elektromagnetyczny,
 ω - prędkość kątowna,
 η - kąt wysunięcia szozotek ze strefy neutralnej,
 k_w - liczba wycinków komutatora pokrywanych przez szozotkę.

Proponowana metoda

Podstawę opisu matematycznego maszyny prądu stałego stanowią równania otrzymane na bazie uogólnionych równań Lagrange'a dla quasi-współrzędnych [1,2], które można przedstawić w ogólnej postaci:

$$\underline{u} = \underline{R} \underline{i} + \frac{d}{dt} \underline{L} \underline{i} + \omega \underline{G} \underline{i}, \quad (1)$$

$$m = D\omega + \frac{d}{dt} J\omega - \underline{i}^T \underline{G} \underline{i} \quad (2)$$

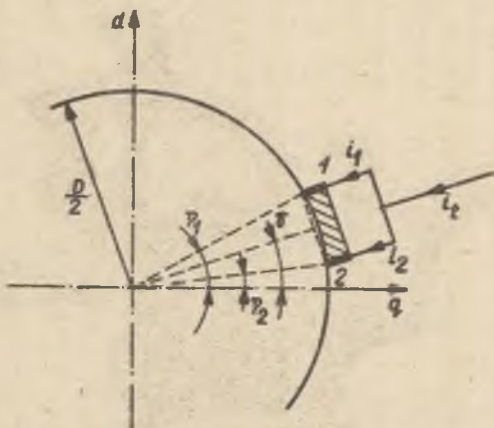
Równania (1) i (2) formułowane są przy zwykle przyjmowanych założeniach upraszczających: liczba działek komutatora jest nieskończenie wielka, kontakt szozotki z komutatorem jest punktowy. Tak więc w ogóle nie uwzględnia się w takim opisie wpływu zwieranych przez szozotkę zewzwojów uzwojenia twornika. W rzeczywistej maszynie szozotka równocześnie pokrywa dwa lub większą liczbę sąsiednich wycinków komutatora. Ponieważ uwzględnienie tego zjawiska w opisie matematycznym maszyn komutatorowych nastrocza wiele trudności, przeto przyjmujemy pewien model przybliżony.

Zalóżmy mianowicie, że rzeczywistą szozotkę o szerokości a_{sz} , wysuniętą ze strefy neutralnej o kąt η oraz pokrywającą k_w wycinków komutatora, można zastąpić dwiema szozotkami punktowymi ($k_w = 0$, reprezentującymi nadbiegającą oraz zbiegającą koniec rzeczywistej szozotki) wysuniętymi ze strefy neutralnej o kąty

$$\eta_1 = \eta + \arcsin \frac{a_{sz}}{D_k}, \quad (3)$$

$$\eta_2 = \eta - \arcsin \frac{a_{sz}}{D_k}, \quad (4)$$

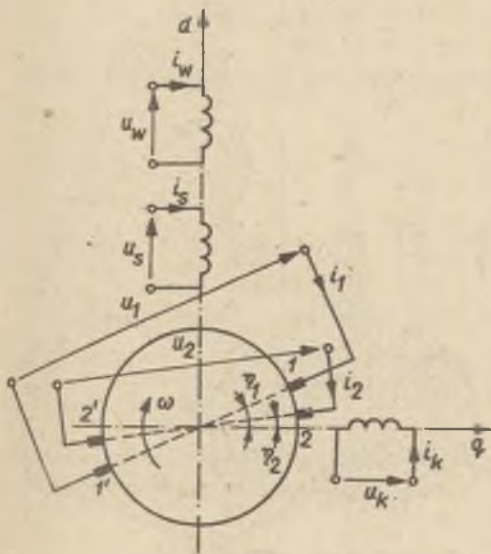
gdzie D_k jest średnicą komutatora, na które narzucono więzy przedstawione na rysunku 1. Taki układ szozotek powoduje zwieranie części uzwojenia



Rys. 1. Model rzeczywistej szozotki

twornika, modelując tym samym pracę rzeczywistej szozotki. Zmiana kąta rozchylenia szozotek punktowych η_1 - η_2 odpowiadająca zmianie szerokości rzeczywistej szozotki, pozwoli na określenie jej wpływu na własności dynamiczne maszyny prądu stałego.

Rozważmy obecnie model maszyny prądu stałego posiadającej trzy uzwojenia na stojanie: wzbudzenie (w) i dozwojenia szeregowego (s) w osi podłużnej, biegunów komutacyjnych (k) w osi poprzecznej oraz dwie pary punktowych szozotek na tworniku (modelujących rzeczywistą parę szozotek) przedstawiony na rysunku 2. Zakładając, że szozotki są nieruchome i wysunięte ze strefy neutralnej o



Rys. 2. Model maszyny prądu stałego

kąty η_1 i η_2 opisane zależnościami (3) i (4), przy wyborze wektora stanu, wektora wejścia i wyjścia: $\underline{X} = \text{col}(\underline{i}, \omega)$, $\underline{U} = \text{col}(\underline{u}, m)$, $\underline{Y} = \text{col}(\underline{i}, \omega, m)$, równanie stanu i równanie wyjścia tak przyjętego modelu maszyny na podstawię równań (1) i (2) przyjmuje postać:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \underline{i} \\ \underline{\omega} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\underline{L}^{-1}(\underline{R} + \underline{\omega} \underline{G})\underline{i} + \underline{L}^{-1} \underline{u} \\ \underline{J}^{-1} \underline{i}^T \underline{G} \underline{i} - \underline{J}^{-1} \underline{D} \underline{\omega} + \underline{J}^{-1} \underline{m} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\begin{bmatrix} \underline{i} \\ \underline{\omega} \\ \underline{m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{i} \\ \underline{\omega} \\ \underline{i}^T \underline{G} \underline{i} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

gdzie:

$$\underline{u} = \text{col}(u_w, u_s, u_k, u_1, u_2),$$

$$\underline{i} = \text{col}(i_w, i_s, i_k, i_1, i_2),$$

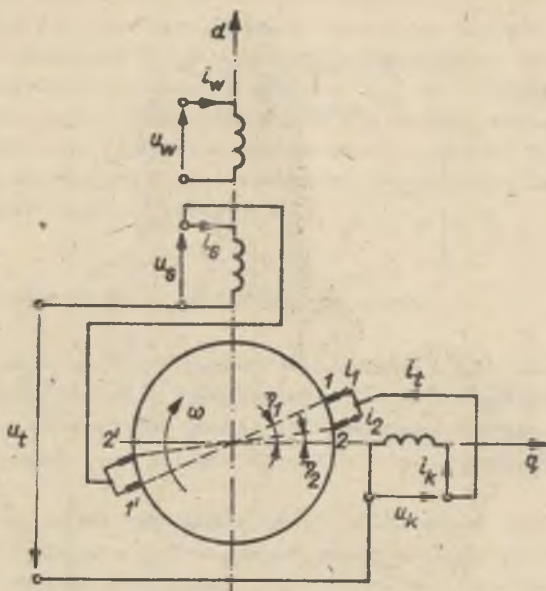
$$\underline{R} = \text{diag}(R_w, R_s, R_k, R_1, R_2),$$

$$\underline{L} = \begin{bmatrix} L_w & M_{ws} & 0 & M_{w1} & M_{w2} \\ M_{ws} & L_s & 0 & M_{s1} & M_{s2} \\ 0 & 0 & L_k & M_{k1} & M_{k2} \\ M_{w1} & M_{s1} & M_{k1} & L_1 & M_{12} \\ M_{w2} & M_{s2} & M_{k2} & M_{12} & L_2 \end{bmatrix},$$

$$\underline{G} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial M_{w1}}{\partial \eta_1}, \frac{\partial M_{s1}}{\partial \eta_1}, \frac{\partial M_{k1}}{\partial \eta_1}, \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L_1}{\partial \eta_1}, \frac{\partial M_{12}}{\partial \eta_1} \\ \frac{\partial M_{w2}}{\partial \eta_2}, \frac{\partial M_{s2}}{\partial \eta_2}, \frac{\partial M_{k2}}{\partial \eta_2}, \frac{\partial M_{12}}{\partial \eta_2}, \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L_2}{\partial \eta_2} \end{bmatrix}$$

Uwzględniając równanie więzów wynikające z układu połączeń obwodu twornika (rys. 3), któremu to odpowiada macierz połączenia \underline{K} spełniająca równanie $\underline{i} = \underline{K}^T \underline{i}^*$, gdzie

$$\underline{K} = \begin{bmatrix} 1, 0, 0, 0, 0 \\ 0, 1, -1, 0, 1 \\ 0, 0, 0, 1, -1 \end{bmatrix}, \quad (7)$$



Rys. 3. Model maszyny prądu stałego z uwzględnieniem więzów

po dokonaniu transformacji według zależności

$$\begin{aligned}
 \underline{u}^* &= \underline{K} \underline{u}, \\
 \underline{R}^* &= \underline{K} \underline{R} \underline{K}^T, \\
 \underline{L}^* &= \underline{K} \underline{L} \underline{K}^T, \\
 \underline{G}^* &= \underline{K} \underline{G} \underline{K}^T,
 \end{aligned} \tag{8}$$

równania (5) i (6) przyjmują postać:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \underline{i}^* \\ \omega \\ \underline{m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\underline{L}^{*-1}(\underline{R}^* + \omega \underline{G}^*) \underline{i}^* + \underline{L}^{*-1} \underline{u}^* \\ \underline{J}^{-1} \underline{i}^{*T} \underline{G}^* \underline{i}^* - \underline{J}^{-1} D \omega + \underline{J}^{-1} \underline{m} \end{bmatrix}, \tag{9}$$

$$\begin{bmatrix} \underline{i}^* \\ \omega \\ \underline{m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{i}^* \\ \omega \\ \underline{i}^{*T} \underline{G}^* \underline{i}^* \end{bmatrix}, \tag{10}$$

gdzie:

$$\underline{u}^* = \text{col}(u_w, u_t, 0), \quad (11)$$

$$\underline{i}^* = \text{col}(i_w, i_t, i_1), \quad (12)$$

$$\underline{R}^* = \begin{bmatrix} R_w, & 0, & 0 \\ 0, & R_s + R_k + R_2, & -R_2 \\ 0, & -R_2, & R_1 + R_2 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$\underline{L}^* = \begin{bmatrix} L_w, & M_{ws} + M_{w2} \\ M_{ws} + M_{w2}, & L_s + L_k + L_2 + 2 M_{s2} - 2 M_{k2} \\ M_{w1} - M_{w2}, & M_{s1} - M_{s2} - M_{k1} + M_{k2} + M_{12} - L_2, \\ & M_{w1} - M_{w2} \\ & M_{s1} - M_{s2} - M_{k1} + M_{k2} + M_{12} - L_2 \\ & L_1 + L_2 - 2 M_{12} \end{bmatrix}, \quad (14)$$

$$\underline{C}^* = \begin{bmatrix} 0, & 0 \\ \frac{\partial M_{w2}}{\partial \eta_2}, & \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L_2}{\partial \eta_2} + \frac{\partial M_{s2}}{\partial \eta_2} - \frac{\partial M_{k2}}{\partial \eta_2} \\ \frac{\partial M_{w1}}{\partial \eta_1} - \frac{\partial M_{w2}}{\partial \eta_2}, & \frac{\partial M_{s1}}{\partial \eta_1} - \frac{\partial M_{s2}}{\partial \eta_2} + \frac{\partial M_{k2}}{\partial \eta_2} - \frac{\partial M_{k1}}{\partial \eta_1} + \frac{\partial M_{12}}{\partial \eta_1} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L_2}{\partial \eta_2}, \\ & 0 \\ & \frac{\partial M_{12}}{\partial \eta_2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L_2}{\partial \eta_2} \\ & \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L_1}{\partial \eta_1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L_2}{\partial \eta_2} - \frac{\partial M_{12}}{\partial \eta_1} - \frac{\partial M_{12}}{\partial \eta_2} \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$i_t = i_s = -i_k = i_1 + i_2$$

$$u_t = u_s + u_2 - u_k.$$

Równanie (9) stwarza możliwość przeprowadzenia analizy wpływu szerokości rzeczywistej szozotki na przebieg czasowy wektora wyjścia (10) poprzez zmianę parametrów tego równania dla różnych wartości kąta rozsunienia mo-

delujących szczołek punktowych. Na bazie równań (9) i (10) można łatwo otrzymać równania silnika obcowzbudnego (pomijając wielkości odnoszące się do dozwojenia szeregowego) lub szeregowego (eliminując odpowiednio pierwszy wiersz i pierwszą kolumnę we wzorach (11) do (15)). Ze względu na nieliniowość strukturalną, charakteryzującą się występowaniem dwuliniowej formy współrzędnych elektrycznych i mechanicznej prędkości kątowej oraz formy kwadratowej współrzędnych elektrycznych, rozwiązanie równania (9) wymaga zastosowania maszyny cyfrowej.

SYMULACJA CYFROWA WYBRANYCH STANÓW PRZEJŚCIOWYCH

W celu wykazania wpływu szerokości szczołki na własności elektrodynamiczne maszyny prądu stałego, wykorzystując proponowaną metodę, wykonano obliczenia na maszynie cyfrowej ODRA 1304 w języku FORTRAN dla maszyny prądu stałego o danych: $P_N = 1,5 \text{ kW}$; $U_N = 230 \text{ V}$; $n_N = 2850 \frac{\text{obr}}{\text{min}}$; $I_N = 6,5 \text{ A}$; $I_{wN} = 0,25 \text{ A}$.

Do całkowania równań różniczkowych (9) zastosowano metodę numeryczną Rungego-Kutty IV rzędu z krokiem całkowania $h = 0,001 \text{ s}$. Obliczenia zostały przeprowadzone przy założeniu, że szerokość szczołki jest równa 0 (szczołka punktowa), 1, 2, 3 (szczołka rzeczywista) szerokościom wycinka komutatora oraz że oś szczołki pokrywa się z osią geometrycznej strefy neutralnej ($\eta = 0$).

Wyniki identyfikacji parametrów dynamicznych badanej maszyny dla rozważanego przypadku, otrzymane w oparciu o metodę przedstawioną w pracy [3] zestawiono w tab. I. Obliczenia wykonano dla całkowitego momentu bezwładności $J_c = 2 \text{ J}$.

Do badań symulacyjnych zostały wybrane trzy najbardziej typowe stany dynamiczne: rozruch, udarowe obciążenie oraz hamowanie przeciwwłączeniem, a więc stany charakteryzujące się dużymi udarami prądowymi. Przykładowe wyniki symulacji cyfrowej przedstawiono na rysunkach 4 i 13. Na rys. 14 przedstawiono zależność ustalonych wartości prądów twornika I_t oraz szczołek modelujących I_1 i I_2 od liczby wycinków komutatora pokrywanych przez rzeczywistą szczołkę dla maszyny obciążonej momentem znamionowym.

WNIOSKI

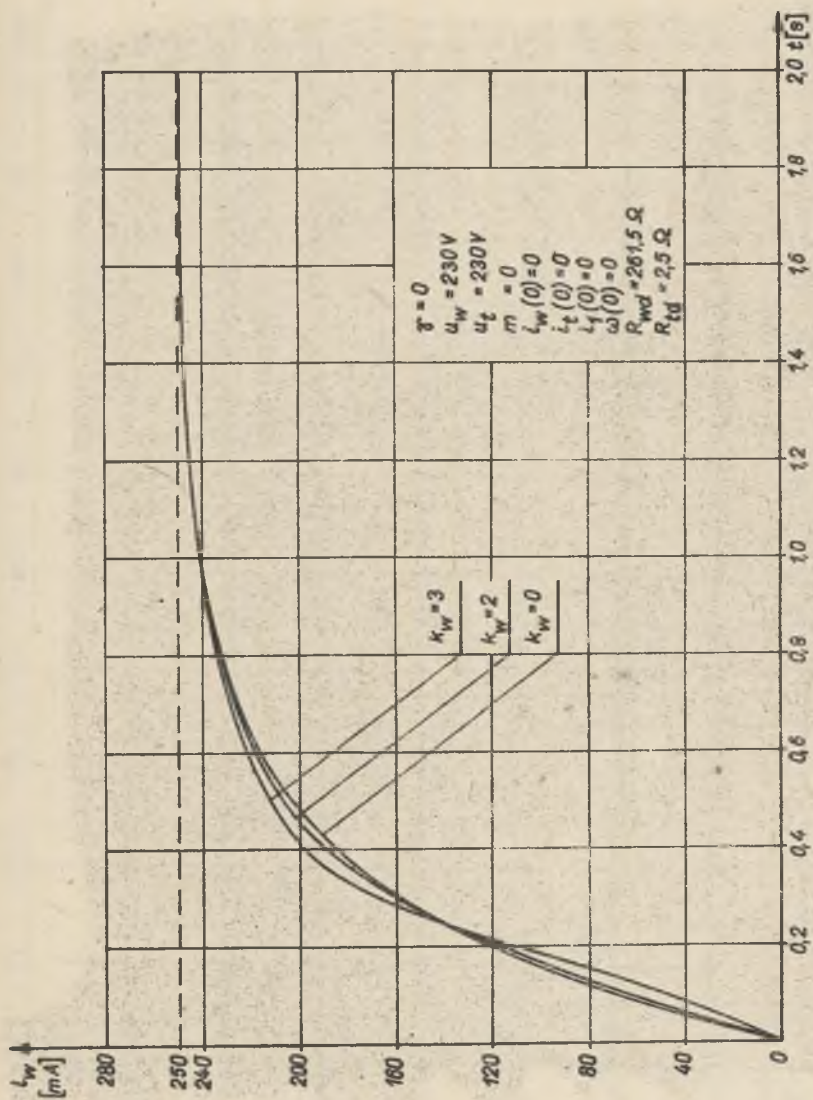
Przedstawione wyniki obliczeń potwierdzają stwierdzone eksperymentalnie zjawiska, jak: spowolnienie przebiegów osazowych wraz ze wzrostem szerokości szczołki, nierównomierny rozptył prądów na nadbiegającym i zbiegającym końcu szczołki, zmiany prądu wzbudzenia silnika obcowzbudnego przy zmianie napięcia twornika lub momentu obciążenia dla rzeczywistych szczołek umieszczonych w strefie neutralnej.

Tablica I

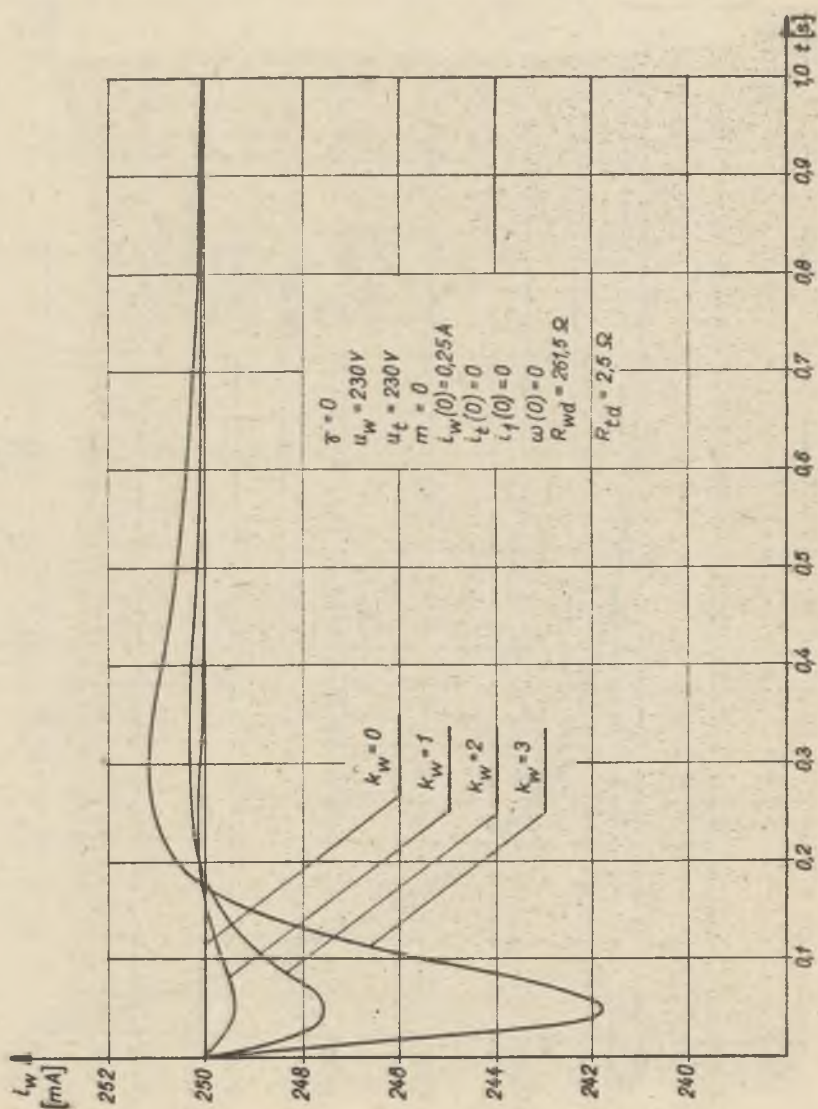
Parametry maszyny prądu stałego

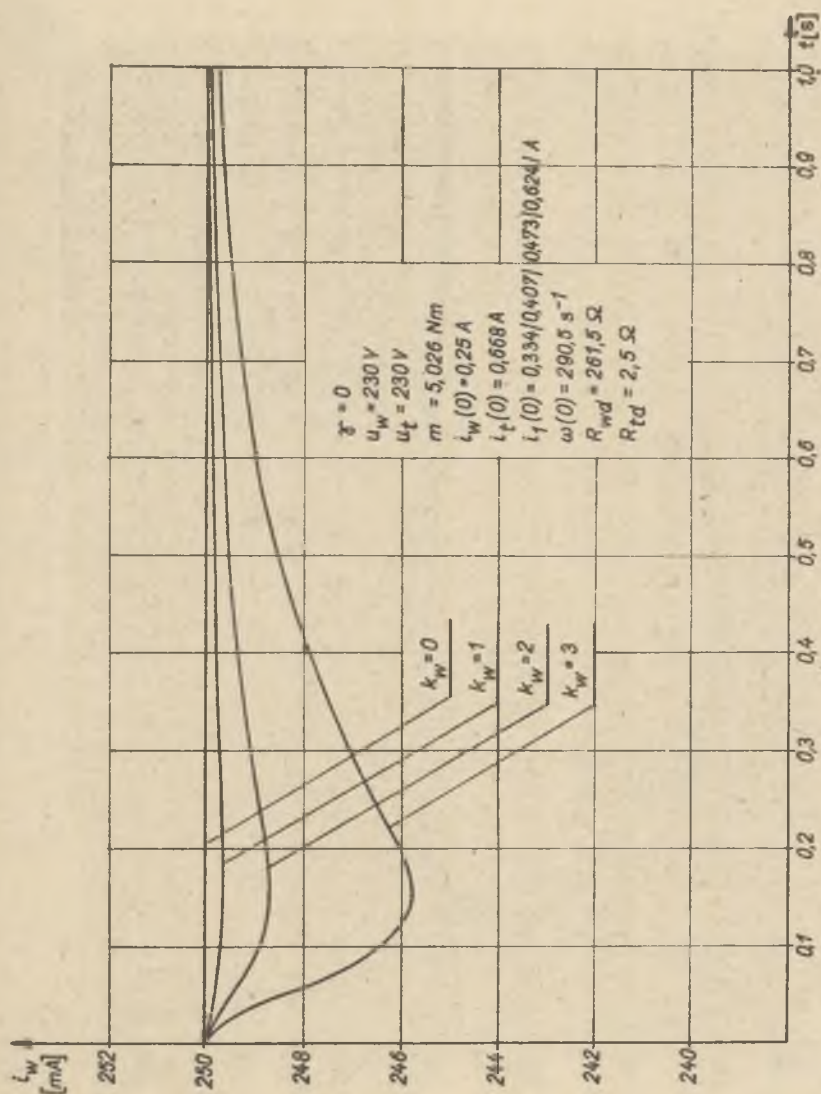
k_w		$k_w = 0$	$k_w = 1$	$k_w = 2$	$k_w = 3$
Parametr					
$R_1 = R_2$	Ω	1,32	1,32	1,32	1,32
$L_1 = L_2$	mH	58,0	58,0	58,0	58,0
M_{w1}	H	0	0,133	0,266	0,4
M_{w2}	H	0	-0,133	-0,266	-0,4
M_{k1}	mH	7,8	8,2	8,6	9,0
M_{k2}	mH	7,8	7,4	6,7	6,0
$\frac{\partial M_{w1}}{\partial \eta_1}$	$\frac{H}{rd}$	3,1	3,1	3,1	3,1
$\frac{\partial M_{w2}}{\partial \eta_2}$	$\frac{H}{rd}$	3,1	3,1	3,1	3,1
$\frac{\partial M_{k1}}{\partial \eta_1}$	$\frac{mH}{rd}$	-13,1	-12,5	-12,1	-10,32
$\frac{\partial M_{k2}}{\partial \eta_2}$	$\frac{mH}{rd}$	-13,1	-13,5	-14,0	-14,25

$R_w = 658,5 \Omega$,	$M_{ws} = M_{s1} = M_{s2} = M_{12} = 0$,
$L_w = 273,4 \text{ mH}$,	$\frac{\partial M_{s1}}{\partial \eta_1} = \frac{\partial M_{s2}}{\partial \eta_2} = \frac{\partial M_{12}}{\partial \eta_1} = \frac{\partial M_{12}}{\partial \eta_2} = \frac{\partial L_1}{\partial \eta_1} = \frac{\partial L_2}{\partial \eta_2} = 0$,
$R_k = 0,35 \Omega$,	
$L_k = 0,031 \text{ H}$,	
$R_s = 0$,	$D = 0,0018 \text{ Nms}$,
$L_s = 0$,	$J = 2,64 \cdot 10^{-3} \text{ Nm s}^2$.

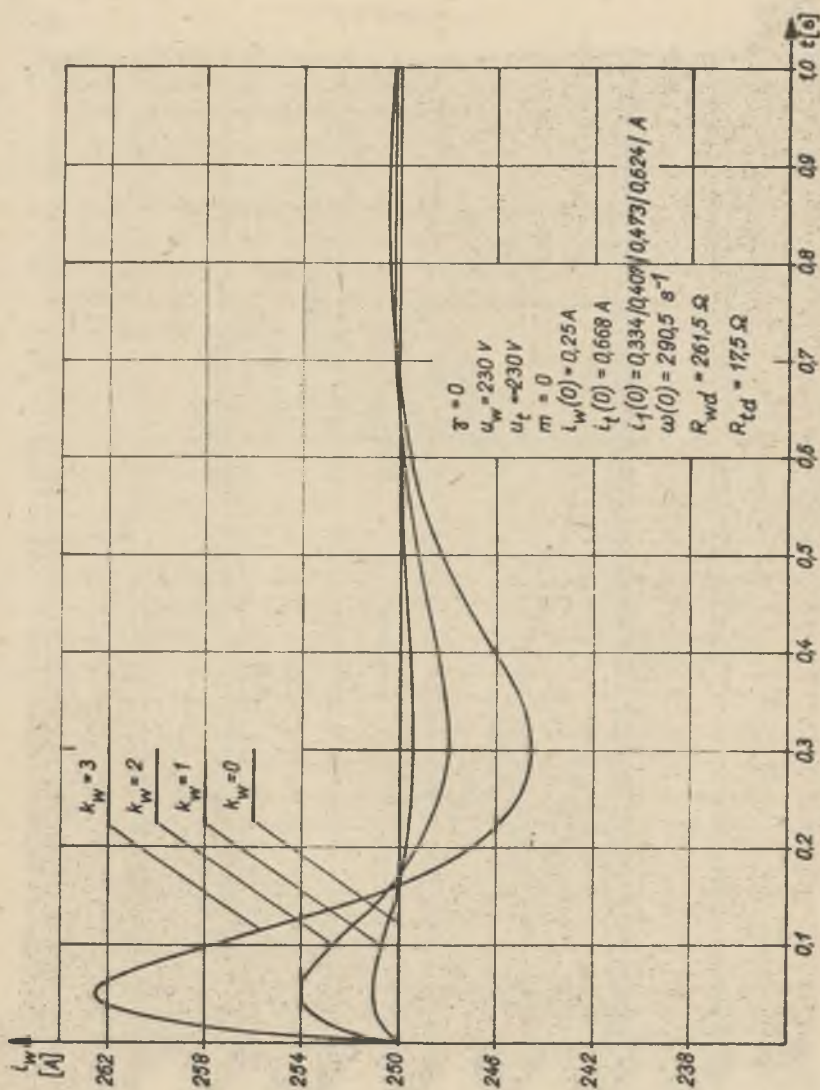


Rys. 4. Wpływ szerokości szczotki na przebieg czasowy prądu wzbudzenia przy rozruchu dla $i_w(0) = 0$,

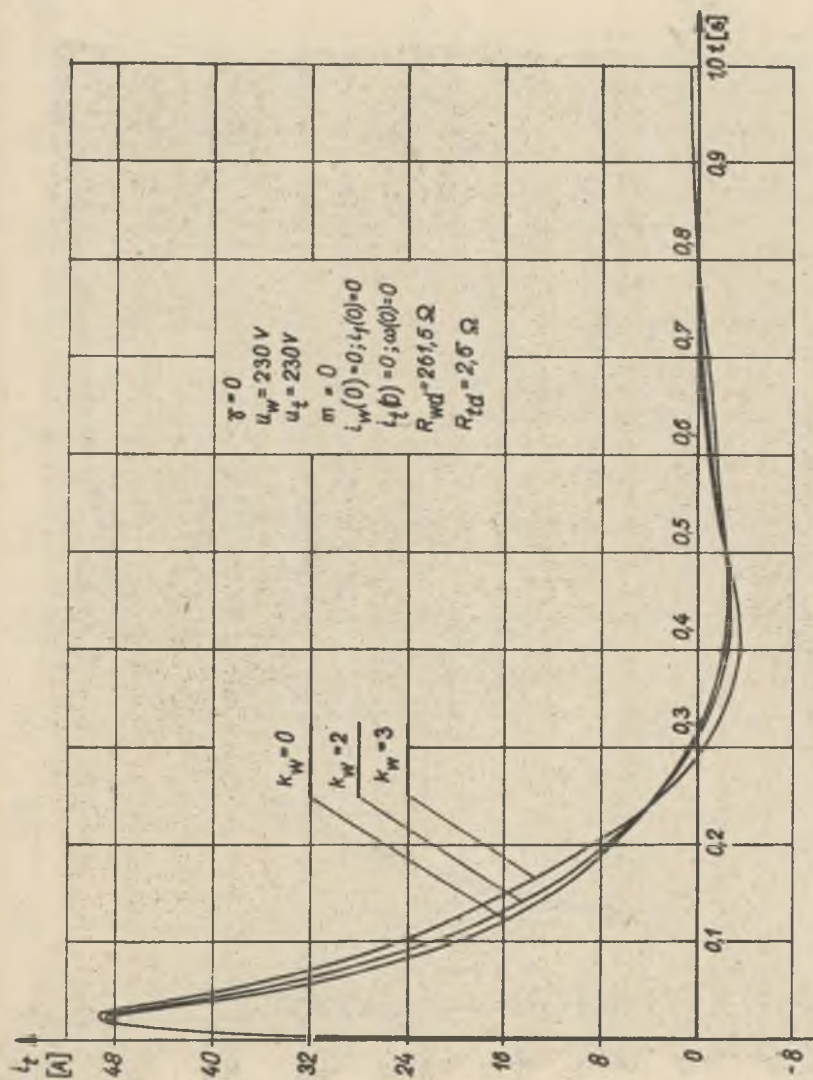

 Kys. 5. Wpływ szerokości impulsu na przebieg chwilowy prądu wzbudzenia przy rozruchu dla $i_W(0) = I_{W0}$



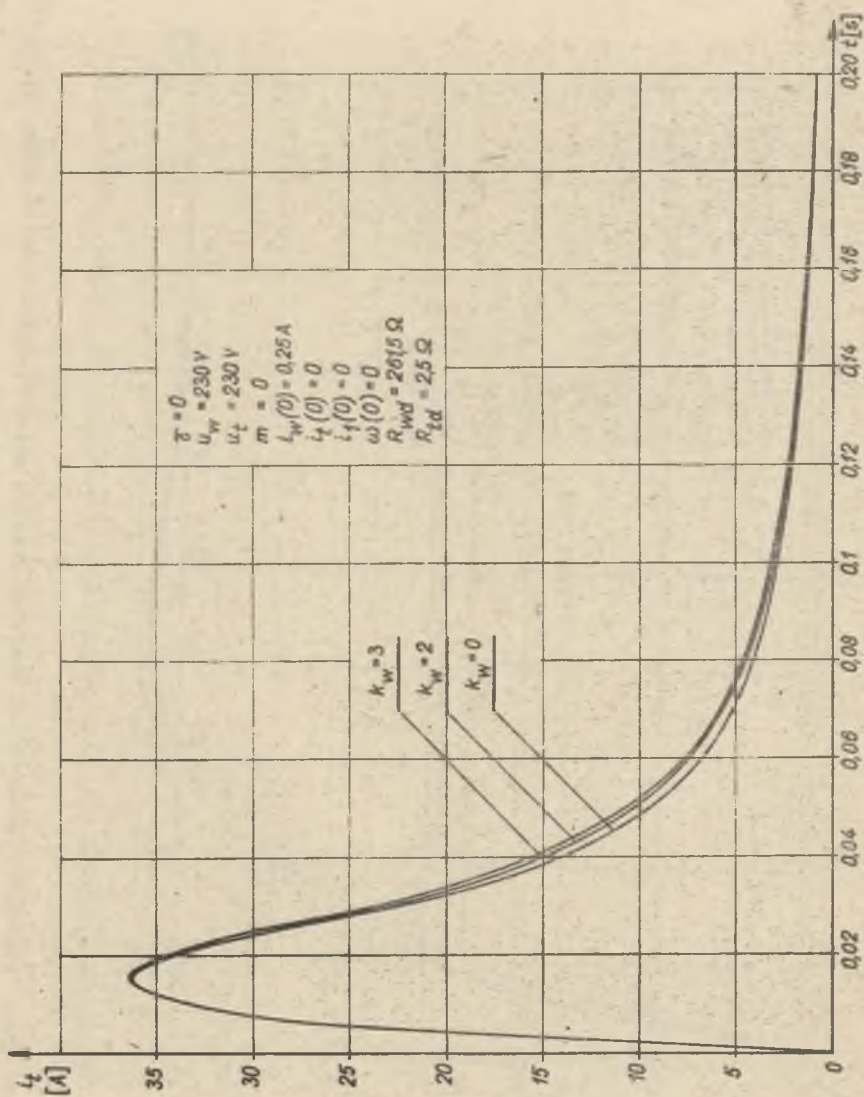
Rys. 6. Wpływ szerokości szostki na przebieg czasowy prądu wzbudzenia przy udarowym obciążeniu momentem znamionowym

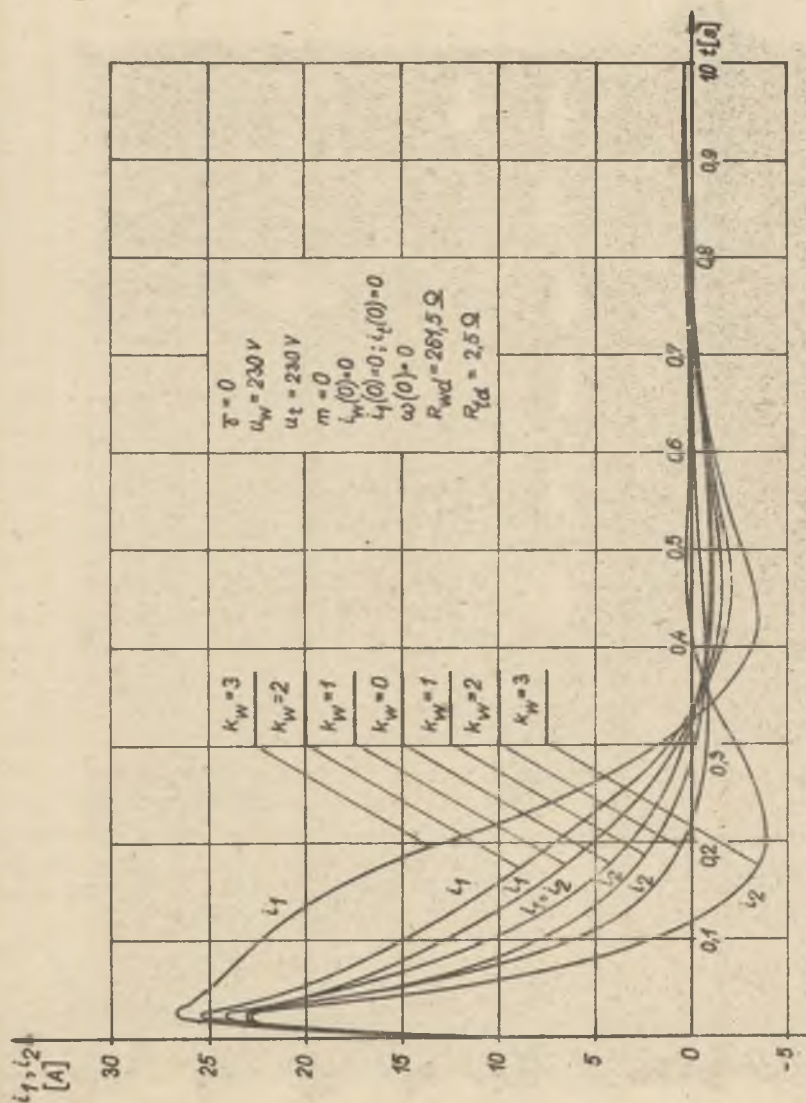


Rys. 7. Wpływ szerokości szczytówki na przebieg czasowy prądu wzbudzenia przy przeciwzłączeniu

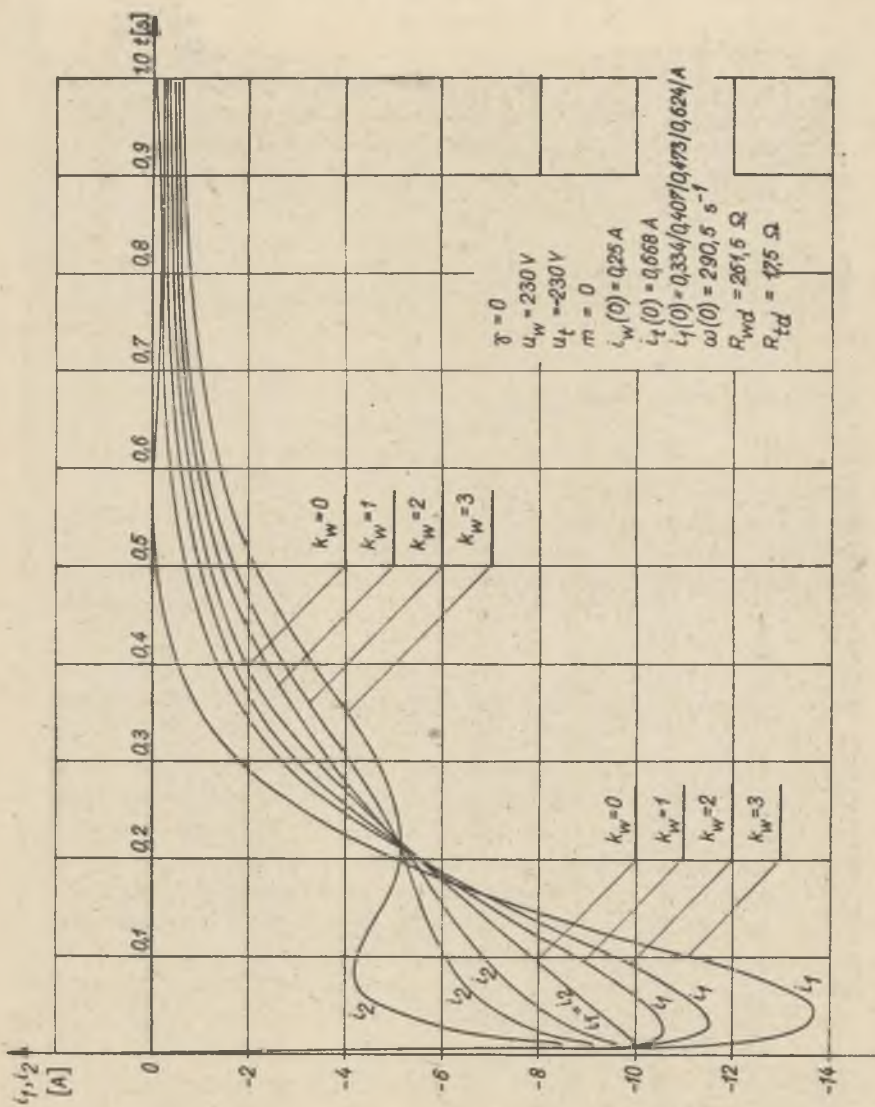


Rys. 8. Wpływ szerokości szosotki na przebieg czasowy prądu twornika przy rozruchu dla $i_W(0) = 0$.

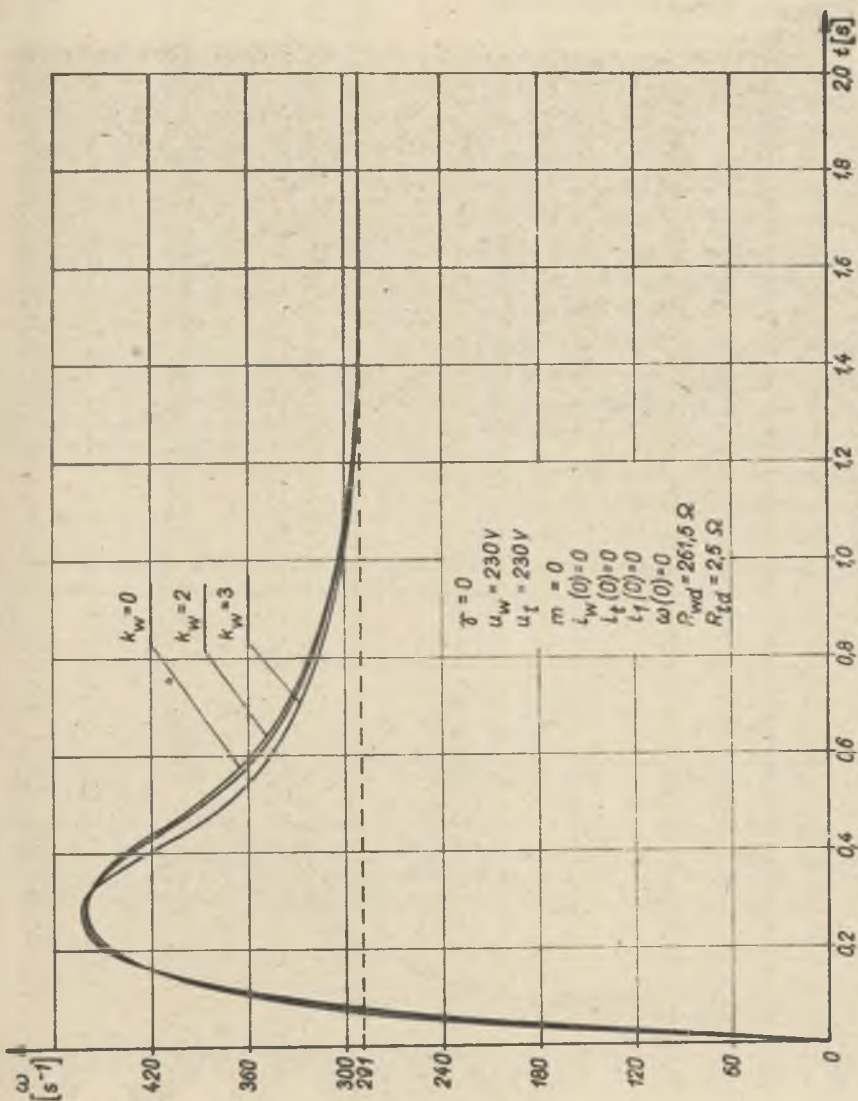

 Rys. 9. Wpływ szerokości oszołki na przebieg czasowy prądu twornika przy rozruchu dla $i_w(0) = I_{wN}$



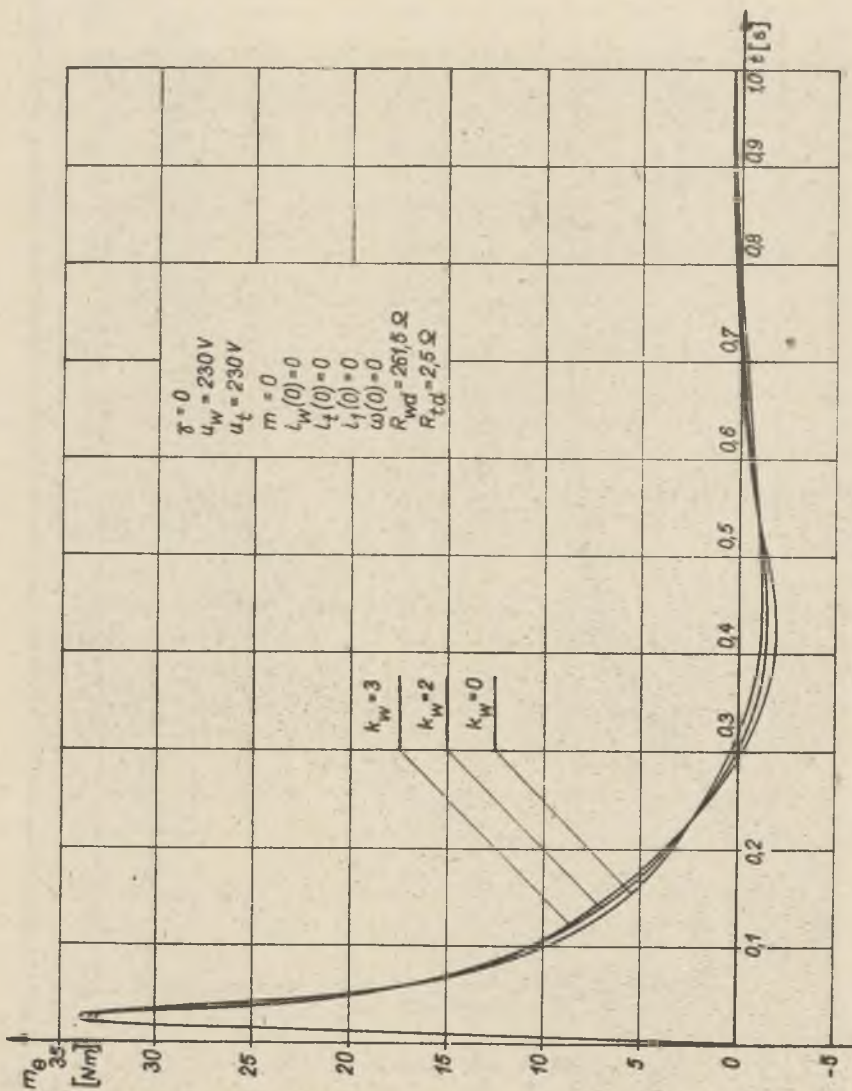
Rys. 10. Wpływ szerokości szostki na przebiegi czasowe prądów szostek modelu jądrowego przy rozruchu



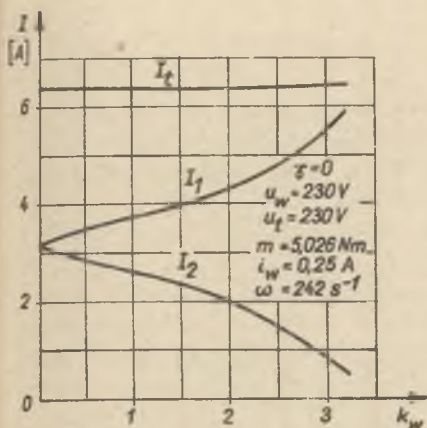
Rys. 11. Wpływ szerokości szczytki na przebiegi czasowe prądu szczytek modelujących przy przezeiwłączeniu



Rys. 12. Wpływ szerokości szostki na przebieg czasowy prędkości kątowej przy rezonansie



Rys. 13. Wpływ szerokości szotki na przebieg czasowy momentu elektromagnetycznego przy rozruchu



rys. 14. Zależność ustalonych wartości prądów twornika I_t i szozotek modelujących I_1 , I_2 od liczby wycinków komutatora pokrywanych przez rzeczywistą szozotkę przy obciążeniu momentem znamionowym

Przedstawiona metoda okazuje się w zakresie przyjętych uproszczeń niezwykle operatywna, oczywiście może być rozwinięta przez zwiększenie liczby punktowych szozotek modelujących szozotkę rzeczywistą.

Przedstawiona metoda pozwoli na: analizę wpływu na własności dynamiczne maszyn prądu stałego szozotek o różnych konstrukcjach, jak np.: szozotki warstwowe, dzielone itp., dobór optymalnego ze względu na własności dynamiczne pokrycia wycinków komutatora przez szozotki, ocenę wpływu zwiększenia liczby szozotek punktowych modelujących rzeczywistą szozotkę na wyniki obliczeń (wybór wariantu optymalnego), uwzględnienie rezystancji poprzecznej i podłużnej szozotki itp., analizę

wpływu szerokości szozotki na procesy przejściowe maszyn zasilanych prądem pulsującym z przekształtników tyrystorowych.

LITERATURA

- [1] Puchała A.: Dynamika maszyn i układów elektromechanicznych. PWN, Warszawa 1977.
- [2] Puchała A.; Noga M., Gołębiowski L.: Zbiór zadań z dynamiki maszyn i układów elektromechanicznych. PWN, Warszawa 1979.
- [3] Czajkowski J.: Estymacja parametrów dynamicznych modeli maszyn elektrycznych. Zeszyty Naukowe AGH, Kraków, z. 111, 1979.

Recenzent: prof. dr hab. inż. Władysław Paszek

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ЩЕТКИ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАШИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Резюме

В работе предложен упрощенный метод, позволяющий определить влияние закорачиваемых реальной щеткой якорных секций на динамические свойства постоянного тока. Работа реальной щетки покрывающей произвольное количество пластин коллектора моделирована при помощи системы двух точечных щеток, соединенных друг с другом и таким образом замыкающих накоротко часть обмотки якоря.

Приводятся общие уравнения состояния машины для раньше принятой модели реальной щетки. На основе предложенной модели и численных расчетов представлено протекание (характеристика) избранных переходных процессов модельного двигателя, для ширины щетки равной 0 (точечная щетка), 1, 2, 3 (реальная щетка) шириной коллекторной пластины.

THE INFLUENCE OF BRUSH WIDTH ON THE DYNAMIC PROPERTIES OF THE DIRECT CURRENT MACHINE

Summary

The paper presents a simplified method defining the influence of shorting by brush armature coil on the dynamic proprieties of the direct current machines. The work of the real brush has been modeled with the aid of an arrangement connecting two point brushes and in this way shorting part of the armature coil.

The general equations of the state for the machine with the received model of the real brush are presented. The choice transients of modelling motor on the basis of the proposed model and numerical calculation for brush width equal 0 (point brush), 1, 2, 3 (real brush) width of commutator bar have been given.

Daniam MAĆKIEWICZ

Ośrodek Badawczo-Rozwojowy
Dużych Maszyn Elektrycznych
"Dolmal", Wrocław

DODATKOWE PROBLEMY W SILNIKU PRĄDU STAŁEGO
PRZY ZASILANIU Z PRZEKSZTAŁTNIKA TYRYSTOROWEGO

Streszczenie. W artykule omówiono dodatkowe problemy komutacyjne, mechaniczne i ciepłne, występujące w silniku prądu stałego przy zasilaniu z przekształtnika tyrystorowego. Podano między innymi prostą zależność pozwalającą oszacować dopuszczalną ze względów komutacyjnych falistość prądu twornika, omówiono dynamiczne obciążenia mechaniczne silnika, występujące przy dużych szybkościach zmian tego prądu oraz na przykładzie serii PW-100 silników wyciągowych przedstawiono podejście do wyboru rozwiązania konstrukcyjnego uzwojenia twornika ograniczającego wartość strat dodatkowych wydzielaną w tym uzwojeniu.

Rozwój energoelektroniki spowodował, że do zasilania silników w regulowanych napędach prądu stałego stosuje się obecnie najczęściej przekształtniki tyrystorowe. Tyrystorowy napęd prądu stałego w porównaniu z klasycznym układem Leonarda ma bowiem większą sprawność energetyczną i lepsze własności dynamiczne oraz wymaga mniejszej kubatury pomieszczeń instalacyjnych. W silniku zasilanym z przekształtnika tyrystorowego występują jednak dodatkowe obciążenia komutacyjne, mechaniczne i ciepłne, wynikające z właściwości przekształtnika. W dalszej części niniejszego artykułu poruszono niektóre zagadnienia dotyczące tych obciążeń, nie pretendując do wyczerpującego ich omówienia.

Napięcie na wyjściu z przekształtnika, poza wartością średnią, będącą funkcją jego kąta wysterowania, zawiera harmoniczne, których rząd zależy od liczby taktów przekształtnika, a wartość między innymi od kąta wysterowania, wobec czego przez obwód twornika silnika płynie prąd falisty $i = I_0 + \sum_k I_k \sin \omega t$. Wartość składowej I_0 wynika z obciążenia silnika momentem hamującym (przy obciążeniu znamionowym $I_0 = I_N$) zaś składowe zmienne I_k wynikają z odpowiednich harmonicznych napięcia wyprostowanego i indukcyjności obwodu obciążenia przekształtnika. Miarą zawartości składowych zmiennych w prądzie twornika jest współczynnik falistości $W_1 = \sqrt{\sum I_k^2 / I_0^2}$.

Liczby porządkowe harmonicznych k określa zależność $k = kp$, przy czym: $k = 1, 2, 3, \dots$; p - liczba taktów przekształtnika. Dopuszczalną ze wzglę-

dów komutacyjnych wartość współczynnika falistości prądu twornika, dla silników dużej mocy, można oszacować z następującej zależności:

$$W_{id} = 0,4/e_{rN} \cdot k_D$$

przy czym: e_{rN} - średnia obliczeniowa wartość napięcia samoindukcji zezwolą komutującego przy znamionowym prądzie twornika I_N i znamionowej prędkości obrotowej n_N ; $k_D = n_{max}/n_N$ - stosunek prędkości obrotowej przy odzwbudzeniu silnika do prędkości znamionowej. Dla ograniczenia falistości prądu twornika do wymaganej wartości niezbędna jest odpowiednia indukcyjność obwodu obciążenia przekształtnika $L = k_f L_{AC} + L_D$, przy czym: k_f - współczynnik tłumienia indukcyjności obwodu twornika, zależny od częstotliwości podstawowej (znaczącej) harmonicznej, prądu; L_{AC} - indukcyjność obwodu twornika wyliczona wg znanych zależności dla przebiegów prądowych o częstotliwości $f < 5$ Hz; L_D - indukcyjność dławika wygładzającego. Dla prawidłowego doboru indukcyjności dławika lub dla stwierdzenia, że jest on zbędny, konieczna jest znajomość wartości współczynnika k_f .

Przekształtnik pracujący w układzie mostka trójfazowego, stosowany zwykle w napędach średniej i dużej mocy, ma liczbę taktów $p = 6$ i dlatego znaczącą składową zmienną w prądzie twornika jest szósta harmoniczna I_6 o częstotliwości $f = 300$ Hz. Praktyczne obliczenia można ograniczyć do tej składowej i wówczas współczynnik falistości prądu twornika $W_{id} \approx W_{i6} = I_6/I_N$. Pomierzony w dużych silnikach budowanych w "Doimelu" współczynnik tłumienia indukcyjności $k_f = k_{300} = 0,5, \dots, 0,6$. W produkowanych przez "Doimel" silnikach prądu stałego serii PW-100 o momentach obrotowych 230...500 kNm przeznaczonych do napędu urządzeń wyciągowych w górnictwie, współczynnik $k_{300} \approx 0,6$. Silniki te mają jednak taką indukcyjność obwodu twornika, że przy ich zasilaniu z trójfazowego motkowego przekształtnika tyrystorowego mogą pracować bez dławików wygładzających.

Właściwości dynamiczne przekształtnika tyrystorowego są takie, że może on powodować w obwodzie twornika wielkie szybkości zmian prądu dI/dt . Dopuszczalne ze względów komutacyjnych wartości dI/dt wynoszą:

- 20 I_N/s dla silnika o litym jarzmie stojana;
- 200 I_N/s dla silnika o blachowanym poprzecznym obwodzie magnetycznym.

Blachowanie poprzecznego obwodu magnetycznego wymagane jest głównie ze względu na duże wartości dI/dt . Zaprojektowanie silnika o szeroko pojętych parametrach komutacyjnych odpowiednich dla $dI/dt = 150 \dots 200 I_N/s$ nie przedstawia obecnie większych trudności technicznych. Silnik o litym jarzmie stojana może zadowalająco pracować przy zasilaniu z przekształtnika tyrystorowego, jeśli będą odpowiednio zwolnione szybkości zmian prądu twornika dI/dt .

Składowe zmienne w prądzie twornika i jego duże szybkości zmian wywołują w silniku dodatkowe obciążenia mechaniczne. Prądy I_6 wywołują zmienne momenty obrotowe, których częstotliwości nie zależą od prędkości obrotowej

silnika a wynikają z liczby taktów przekształtnika. Duże wartości dI/dt powodują, że silnik jest obciążany momentami dynamicznymi, wobec czego maksymalny moment obrotowy $M_{\max} = k_d k_M M_N$, przy czym: k_d - współczynnik dynamiczny; k_M - względna robocza przeciążalność momentem obrotowym; M_N - znamionowy moment obrotowy silnika. Wyznaczenie współczynnika k_d jest zwykle bardzo kłopotliwe. W wypadku jednak silnika oboowzbudnego napędzającego urządzenia wyciągowe, którego rozruch rozpoczyna się ze stanu zahamowanego, można w przybliżeniu założyć, że wał jest utwierdzony w płaszczyźnie działania hamulca mechanicznego i wówczas wyznaczenie współczynnika k_d , dla różnych wartości $dI/dt = dM/dt$, nie przedstawia większych trudności. Obliczenia wykonane w Dolmelu dla nowo projektowanej serii PW-200 silników wyciągowych o momentach obrotowych 640, 800 i 1000 kN.m wykazały, że już przy $dI/dt = 50 I_N/s$ współczynnik dynamiczny wynosi około 1,5, wobec czego z tego względu ograniczono dopuszczalną szybkość zmian prądu do $dI/dt \leq 50 I_N/s$. W silnikach tych przy $dI/dt = 200 I_N/s$ współczynnik $k_d \approx 1,9$, więc osiąga już wartość zbliżoną do największej możliwej $k_d = 2$, która odpowiada skokowej zmianie prądu (momentu obrotowego). Duże wartości dI/dt są także przyczyną dynamicznych obciążeń zamocowania osiek do rdzeni biegunów pomocniczych. Niestaranne wykonanie tego zamocowania może być przyczyną awarii silnika.

Składowe zmienne prądu twornika I_d zwiększają obciążenie cieplne silnika, bowiem wywołują dodatkowe straty mocy $\Delta P = \sum I_d^2 R_d$. W silnikach szybkobieżnych średniej i dużej mocy, a zwłaszcza jeśli silniki te mają regulację prędkości obrotowej przez odzwbudzanie, wymagane ze względów komutacyjnych ograniczenie falistości prądu jest zwykle tak duże, że dodatkowe obciążenia cieplne nie odgrywają większej roli. W silnikach wolnobieżnych dużej mocy, a zwłaszcza jeśli silniki te nie mają regulacji prędkości obrotowej przez ich odzwbudzanie, może zaistnieć konieczność obniżenia mocy w istniejącym silniku lub specjalnego zaprojektowania uzwojenia twornika w maszynie konstruowanej, jeśli zamierza się dopuścić możliwą ze względów komutacyjnych falistość prądu. Uzwojenie twornika jest zwykle najbardziej obciążonym cieplnie elementem, bowiem od jego wykorzystania zależą wskaźniki techniczno-ekonomiczne silnika i dlatego zarówno ze względu na nagrzewanie się tego uzwojenia, jak i na sprawność silnika należy dążyć do ograniczenia strat wywoływanych przez składowe zmienne prądu twornika. Rozwiązania konstrukcyjne uzwojenia twornika zmniejszające te straty ograniczają jednocześnie straty związane z procesem komutacji - zmniejszają więc łączne straty dodatkowe wydzielane w tym uzwojeniu.

Według danych projektowych przy podziale pręta twornika na jego wysokości na tę samą liczbę drutów równoległych, najmniejsze straty dodatkowe występują w uzwojeniu z przeplotem pręta w osłóce szlókowej, pośrednia wartość tych strat jest w uzwojeniu szablonowym (osłóki z główkami), a największe straty dodatkowe występują w uzwojeniu o prętach łączonych ze sobą za pomocą skuwek po stronie przeciwnej do komutatora. Rozwiązanie z przeplotem

tem pręta jest technologicznie kłopotliwe i kosztowne, szczególnie jeśli w rachubę wchodzi przeplot pręta podzielonego na trzy części. Uzwojenie szablonowe - dość dobre jeśli chodzi o straty dodatkowe - nie jest najbardziej korzystne ze względów komutacyjnych. W realnym projekcie silnika poszukuje się więc rozwiązania kompromisowego. W serii PW-100 silników wyciągowych zaprojektowano uzwojenia tworników o prętach podzielonych na wysokości na trzy izolowane druty równoległe i cewkach częściowo zamkniętych (z niepełnymi główkami). W takiej cewce dwa pręty (jeden pręt boku górnego i jeden pręt boku dolnego) połączone są z prętami sąsiednich cewek za pomocą skuwek. Rozwiązanie to umożliwia zastosowanie korzystnego pod względem komutacyjnym skrótu uzwojenia przy stratach dodatkowych tylko nieco większych niż w rozwiązaniu z uzwojeniem czysto szablonowym. Identyczne rozwiązanie uzwojenia twornika przewiduje się zastosować w silnikach wyciągowych serii PW-200.

Zdobyte doświadczenia konstrukcyjno-badawcze, omówione po części w niniejszym artykule oraz właściwości eksploatacyjne wykonanych silników pracujących w hutnictwie i górnictwie, pozwalają stwierdzić, że w biurze konstrukcyjnym Ośrodka Badawczo-Rozwojowego Dużych Maszyn Elektrycznych oprowadniano projektowanie silników prądu stałego do zasilania z przekształtników tyrystorowych.

LITERATURA

- [1] Beier E.: Einfluss der Glättungsinduktivität auf Kommutierung und Leistung thyristorgespeister Gleichstrom-Nebenschlussmaschinen. Siemens-Zeitschrift 42(1968), H.10, s. 843.
- [2] Budig P.K.: Das Betriebsverhalten von mischstromgespeisten Gleichstrommaschinen. Elektrik 24 (1970), H.5, s. 167.
- [3] Praca zbiorowa. Projektowanie przekształtników tyrystorowych. WNT, Warszawa 1974.
- [4] Piątkiewicz A., Sobolski R.: Dźwignice T.I. WNT, Warszawa 1977.

Recenzent: doc. dr hab. inż. Władysław Mizia

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАТРУДНЕНИЯ ВЫСТУПАЮЩИЕ В ДВИГАТЕЛЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА,
ПИТАЕМОМ ОТ ТИРИСТОРНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Резюме

В статье обсуждены дополнительные коммутационные, механические и тепловые нагрузки, имеющие место в двигателе постоянного тока при его питании от тиристорного преобразователя. Указана простая зависимость, позволяющая оценить допускаемую, по коммутационным условиям, волнистость тока якоря; обсуждены динамические механические нагрузки двигателя, появляющиеся при больших скоростях изменений этого тока, а также, на примере серии |PW-100-подъемных двигателей, представлен подход к выбору конструктивного решения якоревой обмотки, ограничивающей значение дополнительных потерь, выступающих в этой обмотке.

ADDITIONAL PROBLEMS IN DIRECT CURRENT MOTOR SUPPLIED
BY A THYRISTOR CONVERTER

Summary

Additional commutation, mechanical and thermal loads appearing in a direct current motor supplied by a thyristor converter are discussed. Among other things simple relation enabling assessing permissible current wave distortion due to commutation armature is given. Motor dynamic mechanical load appearing during rapid changes of that current is discussed and, basing on PW-100 version of colliery winder motor, the approach to armature winding design feature selection to limit the additional losses dissipated in that winding is presented.

Zbigniew TERTIL

Instytut Maszyn i Sterowania Układów
Elektroenergetycznych

Akademia Górniczo-Hutnicza
w Krakowie

MOŻLIWOŚCI WYZNACZANIA PARAMETRÓW I CZYNNIKÓW MAJĄCYCH WPŁYW NA KOMUTACJĘ MASZYN PRĄDU STAŁEGO

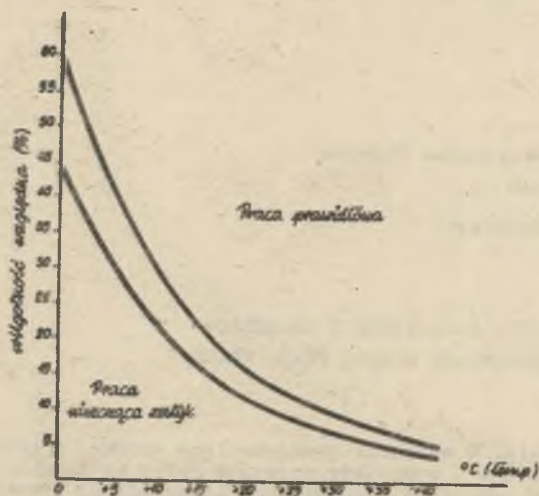
Streszczenie. W artykule przedstawiono krótko możliwości określenia przebiegów i czynników mających wpływ na komutację maszyn prądu stałego. Z czynników zewnętrznych nieco bliżej rozpatrzono wpływ wilgoci i mgły olejowej. Odnośnie do przebiegów wewnętrznych, omówiono krótko możliwości pomiarów i obciążeń strumienia komutacyjnego w stanach nieustalonych oraz parametrów i przebiegów w samych cewkach komutujących. We wnioskach stwierdzono, że możliwości obciążeń i pomiarów są w warunkach przemysłowych bardzo ograniczone i pozostają tylko możliwości pomiarów bezpośrednio na zestyku szozotka-komutator.

WSTĘP

Wśród personelu zajmującego się eksploatacją i ewentualnie remontami maszyn prądu stałego średnich i dużych mocy wiadome jest, że na jakość komutacji wpływa wielka liczba czynników wewnętrznych i zewnętrznych. Znane są w przemyśle przypadki, że maszyna pracująca przez wiele lat nagle zaczyna wykazywać wadliwą komutację, po czym sama pozornie wraca do poprawnej pracy. Niekiedy znów maszyna zaczyna inaczej reagować na dotychczas stosowane zabiegi konserwacyjne. Doszukiwanie się przyczyn takich przypadków jest na ogół trudne i żmudne, choć z drugiej strony, posiadając w tej dziedzinie pewne doświadczenie, można uzyskać dobre rezultaty w doprowadzeniu maszyny ponownie do zadowolającego stanu.

1. WPŁYW CZYNNIKÓW ZEWNĘTRZNYCH

Jednym z podstawowych czynników jest tu wilgotność powietrza. Jej wpływ był już dawno przedmiotem wielu badań i jest obecnie stosunkowo dobrze znany. Niszczące działanie na zespół szozotka-komutator występuje głównie przy zbyt suchym powietrzu oraz przy obecności skroplonej pary wodnej. Na podstawie pracy [1] można podać wykres (rys. 1).



Rys. 1. Zależność pracy szcetek od wilgotności względnej

Niedostateczna zawartość wilgoci w powietrzu pozbawia grafit własności smarujących, politura komutatora staje się matowa, wzrasta współczynnik tarcia. Poniżej pewnej granicy dochodzi do całkowitego zardarcia politury i błyskawicznego zużycia szcetek. Problemy te znane są w eksploatacji ma-

szyn komutatorowych, pracujących na bardzo dużych wysokościach. Należy jednak podać, że z różnych pomiarów prowadzonych przez autora w hutach wynika, że wilgotność względna powietrza chłodzącego maszyny w obiegach zamkniętych jest bardzo niska - rzędu 10-20%, co przy temperaturze 20-30°C może już źle wpływać na pracę zestyku szcotka-komutator. Z drugiej strony wysoka wilgotność wpływa pozornie pozytywnie na komutację, gdyż powstaje "gruba" politura, powierzchnia ślizgowa szcetek jest gładka. Według prowadzonych przez autora doświadczeń, politura taka nie jest jednak wytrzymała na obciążenia



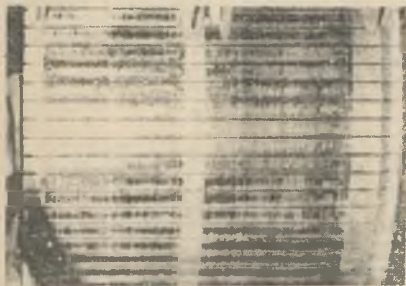
Rys. 2

udarowe, łatwo ulega wypaleniom i odsłaniają się plamy gołej miedzi. Fotografia na rys. 2 pokazuje 2 szcetki z tego samego materiału, pracujące po ok. 50 godzin w takich samych warunkach elektrycznych - jedna przy wilgotności względnej 15-20%, druga 85%.

Skroplona para wodna lub mgła wodna z zawartością chlorków sodu lub wapnia występuje bardzo często w otoczeniu silników trakcyjnych. Prowadzi

to do tworzenia się plamistej ciemnej polityry i "brządkowania" komutatorów.

Poza wilgocią występuje oczywiście wpływ najróżnorodniejszych substancji chemicznych, które mogą występować w powietrzu chłodzącym. Z nich wszystkich warto kilka słów poświęcić często występującym zanieczyszczeniom olejowym. Pozornie trudno jest przyjąć występowanie zawiesiny oleju w powietrzu, jednak prowadzone przez autora doświadczenia na jednej z walcowni wykazały, że okresowe pogarszanie się komutacji w silnikach walcowniczych pokrywało się z wyciekaniem oleju z łożysk do kanałów wentylacyjnych. Obecność zawiesiny oleju w powietrzu stwierdzono ponadto stosując specjalne filtry w obiegu powietrza.



Rys. 3

Z powyższym zagadnieniem łączy się również nie zawsze prawidłowa obsługa komutatorów. Rozpowszechnione mycie komutatorów po przeglądach czy remontach alkoholem etylowym nie ma zupełnie sensu. Zanieczyszczenia na komutatorze najczęściej bowiem są typu olejowego, którego alkohol etylowy nie rozpuszcza. Jako ilustracja podany jest na rys. 3 przedstawiający "politurę" komutatorową powstałą na zaolejonym komutatorze po przetarciu go alkoholem. Do mycia komutatorów należy używać substancji, w których oleje i smary rozpuszczają się.

Do czynników zewnętrznych, mających wpływ na pracę zestyku szozotkowego, można też zaliczyć napięcie zasilające silnik, choć jest to przyjęcie dyskusyjne, gdyż kształt krzywej napięcia wpływa oczywiście na szereg przebiegów elektromagnetycznych w różnych obwodach maszyny. Wpływ ten jednak można obserwować też na zewnątrz. Poza ogólnym pogorszeniem się komutacji, niektóre gatunki szozotek reagują bowiem powstawaniem na powie-

Rys. 4

rzchni ślizgowej o charakterystycznych erozyjnych plamek (rys. 4). Nie pogarsza to bezpośrednio komutacji, ale powoduje przyspieszenie zużycia szozotek.

2. ZAGADNIENIA MATERIAŁOWE

W tej dziedzinie uchwycenie parametrów wpływających na komutację jest również utrudnione ze względu na wielką różnorodność materiałów szcztokowych, pojawianie się coraz to nowych oraz występujący dość często brak powtarzalności parametrów w różnych partiach tego samego materiału. Dodatkowo rozszerzenie liczby czynników wpływających na pracę zestyku szcztoka - komutator spowodowało powszechne ostatnio wprowadzenie do produkcji materiałów nasyconych halogenkami lub teflonem.

W takiej sytuacji pozostaje tylko określenie własności komutacyjnych różnych materiałów wyłącznie na drodze doświadczalnej i tak też postępują wszystkie znane wytwórnie, podając gotowe tabele i zestawienia zastosowań produkowanych materiałów szcztokowych. W naszych aktualnych warunkach specjalnego znaczenia nabiera uzyskanie krajowych materiałów o odpowiednio dobranych i potwierdzonych własnościach eksploatacyjnych [2].

3. ELEKTROMAGNETYCZNE PARAMETRY POPRZECZNEGO OBWODU MAGNETYCZNEGO

Na wstępie należy rozdzielić dwie zasadniczo różne sytuacje, w których może znajdować się maszyna: w fazie projektowania i produkcji lub też w eksploatacji w zakładzie przemysłowym. W pierwszym przypadku znane są wszystkie dane materiałowe i geometryczne, nieznane jest natomiast w pełni zachowanie się maszyny w pracy - a w drugim na odwrót. W fazie projektowania oblicza się zwykle podstawowe parametry magnetyczne i geometryczne obwodu poprzecznego, jak: Φ_K , $\dot{\Phi}_K$, kształt nabiegowników biegunów komutacyjnych i wiele innych. Z reguły rozpatruje się stan ustalony pracy, w niezliczonych tylko przypadkach wytwórnie podają np. dopuszczalną, ze względu na komutację, szybkość narastania prądu (kA/s). Zwykle określa się tylko przeciążalność statyczną. Nieco szerzej określa się parametry maszyny mającej pracować przy silnie odkształconym prądzie. Poprzeczny obwód magnetyczny jest wtedy w całości blachowany i wyznacza się dopuszczalne współczynniki kształtu prądu twornika. Ten ostatni parametr jest jednak określany głównie ze względu na wzrost strat w maszynie, a nie ze względu na komutację.

W warunkach eksploatacyjnych z reguły nie są interesujące parametry istotne dla stanów ustalonych, zachodzi natomiast często potrzeba przewidzenia zachowania się maszyny w stanach przejściowych (jak stan nieustalony należy przyjmować zarówno szybkie zmiany prądu twornika, jak i jego pulsujący charakter). Istotną rzeczą jest obliczenia przebiegów $\Phi_K(t)$ w stosunku do $i_t(t)$. Są różne możliwości postępowania: można wyznaczać $\Phi_K(t)$ na podstawie znanej transmitancji poprzecznego obwodu magnetycznego [3], można założyć przebieg $i_t(t)$ jako znany i wyznaczyć obliczeniowo $\Phi_K(t)$ [4] lub też postępować według klasycznej teorii obwodowej i traktować elek-

tryczny obwód poprzeczny jako wielooczkowy układ elementów R L [4]. Wszystkie metody opisane są dokładnie w cytowanych pozycjach literatury i w tym miejscu można podać tylko ich cechy charakterystyczne. W pierwszym przypadku [3] punktem wyjścia do obliczenia $\Phi_K(t)$ jest transmitancja poprzecznego obwodu magnetycznego w postaci

$$\hat{K}_q(j\omega) = k_1 \hat{K}_1(j\omega) - k_2 \hat{K}_2(j\omega),$$

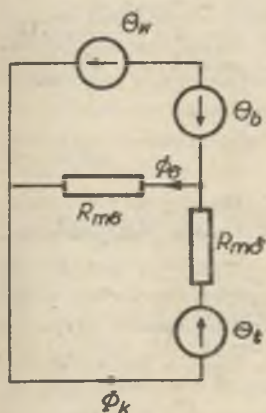
gdzie: k_1, k_2 - stałe zależne od geometrii obwodu magnetycznego, zaś $\hat{K}_1(j\omega)$ i $\hat{K}_2(j\omega)$ zależą od stałych czasowych obwodu. Zarówno stałe k jak i transmitancje składowe \hat{K}_1 i \hat{K}_2 można wyznaczać analitycznie metodą aproksymacji, przyjmując model matematyczny obwodu, lub też pomiarowo na podstawie wyznaczonej charakterystyki modułowo-fazowej $\hat{K}(j\omega)$. W drugiej metodzie, po przyjęciu prostego modelu obwodu magnetycznego (rys. 5) i założeniu np. wykładniczego przebiegu narastania prądu z wykładnikiem α , otrzymuje się strumień w postaci:

$$\Phi_K(t) = \frac{(\Theta_{bmax} - \Theta_{tmax})(1 - e^{-\alpha t}) - \Theta_w(t)}{R_{mf}}$$

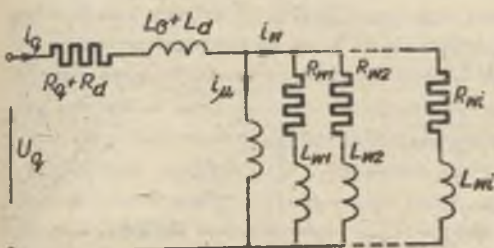
gdzie:

$\Theta_b, \Theta_t, \Theta_w$ - odpowiednio SMM biegunów komutacyjnych, twornika i prądów wirnych,

R_{mf} - reluktancja szczeliny powietrznej pomiędzy biegunem a twornikiem.



Rys. 5



Rys. 6

Istotny dla całości przebieg $\Theta_w(t)$ jest obliczeniowo dość złożony i zawiera funkcje specjalne. Ważnym parametrem wymagającym dokładnego określenia jest reluktancja rozproszenia biegunów komutacyjnych.

Trzecia wreszcie metoda, opierająca się na klasycznym układzie wielooczkowym (rys. 6), wymaga wyznaczenia jego parametrów oraz przebiegów $i_q(t) - i_{\mu}(t)$ i $i_w(t)$. Metoda ta jest

niewygodna ze względu na konieczność pomocniczego wyznaczenia dużej wartości I_g [4] oraz występowania prądu twornika w postaci złożonych funkcji.

W rezultacie porównań, wydaje się, że dla warunków eksploatacyjnych najdogodniejsza jest metoda druga, gdyż nie wymaga skomplikowanych pomiarów lub obliczeń pomocniczych, zaś przyjmowanie prądu twornika jako np. prostego przebiegu wykładniczego jest wystarczająco dokładne (co potwierdziły liczne proste pomiary na różnych maszynach).

W przypadku występowania prądu pulsującego obliczenia prowadzi się zwykle dla podstawowej harmonicznej składowej przemiennej za pomocą liczb zespolonych, przy czym istota stosowanych metod nie ulega zasadniczej zmianie.

Należy jednak wyraźnie podkreślić, że wszystkie wyżej opisane metody obliczeń nie pozwalają same przez się określić komutacji maszyny, przy szybko zmieniającym się lub pulsującym prądzie twornika. Jako odniesienie w każdym przypadku służy klasyczna strefa komutacji beziskrowej, wyznaczona w warunkach statycznych. Pomiar ten jest jednak w warunkach przemysłowych dla silników praktycznie niewykonalny - co wyraźnie ogranicza przydatność praktyczną wszystkich metod obliczeniowych.

W ostatnich latach pojawiają się wprawdzie próby uniknięcia tych trudności przez uzyskanie stref komutacji beziskrowej na drodze obliczeniowo-teoretycznej [5],[6],[7]. Można jednak stwierdzić, że obliczenia te są żmudne (mimo stosowania ETO), wymagają wielu danych wstępnych, a wyniki są niepewne i nie mogące budzić zaufania ze względu na różnorodność czynników przypadkowych.

4. PARAMETRY OBWODÓW KOMUTACYJNYCH - PRÓBY POMIARÓW I OBLICZEŃ

Aby prowadzić obliczenia lub pomiary należy oczywiście najpierw przyjąć model obwodu lub obwodów komutujących. Na tej podstawie można dążyć do uzyskania przebiegu $i(t)$ w cewce komutującej, co pozwala ocenić jakość komutacji. Znowu występują tu wiele możliwości co do modelu: od przyjmowania prostych klasycznych aż po bardzo złożone [8] [9]. W każdym przypadku niezbędne jest określenie pewnych elementów R , L oraz sił elektromotorycznych. Ich pomiarowe wyznaczenie jest niestety trudne. Nawet tak prosty pomiar jak wyznaczenie siły elektromotorycznej rotacji od pola biegunów komutacyjnych - $e_k(t)$ jest ze względu na najróżnorodniejsze zakłócenia bardzo utrudniony, a tym samym bardzo mało dokładny [4]. Możliwe jest oczywiście uzyskiwanie tych danych drogą pośrednią poprzez wykonywanie pomiarów na specjalnych modelach lub na maszynach w trakcie ich budowy - co jednak jest nieaktualne w warunkach przemysłowych.

5. WNIOSKI KOŃCOWE

W warunkach przemysłowych istnieją bardzo ograniczone możliwości wykonywania pomiarów parametrów i przebiegów mających wpływ na komutację prądu stałego.

Próby zastąpienia w ostatnich latach pomiarów skomplikowanych obliczeniami teoretycznymi nie dają wiarogodnych wyników.

Klasyyczny pomiar strefy komutacji beziskrowej ma w warunkach przemysłowych bardzo ograniczone zastosowanie - co z kolei ogranicza stosowanie metod pomiarowo-obliczeniowych.

Do praktycznego wykorzystania pozostają jedynie metody pomiarowe, oparte na bezpośrednim badaniu zestyku szozotka-komutator. Do nich zaliczyć można metodę pomiaru napięć na krawędziach szozotek opisaną dokładnie w pracy [4] oraz różne metody pomiarów iskrenia, np. [10].

LITERATURA

- [1] Chisamutdinow R.Ch.: Komutacja maszyn postojannogo toka. Metalurgizdat 1953.
- [2] Tertil Z., Bal B.: O własności krajowych materiałów szozotkowych przy zastosowaniu ich do maszyn prądu stałego serii Pb i Pc. Materiały XVIII Sympozjum Maszyn Elektrycznych.
- [3] Glinka T.: Własności komutacyjne maszyn prądu stałego przy pulsującym bądź szybko zmieniającym się prądzie twornika. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej. Elektryka 44/1974.
- [4] Tertil Z.: Doświadczalne metody badania elektromagnetycznych i komutacyjnych własności maszyn prądu stałego. Zeszyty Naukowe AGH. Elektryfikacja i mechanizacja górnictwa i hutnictwa. 132/1981.
- [5] Pratt J.W.: The influence of design parameters on the sparkless zones of d.c. machines. GEC Journal of Science and Technology 45/2/1979.
- [6] Pruss-Zukowski W.W.: O przybliżenno opisanii beziskrowych zon maszyn postojannogo toka. Elektrizestwo 10/72.
- [7] Wada S., Ototake K.: Digital calculation of no-spark zones of large D-C Machines. IEEE Transactions on Power, Apparatus and Systems 65/63.
- [8] Drehmann A.: Über die Möglichkeit der genaueren Darstellung des Kommutierungsvorganges. E.u.M. 1/69.
- [9] Karasew M.N.: Komutacja kolektornych maszyn postojannogo toka. Gas-energoizdat 1961.
- [10] Jakubiec J., Warchoł I., Wiechuła P.: Pomiar intensywności iskrenia komutatorów. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej. Elektryka z. 53 1976.

Recenzent: prof. dr hab. inż. Władysław Paszek

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ И ФАКТОРОВ
ИМЕЮЩИХ ВЛИЯНИЕ НА КОММУТАЦИЮ МАШИН ПОСТОЯННОГО ТОКА

Р е з ю м е

В работе кратко представлено влияние разнообразных внешних и электромагнитных факторов на коммутацию в машине постоянного тока. Ниже критически оценены возможности определения электромагнитных параметров поперечной магнитной цепи и коммутирующих контуров для машин работающих в промышленности. Было установлено, что только небольшую группу измерительных и вычислительных методов можно в этих условиях использовать. Представлены примеры этих методов.

POSSIBILITIES OF DETERMINATION OF PARAMETERS
AND FACTORS AFFECTING THE COMMUTATION IN D.C. MACHINES

S u m m a r y

The paper presents in brief the effect of different external and electromagnetic factors on the commutation processes in D.C. machines. The possibilities of determination of electromagnetic parameters of the transverse magnetic circuit and of the commutating circuits are critically assessed in the sequel for machines operating in the industry. It was found that only few measurement and calculation methods can be used under these conditions. Examples of such methods are given.

Zbigniew TERTIL

Instytut Maszyn i Sterowania Układów
Elektroenergetycznych
Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie

Bronisława BAL

Sądeckie Zakłady Elektro-Węglowe
Nowy Sącz

WŁASNOŚCI KRAJOWYCH MATERIAŁÓW SZCZOTKOWYCH
PRZY ZASTOSOWANIU ICH DO MASZYN PRĄDU STAŁEGO SERII P_b i P_c

Streszczenie. Omówiono krótko dotychczasowy system doboru szczotek w polskim przemyśle wytwórczym maszyn elektrycznych oraz w zakładach użytkujących maszyny prądu stałego. Dla umożliwienia zastępowania szczotkowych materiałów importowanych podjęto produkcję ulepszonych materiałów w kraju i równocześnie znacznie rozszerzono zakres badań nowych materiałów na rzeczywistych maszynach. Podano zestawienie wyników badań 3 wybranych materiałów krajowych w porównaniu z typowym materiałem importowanym.

WSTĘP

Odpowiedni dobór materiału szczotkowego jest stale aktualnym problemem przy eksploatacji maszyn komutatorowych. W polskim przemyśle i trakcji duży procent maszyn pracuje ze szczotkami importowanymi. Sytuacja ta powstała stąd, że szczotki krajowe w wielu przypadkach nie spełniały warunków stawianych im przy trudnej komutacji i nie zapewniały powtarzalności parametrów kolejnych partii materiału (nota bene ta wada zdarza się też niekiedy przy materiałach renomowanych firm zagranicznych). Ponadto nie było właściwie dokładnego rozeznania co do własności komutacyjnych poszczególnych krajowych gatunków szczotek w różnych warunkach pracy i zasilania. Jasne jest więc, że użytkownicy maszyn bronili się i bronią przed zastępowaniem wypróbowanych materiałów importowanych materiałami krajowymi. Aby tę sytuację zmienić przystąpiono w Sądeckich Zakładach Elektro-Węglowych do opracowania technologii nowych materiałów szczotkowych o lepszych parametrach. Równocześnie na pierwszych partiach tych materiałów rozpoczęto prowadzenie badań ich zdolności komutacyjnych na rzeczywistych maszynach.

1. SPOSÓB PROWADZENIA I ZAKRES PRÓB MATERIAŁÓW SZCZOTKOWYCH

Dotychczas materiały szcztokowe były badane głównie w laboratoriach zakładów wytwórczych pod względem ich własności fizykochemicznych oraz przy użyciu tzw. zwartych komutatorów. Obecnie przyjęto zasadę, że obok dotychczasowych prób, należy szcztoki badać na rzeczywistych maszynach w różnych warunkach pracy i zasilania. Jasne jest, że warunki elektryczne są tu całkowicie różne od zwartych komutatorów. Taki tok postępowania pozwala dokładnie sprawdzić własności eksploatacyjne przewidywane teoretycznie i przygotować szeroki zestaw informacji dla użytkowników. Przyjęto, że najwygodniej jest prowadzić próby systemem porównawczym, przyjmując pewien typowy materiał importowany jako "punkt odniesienia". Jako taki materiał uznano powszechnie używany w maszynach serii Pb i innych EG12 firmy Morgante.

Całość prób podzielono dotychczas na 3 etapy:

- próby wstępne większości krajowych materiałów,
- próby rozszerzone wybranych najlepszych materiałów,
- próby przy różnych warunkach zasilania przy pracy silnikowej.

Do prób przewidziano kilka maszyn prądu stałego z serii Pa, Pb i Po o mocach 6,5 do 55 kW, napięciach 220-440 V i prędkościach 1000 do 3000 obr./min.

Program prób ustawiono w ten sposób, aby uzyskać informacje o:

- zdolności szczotek do tworzenia polityry komutatorowej w warunkach klasycznych,
- pracy w warunkach znamionowego obciążenia maszyn,
- pracy przy znacznym zwiększeniu gęstości prądowej w szczotkach,
- pracy przy obciążeniach udarowych,
- pracy przy silnie odkształconym prądzie twornika (tu również obserwowano obciążenie znamionowe, przeciążenia i obciążenia udarowe),
- zdolności szczotek do pracy na surowym nowo szlifowanym komutatorze w różnych warunkach obciążenia i zasilania.

Każdą próbę prowadzono od kilkudziesięciu do 200 godzin.

W pierwszym etapie przeprowadzono próby na maszynach serii Pa i Pb ośmiu dotychczas produkowanych i nowo wprowadzanych materiałów. Ograniczono się do pracy prądnicowej. Na tej podstawie wytypowano 3 materiały: E1, E2 i E28 wykazujące najlepsze własności i te z kolei poddano następnym próbom na maszynach serii Pb i Po przy pracy prądnicowej i silnikowej przy różnych warunkach obciążenia i zasilania. W trakcie wszystkich prób utrzymywano w przybliżeniu stałe warunki otoczenia, kontrolowano i fotografowano powierzchnie ślizgowe szczotek i komutatora, zużycie szczotek oraz rejestrowano kształt napięcia zasilającego i prądu płynącego przez twornik.

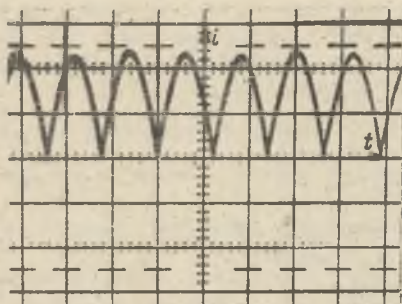
2. ZESTAWIENIE OTRZYMANÝCH WYNIKÓW

	Materiał		
	E1	E2	E28
2.1. Zdolność tworzenia politurý komutatorowej przy klasycznym docieraniu szcztok			
- praca prądnicowa, maszyny serii Pa i Pb małej mocy	0	-	+
- praca prądnicowa, maszyny serii Pb średniej mocy	+	0	-
- praca silnikowa, maszyny serii Po	0	-	0
2.2. Praca ustalona prądnicowa przy podwójnej w stosunku do znamionowej gęstości prądu w szcztkach (ocena komutacji):			
- maszyny serii Pa i Pb małej mocy	++	-	0
- maszyny serii Pb średniej mocy	0	-	+
2.3. Praca przy obciążeniach udarowych. Prąd obciążenia ok. $1,5 I_N$. Gęstość prądowa w szcztkach przy pracy prądnicowej $3 j_N$, przy pracy silnikowej $1,5 j_N$ (ocena komutacji):			
- praca prądnicowa maszyny serii Pa i Pb małej mocy	+	0	-
- praca prądnicowa, maszyny serii Pb średniej mocy	0	0	-
- praca silnikowa, maszyny serii Po	0	0	0
2.4. Praca na surowym komutatorze przy obciążeniach udarowych prądem znamionowym			
- praca prądnicowa, maszyny serii Pa i Pb małej mocy	-	0	-
- praca prądnicowa, maszyny serii Pb średniej mocy	+	+	++
- praca silnikowa, maszyny serii Po	0	0	0
2.5. Zużycie szcztok po wyżej wymienionych próbach:			
- praca prądnicowa, maszyny serii Pa i Pb małej mocy	0	-	-
- praca prądnicowa, maszyny serii Pb średniej mocy	+	+	++
- praca silnikowa, maszyny serii Po	+	++	0

2.6. Praca silników serii Po przy obciążeniu średnim prądem znamionowym i zasilaniu z prostownika tyrystorowego, 3-fazowego, 1-drogowego, przy wsp. kształtu prądu twornika 1,09-1,10 (rys. 1).

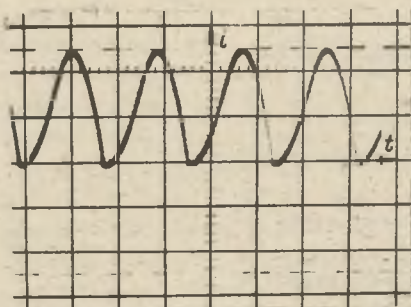
Ocena komutacji, komutator bez polityry wstępnej

0 - -



Rys. 1. Krzywa prądu - zasilanie z prostownika sterowanego 3-fazowego

2.7. Praca silników serii Po przy obciążeniu średnim prądem znamionowym i zasilaniu z prostownika 1-fazowego w układzie mostkowym, przy wsp. kształtu prądu twornika 1,18-1,20 - rys.2



Rys. 2. Krzywa prądu - zasilanie z prostownika niesterowanego 1-fazowego

Ocena komutacji, komutator po pracy w punkcie poprzednim

0 0 0

	E1	E2	E28
2.8. Zużycie szcztok po pracy w dwóch poprzednich punktach	++	+	+
2.9. Ocena tworzącej się politurę po pracy w punktach 2.6. i 2.7	0	--	0

Wyjaśnienie:

W zestawieniu zastosowano oznaczenia:

- 0 - własności takie same jak materiału przyjętego za wzorcowy (EG12),
 - - własności nieznacznie gorsze,
 -- - własności gorsze,
 + - własności nieznacznie lepsze,
 ++ - własności lepsze.

Przy wszystkich próbach pracę silnikową bez dodatkowych wyjaśnień należy rozumieć jako pracę przy znamionowym napięciu zasilania z prostownika 3-fazowego, niesterowanego w układzie mostkowym.

W niektórych punktach występują gorsze wyniki dla maszyn małej mocy niż średniej, co z punktu widzenia elektromagnetycznego nie ma uzasadnienia. Odchyłki te powstały na skutek użycia do prób jednej maszyny serii Pa o złych własnościach komutacyjnych i niezbyt udanej konstrukcji szcztokotrzymaczy.

3. WNIOSKI

Badane krajowe materiały szcztokowe nie wykazały istotnych różnic w stosunku do materiału EG12.

Jedynie materiał E2 tworzył nierówną i ozarną politurę przy pracy silnikowej i silnie odkształconym prądzie twornika. Zaznaczyć jednak należy, że politurę oceniano tylko zewnętrznie, nie kontrolowano dalszej jej wytrzymałości, np. na obciążenia udarowe.

Na podkreślenie zasługuje występujące we wszystkich ważniejszych przypadkach mniejsze zużycie szcztok krajowych.

Badane materiały mogą zastępować materiał importowany.

Recenzent: prof. dr hab. inż. Władysław Paszek

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

СВОЙСТВА ОТЕЧЕСТВЕННЫХ ЩЕТОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИИ
В МАШИНАХ ПОСТОЯННОГО ТОКА СЕРИИ P_B И P_C

Р е з ю м е

Представлены результаты испытаний работы новых щеточных материалов отечественного производства в условиях генераторной и двигательной работы при питании деформированным напряжением. Принята широкая программа испытаний для каждого материала и сравнены результаты испытаний с работой импортных щеток известной фирмы ЭГ 12 - Морганит. Подтверждены возможности замещения этого материала новыми отечественными материалами.

PROPERTIES OF BRUSH MATERIALS MADE IN POLAND
USED FOR D.C. MACHINES OF THE SERIES P_B AND P_C

S u m m a r y

The paper presents operation test results for new brush materials made in Poland, used for generators and motors supplied with distorted voltage. A wide test program was assumed for each material. The results were compared with those obtained for brushes of the popular imported type EG12. Morganite. It was found that there is a possibility to replace this material by new materials made in Poland.

Adam JAGIELLO

Instytut Maszyn i Sterowania

Układów Elektroenergetycznych

Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie

METODA ANALIZY KOMUTACJI W MASZYNACH PRĄDU STAŁEGO

Streszczenie. Podstawą sposobu rozważań nad zjawiskiem komutacji zaproponowanym w artykule jest metoda analizy stosowana w rozwiązywaniu układów z więzami nieholonomicznymi. Dla zbudowania modelu matematycznego, opisującego zjawiska zachodzące w obwodach komutujących, wprowadzono podział realnie istniejących szozotek na układ, elektrycznie równoległe połączonych obwodów, doprowadzających prąd do komutatora. Kryteria podziału uzależniono od typu uzwojenia i liczebności wycinków komutatora objętych przez jedną szczotkę.

W zakończeniu przeprowadzono dyskusję możliwości identyfikacji parametrów zaproponowanego modelu matematycznego.

1. WSTĘP

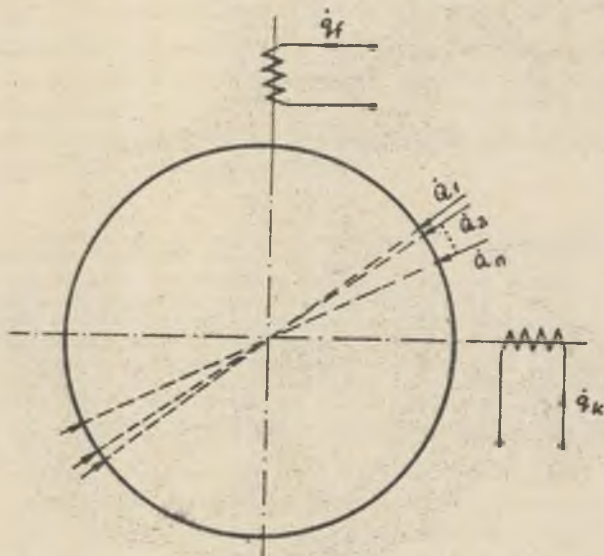
Analiza zjawiska komutacji należy niewątpliwie do najtrudniejszych problemów w teorii maszyn komutatorowych. Jest to związane z faktem, że łączą się tu zjawiska elektromagnetyczne, mechaniczne i fizykochemiczne. Udział każdego z nich w całkowitym procesie komutacji jest równoprawny. Źle dobrane bowiem parametry mechaniczne węzła szczotkowego lub źle uformowany komutator prowadzą do zbyt szybkiego zużycia się szozotek i komutatora lub nawet do powstawania drgań samowzbudnych. Zjawiska fizykochemiczne wiążą się głównie ze sposobem przewodzenia prądu przez styk ruchomy oraz z procesem formowania się polityry. Niewątpliwie atmosfera, w której pracuje komutator, wpływa pośrednio na obydwa zespoły zjawisk.

W naszej analizie obydwa te zespoły zjawisk będą modelowane spadkiem napięcia na szozotkach, gdyż w istocie tylko taki jest ich wpływ na zjawiska przewodzenia prądu przez styki ruchome. Całą naszą uwagę natomiast skupimy na procesach elektromagnetycznych zachodzących w czasie komutacji.

2. ZASADY FORMUŁOWANIA MODELU MATEMATYCZNEGO

Za podstawę rozważań nad zjawiskiem komutacji przyjmijemy metodę analizy stosowaną w rozwiązywaniu układów elektromechanicznych z więzami nieholonomicznymi liniowymi. Dla zbudowania modelu matematycznego zjawisk

elektromagnetycznych zachodzących w procesie komutacji wprowadzimy podział realnie istniejących szozotek na układ elektrycznie równoległe połączonych obwodów doprowadzających prąd do komutatora. Schemat elektryczny maszyny prądu stałego z tak rozumianymi szozotkami przedstawia rys. 1.



Rys. 1

Równania opisujące związki prądowo-napięciowe w układzie elektrycznym, przedstawionym na rys. 1, otrzymamy z relacji:

$$\frac{d}{dt} \cdot \frac{\partial \hat{T}}{\partial \dot{q}_1} = U_1 - R_1 \dot{q}_1 \quad i = 1, 2. \quad (2.1a)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \hat{T}}{\partial \dot{q}_j} - \frac{\dot{\psi}}{\dot{q}_j} \cdot \frac{\partial \hat{T}}{\partial \dot{\xi}_j} = U_j - \sum_{k=1}^n R_{jk} \dot{q}_k \quad k = 1, 2, \dots, n, \quad (2.1b)$$

gdzie:

$$\dot{\xi}_j = \varphi - \eta_j,$$

φ - kąt obrotu wirnika,

η_j - kąt położenia j-tej pary szozotek punktowych,

\dot{q}_1 - prądy obwodów stojana,

\dot{q}_j - prądy szozotek punktowych.

Równania otrzymane ze związków (2.1a i b) są w tym sensie niepraktyczne, że operują prądami szozotek punktowych, natomiast brak w nich zasadniczego dla analizy pracy każdej maszyny prądu stałego prądu twornika I_t . Jak to wynika z przyjętego strzałkowania,

$$I_t = \sum_{j=1}^n Q_j.$$

Celowe jest tak dobrać pozostałe współrzędne, aby zerowały się one w realnych warunkach pracy. Zmniejsza to bowiem liczbę równań, koniecznych do analizy zjawisk zachodzących w maszynie prądu stałego. Jeżeli za nowe współrzędne, obok prądu twornika, przyjmujemy różnice prądów między szozotkami punktowymi, to relacja między poprzednimi a nowe wprowadzonymi współrzędnymi będzie miała postać

$$\begin{bmatrix} I_t \\ \Delta I_{12} \\ \Delta I_{13} \\ \vdots \\ \Delta I_{1n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & \longrightarrow & 1 \\ 1 & -1 & 0 & \longrightarrow & 0 \\ 1 & 0 & -1 & \longrightarrow & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \searrow & \vdots \\ 1 & 0 & 0 & \longrightarrow & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} \quad (2.2a)$$

lub ogólnie

$$\|I_t\| = \|P\| \cdot \|I\|.$$

Zauważmy, że tzw. liniowa komutacja prowadzi do zerowania się wszystkich zmiennych różnicowych ΔI_{1j} .

Dla ostatecznego sformułowania równań modelu matematycznego na podstawie związków (2.1a,b) i (2.2) niezbędne jest określenie wyrażenia funkcją koenergii elektromagnetycznej T .

3. WYZNACZENIE KSZTAŁTU POTENCJAŁU KINETYCZNEGO

Pomiędzy prądami płynącymi w poszczególnych prętach uzwojenia twornika a prądami szozotek punktowych istnieje relacja w postaci

$$\|I_w\| = \|W\| \cdot \|I\|, \quad (3.1)$$

gdzie:

- $\|I_w\|$ - kolumnowa macierz prądów wewnętrznych twornika,
- $\|W\|$ - macierz więzów nieholonomicznych,
- $\|I\|$ - kolumnowa macierz prądów szozotek punktowych.

Macierz więzów $\|W\|$ zawiera funkcje przełączające w postaci $f_n(\varphi - \varphi_j) = f[\varphi - \varphi_j, -(n-1)\varphi]$. Funkcje te przyjmują wartości 0, ± 1 , a ich kształt uzależniony jest od typu uzwojenia oraz od rozmieszczenia szczołek punktowych na komutatorze. Kąt $\varphi = \frac{2\pi k}{K}$, gdzie K jest liczbą wycinków komutatora, natomiast $n = 1, 2, \dots, K$. Dla celów analizy korzystne jest przedstawienie okresowej funkcji przełączającej w postaci szeregu Fouriera.

Potencjałem kinetycznym układu w ujęciu mechaniki analitycznej nazywamy różnicę między koenergią kinetyczną a jego energią potencjalną. W warunkach przyjętej liniowości obwodu magnetycznego i przy prędkościach spotykanych w układach elektromechanicznych, potencjał kinetyczny sprowadza się do różnicy między energiami typu kinetycznego i potencjalnego. W warunkach analizy maszyn elektrycznych dodatkowo pomijana jest pojemność międzywojowa. W tej sytuacji jedyną wielkością, na którą mają wpływ nieholonomiczne więzy komutatora, jest energia zawarta w polu magnetycznym. W sposób ogólny energię tę możemy zapisać w postaci formy kwadratowej w wersji zapisu skróconego jako:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{m+s} \sum_{j=1}^{m+s} M_{kj} i_k i_j \quad (3.2)$$

lub w postaci macierzowej:

$$T = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} i_1 & \dots & i_{m+1} & \dots & i_{m+s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M_{11} & \dots & M_{1m} & \dots & M_{1m+s} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{m1} & \dots & M_{mm} & \dots & M_{mm+s} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{m+11} & \dots & M_{m+1m} & \dots & M_{m+1m+s} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{m+s1} & \dots & M_{m+sm} & \dots & M_{m+sm+s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ \vdots \\ i_m \\ \vdots \\ i_{m+1} \\ \vdots \\ i_{m+s} \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

gdzie:

m - liczba prądów wewnętrznych twornika,

s - liczba obwodów stojana.

Stosując zapis hipermacierzowy możemy napisać:

$$T = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \|i_w\| & t \\ \|i_s\| & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \|M_{ww}\| & \|M_{ws}\| \\ \|M_{sw}\| & \|M_{ss}\| \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \|i_w\| \\ \|i_s\| \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

Jeżeli podstawimy związek (3.1) do powyższej zależności, to otrzymamy

$$T = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \|I\| & \|i_s\| \\ \|I\|^t & \|i_s\|^t \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \|W\| & \|M_{vw}\| \\ \|W\|^t & \|M_{vs}\| \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \|I\| \\ \|i_s\| \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

Przechodząc na nową funkcję energii pola magnetycznego, napiszemy ostatecznie

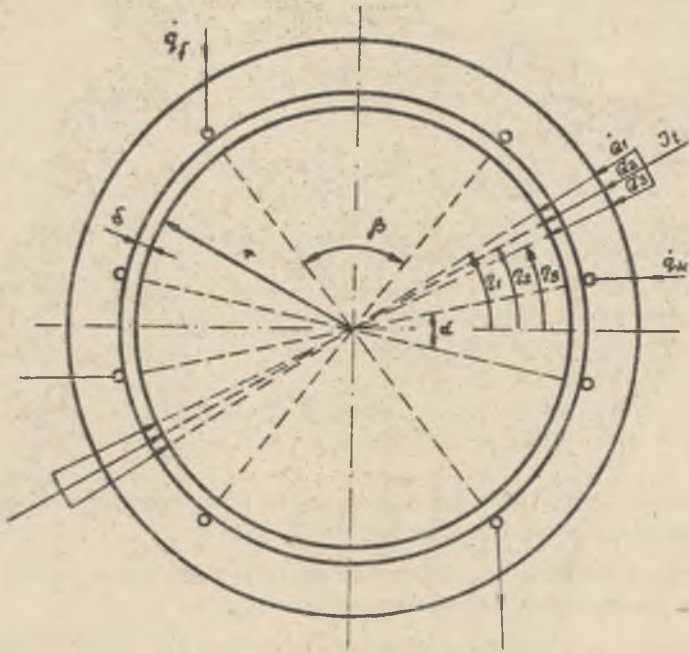
$$\hat{T} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \|I\| & \|i_s\| \\ \|I\|^t & \|i_s\|^t \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \|M_{tt}\| & \|M_{ts}\| \\ \|M_{ts}\|^t & \|M_{ss}\| \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \|I\| \\ \|i_s\| \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Tak zapisana funkcja energii zawartej w polu magnetycznym układu elektromechanicznego z komutatorem pozwala na:

- 1) określenie postaci wyrażenia na energię elektromagnetyczną za pomocą prądów zewnętrznych (szczołek punktowych);
- 2) opracowanie postaci funkcji zmian współczynników indukcyjności występujących w nowym ujęciu energii elektromagnetycznej układu;
- 3) konstrukcję modelu matematycznego zjawiska komutacji w maszynach komutatorowych.

4. PRZYKŁAD MODELU MATEMATYCZNEGO

Celem zilustrowania skuteczności przedstawionej metody sformułujemy przykładowy model matematyczny obwodu komutacyjnego. Dla większej przejrzystości pominiemy tu złobkowania wirnika, jawnobiegunowość stojana oraz spadek napięcia magnetycznego w żelazie, natomiast szczołkę rzeczywistą zastąpimy równoległym układem jedynie trzech szczołek punktowych. Obwód magnetyczny analizowanego tu przetwornika przedstawia rys. 2. Uzwojenie wirnika niech będzie pętlicowe proste, o liczbie działek komutatora i zło-bków równej dziesięć, o poskoku przednim równym 5 i tylnym 4. Macierz wię-zów $\|W\|$ w takim przypadku będzie miała postać:



Rys. 2

$$\left[\begin{array}{ccc}
 r(\varphi - \gamma_1) & r(\varphi - \gamma_2) & r(\varphi - \gamma_3) \\
 r(\varphi - \gamma_1) & r(\varphi - \gamma_2) & r(\varphi - \gamma_3) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - \alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - \alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - \alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - \alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - \alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - \alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 2\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 2\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 2\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_2 - 2\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 2\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 2\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 3\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 3\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 3\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 3\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 3\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 3\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 4\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 4\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 4\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 4\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 4\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 4\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 5\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 5\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 5\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 5\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 5\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 5\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 6\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 6\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 6\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 6\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 6\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 6\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 7\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 7\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 7\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 7\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 7\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 7\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 8\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 8\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 8\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 8\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 8\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 8\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 9\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 9\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 9\alpha) \\
 r(\varphi - \gamma_1 - 9\alpha) & r(\varphi - \gamma_2 - 9\alpha) & r(\varphi - \gamma_3 - 9\alpha)
 \end{array} \right] \quad (4.1)$$

gdzie: $\alpha = \frac{\delta_1}{r}$

Funkcję przełączającą możemy przedstawić w postaci

$$f\left[\varphi - \eta_j - (n-1)\frac{\pi}{5}\right] = \frac{4}{\pi} \sum_{\varrho=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \varrho \frac{\pi}{2}}{\varrho} \sin \varrho \left[\varphi - \eta_j - (n-1)\frac{\pi}{5} \right]. \quad n = 1, 2, \dots, 10$$

Przyjmując za znane wymiary geometryczne analizowanego przetwornika, możemy obliczyć współczynniki indukcyjności poszczególnych części składowych uzwojenia. Po wykonaniu działań zaznaczonych w relacji (3,5) otrzymamy:

$$M_{ff} = L_{6f} + \sum_{\varrho=1}^{\infty} \frac{4z_r^2 r_1 \mu_0}{\pi \delta} \cdot \frac{\sin^2 \varrho \frac{\pi}{2}}{\varrho^2};$$

$$M_{KK} = L_{6K} + \sum_{\varrho=1}^{\infty} \frac{4z_K^2 r_1 \mu_0}{\pi \delta} \cdot \frac{\sin^2 \varrho \frac{\pi}{2}}{\varrho^2};$$

$$M_{1j} = \frac{4}{\pi} \sum_{\varrho=1}^{\infty} \sum_{\vartheta=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \varrho \frac{\pi}{2} \sin^2 \vartheta \frac{\pi}{2}}{\varrho \vartheta} \left[\frac{5L_6}{\pi} + \frac{\mu_0 r_1}{\delta} \cos \varrho \frac{\pi}{5} (1 + 2 \sin^2 \varrho \frac{\pi}{5}) \right] \cdot$$

$$\left\{ \cos \left[(\varrho - \vartheta) (\varphi - \eta_1) + \varrho (\eta_1 - \eta_j) \right] - \cos \left[(\varrho + \vartheta) (\varphi - \eta_1) + \varrho (\eta_1 - \eta_j) \right] \right\}$$

dla $\varrho - \vartheta = 10m$ dla $\varrho + \vartheta = 10n$
 $m = 0, \pm 1, \pm 2$ itd. $n = 1, 2, 3$ itd.

$$M_{f1} = \frac{80}{\pi^2} : \frac{\mu_0 r_1 z_f}{\delta} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{\varphi=1}^{\infty} \frac{\sin k \frac{\pi}{2} \sin \varphi \frac{\pi}{2} \sin^2 \varphi \frac{\pi}{2}}{k^2 \varphi}$$

$$\left\{ \sin \left[(\varphi - k) \varphi - \varphi \eta_1 \right] - \sin \left[(\varphi + k) \varphi - \varphi \eta_1 \right] \right\}$$

dla $\varphi - k = 10m$ dla $\varphi + k = 10n$
 $m = 0, \pm 1, \pm 2$ itd. $n = 1, 2, 3$ itd.

$$M_{ki} = \frac{80}{\pi^2} \cdot \frac{\mu_0 r_1 z_f}{\delta} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{\varrho=1}^{\infty} \frac{\sin k \frac{\pi}{2} \sin \varrho \frac{\pi}{2} \sin^2 \varrho \frac{\pi}{2}}{k^2 \varrho}$$

$$\left\{ \cos \left[(\varrho - k) \varphi - \varphi \eta_1 \right] - \cos \left[(\varrho + k) \varphi - \varphi \eta_1 \right] \right\}$$

dla $\varphi - k = 10m$ dla $\varphi + k = 10n$
 $m = 0, \pm 1, \pm 1$, itd. $n = 1, 2, 3$ itd.

$$M_{Kf} = M_{fK} = 0,$$

gdzie:

- M_{ij} - jest elementem macierzy $\|M_{tt}\|$,
- M_{fi}, M_{ki} - są elementami macierzy $\|M_{ts}\|$,
- M_{ff}, M_{kk} - są elementami macierzy $\|M_{ss}\|$.

Ze względu na fakt, że zazwyczaj analizę zjawisk zachodzących w obwodach komutacyjnych prowadzi się niezależnie od przebiegu prądu twornika i wzbudzenia, przyjmiemy, że prądy te są wymuszane ze źródeł prądu stałego.

Wykorzystując relacje (2.1a,b), (2.2) oraz powyższe uwagi otrzymamy:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{s} \cdot \frac{1}{s} \begin{bmatrix} N_{11} + 4N_{22} + N_{33} - 2(N_{12} + N_{13} + 2N_{23}) & N_{11} - 2N_{22} - 2N_{33} - (N_{12} + N_{13} - 5N_{23}) \\ N_{11} - 2N_{22} - 2N_{33} - (N_{12} + N_{13} - 5N_{23}) & N_{11} + N_{22} + 4N_{33} + 2(N_{12} - 2N_{13} - 2N_{23}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta I_{12} \\ \Delta I_{13} \end{bmatrix} \\
 & - \frac{1}{s} \cdot \frac{0}{s^2} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} N_{11} + 2N_{22} + \frac{1}{2} N_{33} - 2(N_{12} + N_{13} + 2N_{23}) & \frac{1}{2} N_{11} - N_{22} - N_{33} - (N_{12} + N_{13} - 5N_{23}) \\ \frac{1}{2} N_{11} - N_{22} - N_{33} - (N_{12} + N_{13} - 5N_{23}) & \frac{1}{2} N_{11} + \frac{1}{2} N_{22} + 2N_{33} + 2(N_{12} - 2N_{13} - 2N_{23}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta I_{12} \\ \Delta I_{13} \end{bmatrix} \\
 & \cdot \frac{1}{s} \begin{bmatrix} \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{11} - 2N_{12} + N_{13}) + 2 \frac{0}{s^2} (N_{22} - N_{21} - N_{23}) + \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{33} + N_{31} - 2N_{32}) \\ \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{11} - 2N_{12} + N_{13}) - \frac{0}{s^2} (N_{22} - N_{21} - N_{23}) - \frac{0}{s^2} (N_{33} + 2N_{31} - 4N_{32}) \\ \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{11} + N_{12} - 2N_{13}) - \frac{0}{s^2} (N_{22} - 2N_{21} - 4N_{23}) - \frac{0}{s^2} (N_{33} - N_{31} - N_{32}) \\ \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{11} + N_{12} - 2N_{13}) + \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{22} - N_{21} - 2N_{23}) + 2 \frac{0}{s^2} (N_{33} + N_{31} - N_{32}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta I_{12} \\ \Delta I_{13} \end{bmatrix} \\
 & + \frac{1}{s} \begin{bmatrix} R_{11} + 4R_{22} + R_{33} - 2(N_{12} + N_{13} + 2N_{23}) & R_{11} + 2R_{22} - 2R_{33} - (R_{12} + R_{13} - 5R_{23}) \\ R_{11} - 2R_{22} - 2R_{33} - (R_{12} + N_{13} - 5R_{23}) & R_{11} + R_{22} + 4R_{33} + 2(N_{12} - 2R_{13} - 2R_{23}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta I_{12} \\ \Delta I_{13} \end{bmatrix} \\
 & + \frac{1}{s} \left[\frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{11} - N_{22} + \frac{1}{2} N_{33}) + \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{11} + N_{12} + N_{13} - 2N_{14}) - \frac{0}{s^2} (N_{22} + 2N_{21} + 2N_{23} - 6N_{24}) + \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{33} + N_{31} + N_{32} - 2N_{34}) \right] \\
 & + \frac{1}{s} \left[\frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{11} + \frac{1}{2} N_{22} - N_{33}) + \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{11} + N_{12} + N_{13} - 2N_{14}) + \frac{0}{s^2} (\frac{1}{2} N_{22} + N_{21} + N_{23} - 2N_{24}) - \frac{0}{s^2} (N_{33} + 2N_{31} + 2N_{32} - 6N_{34}) \right] \\
 & + R_{11} - 2R_{22} + R_{33} - (R_{12} - 2R_{13} + R_{23}) \quad 2 \frac{0}{s^2} (\frac{N_{11}}{s^2} - 2 \frac{N_{12}}{s^2} + \frac{N_{13}}{s^2}) \quad \begin{bmatrix} I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} - \frac{1}{s} \begin{bmatrix} \Delta U_1 - 2 \Delta U_2 + \Delta U_3 \\ \Delta U_1 + \Delta U_2 - 2 \Delta U_3 \end{bmatrix} \quad (4.4) \\
 & + R_{11} + R_{22} - 2R_{33} + (2R_{12} - R_{13} - R_{23}) \quad 2 \frac{0}{s^2} (\frac{N_{11}}{s^2} + \frac{N_{12}}{s^2} - 2 \frac{N_{13}}{s^2})
 \end{aligned}$$

gdzie: ΔU_i - oznacza spadek napięcia na i -tej szeregowej pętliowej;

$$R_i = \frac{2\pi \omega}{s} \sum_{p=1}^{2n} \sum_{q=1}^{2n} \frac{2\pi \omega \sin^2 \varphi \frac{1}{2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{\varphi^2} \left\{ \cos [(\varphi-1)(\varphi-\varphi_2) + \varphi(\varphi_1 - \varphi_2)] - \cos [(\varphi+1)(\varphi-\varphi_2) + \varphi(\varphi_1 - \varphi_2)] \right\}$$

dla $\varphi = 0 = 10 \pi$ dla $\varphi = 0 = 10 \pi$
 $\varphi = 2\pi, 4\pi, 6\pi, 8\pi, 10\pi$ dla $\varphi = 1, 2, 3$ rad.

R_i - wyrażenie prosta uwzględnia prądowego pętliowego

W przypadku uznania, że spadek napięcia ΔU_1 ma charakter czysto rezystancyjny, powyższe równania sprowadzają się do układu równań różniczkowych liniowych o okresowo zmiennych współczynnikach. Rozwiązanie analityczne takiego układu równań jest możliwe w zakresie każdej harmonicznej. Nieliniowość spadku napięcia natomiast musi prowadzić do konieczności korzystania z ETO.

Niezależnie od poszukiwania rozwiązania można stwierdzić, że jedynie w przypadku zerowania się prawej strony równania (4.2) będziemy mieli do czynienia z tzw. komutacją liniową. Jak łatwo wykazać, wyzerowanie prawej strony tego równania jest niemożliwe za pomocą wartości współczynników M_{ki} (biegunów komutacyjnych). Zważywszy bowiem na charakter szeregów harmonicznych tworzących występujące tam współczynniki, możliwe jest jedynie uzyskanie wyzerowania się wartości średniej strony prawej. Godny uwagi jest fakt, że nawet w warunkach liniowego obwodu magnetycznego na komutację ma wpływ wartość prądu wzbudzenia. W tej sytuacji, jak to wynika z przedstawionego przykładu, istotne znaczenie dla minimalizacji prawej strony równania (4.2), a więc uzyskania właściwej komutacji, będzie miała charakterystyka spadku napięcia na szotkach.

5. KRYTERIA PODZIAŁU SZCZOTEK

Zasadniczym pytaniem nasuwającym się przy tworzeniu przedstawionego tu modelu matematycznego jest liczba szczonek punktowych połączonych równolegle dla zastąpienia szczoneki rzeczywistej. Problem ten jest trudny do jednoznacznego rozstrzygnięcia. Niewątpliwie ograniczenie od góry jest dość płynne, gdyż wynika jedynie z możliwości obliczeniowych oraz identyfikacyjnych spadków napięć wzdłuż szczoneki. Natomiast minimalna liczba szczonek punktowych zależna jest od liczby wyłoków komutatora objętych przez szczonekę. W przypadku szerokości szczoneki równej działakom komutatora liczba podziału musi wynosić co najmniej dwa. Ogólnie minimalna liczba podziału musi być o jeden większa od liczby działakom objętych przez szczonekę. Zważywszy jednak, że analiza pracy szczonek wykazuje istnienie pięciu stref przewodzenia (jedna strefa przewodzenia powierzchniowego, dwie strefy przewodzenia pyłowego i dwie strefy przewodzenia iskrowo-łukowego), proponowany podział, zwłaszcza przy przewidywanych znacznych gęstościach prądu w szczonece nie powinien być mniejszy od pięciu. W warunkach uzwojeń wielokrotnych liczba szczonek punktowych winna być iloczynem krotności uzwojenia i liczby podziału dla uswojenia prostego.

6. ZAGADNIENIE OKREŚLONOŚCI PARAMETRÓW

Problem przydatności modelu matematycznego jest w sposób istotny związany z zagadnieniem identyfikowalności jego parametrów oraz sprawdzalno-

ści otrzymanych rozwiązań. W przypadku proponowanego modelu matematycznego możliwość pomiarowego wyznaczenia większości parametrów praktycznie nie istnieje. Jedyną drogą postępowania jest tu obliczanie wartości tych parametrów na podstawie danych konstrukcyjnych. Zresztą idea tworzenia tego modelu wymaga znajomości wartości elementów składowych, takich jak: rezystancja pojedynczego pręta (w uzwojeniu prętowym), indukcyjność pojedynczego zwoju oraz indukcyjność rozproszeń pojedynczych prętów i czoł. Jedynym parametrem, niemal niemożliwym do wyliczeń z danych konstrukcyjnych, jest spadek napięcia wzdłuż szcotek. Ten problem musi być rozwiązany na drodze identyfikacji eksperymentalnej. Również wyliczone prądy szcotek punktowych, które są miarą gęstości prądu w poszczególnych częściach szcotek rzeczywistych, mogą podlegać weryfikacji na drodze doświadczalnej.

Zasadniczą zaletą proponowanej metody analizy zjawiska komutacji jest możliwość określenia najkorzystniejszej charakterystyki spadku napięcia wzdłuż szcotek. Dobór takiej charakterystyki uzależniony będzie od danych konstrukcyjnych maszyny prądu stałego.

LITERATURA

- [1] Jagiełło A., Sobczyk T.: Analityczna teoria uzwojeń maszyn komutatorowych. Opracowanie dla PAN, PRV - grudzień 1981.
- [2] Nejmark J.I., Fufajew N.A.: Dynamika układów nieholonomicznych. PWN, Warszawa 1971.
- [3] Jagiełło A., Skwarozynski J.: Problemy obliczania współczynników indukcyjności maszyn jawnobiegunowych. ZN AGH 1973 r. Nr 514, Kraków 1976

Recenzent: doc. dr hab. inż. Tadeusz Glinka

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

МЕТОД АНАЛИЗА КОММУТАЦИИ В МАШИНАХ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Р е з ю м е

Основной способ рассуждений по вопросу коммутации, представленной в статье, является метод анализа, употребляемый в решении систем с неголономными связями. Чтобы построить математическую модель описывающую явления происходящие в коммутирующих цепях, был введен раздел действительно существующих щеток на систему электрических параллельно связанных цепей, ведущих ток к коммутатору. Критерии раздела зависят от вида обмоток и числа коллекторных пластины, охватываемых одной щеткой. В заключении были обсуждены возможности идентификации параметров представленной математической модели.

A METHOD OF ANALYSIS OF COMMUTATION IN D.C. MACHINES

Summary

A method of analysis, used for solving systems with non-holonomic constraints, is suggested in the paper as the basis for consideration of the commutation phenomenon. To construct a mathematical model, describing the phenomena occurring in commutating circuits, a division is introduced of the really existing brushes into a system of electrically in parallel connected circuits, conducting the current to the commutator. The criteria of division depend on the type of winding and number of commutator sections being in contact with a single brush. Possibilities of identification of the parameters of the suggested mathematical model are finally discussed.

Tadeusz GLINKA

Instytut Maszyn i Urządzeń Elektrycznych
Politechniki Śląskiej

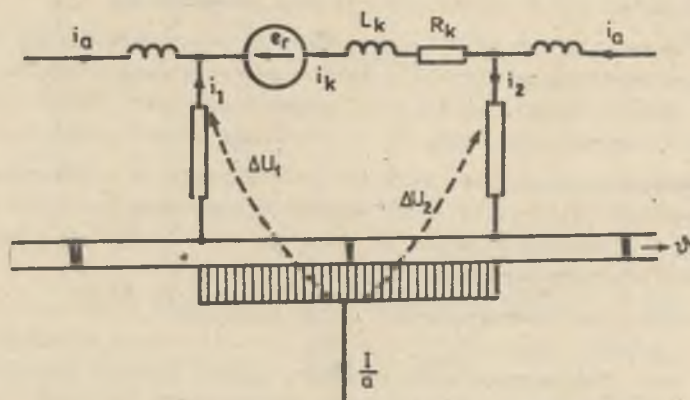
Karol KLAPCIŃSKI

Branżowy OBR Maszyn Elektrycznych w Katowicach

PROBLEMY KOMUTACYJNE W SILNIKACH PRĄDU STAŁEGO
PRACUJĄCYCH PRZY OSŁABIONYM POLU WZBUDZENIA

Streszczenie. W silnikach prądu stałego pracujących przy prędkościach obrotowych większych od znamionowych uzyskiwanych przez osłabione pole wzbudzenia występują problemy związane z przyspieszeniem komutacji. Przedstawiono przyczyny powstawania komutacji przyspieszonej i propozycje układu korygującego przepływ biegunów pomocniczych i zapewniającego komutację beziskrową.

W silnikach prądu stałego pracujących przy prędkościach obrotowych większych od znamionowych, uzyskiwanych przez osłabienie pola wzbudzenia, występują problemy związane z przyspieszeniem komutacji. Zjawisko to z jednej strony stanowi zagrożenie dla iskrzenia szczołek, a z drugiej strony przepływ zezwojów komutujących przy komutacji przyspieszonej powoduje odwzbudzenie silnika, co zagraża stabilności charakterystyki mechanicznej silnika (silnik rozbiega się). Czynniki te determinują dopuszczalny zakres odwzbudzania silnika [1].



Rys. 1. Schemat zastępczy zezwoju komutującego

Przyczyny powstawania komutacji przyspieszonej można przeanalizować w oparciu o równanie obwodu komutującego, którego schemat zastępczy podano na rys. 1. W oparciu o rys. 1 można napisać równanie

$$L_k \frac{di_k}{dt} + R_k i_k + \Delta U_1(j_{1sz}) - \Delta U_2(j_{2sz}) = e_r, \quad (1)$$

gdzie:

- $L_k; R_k$ - indukcyjność i rezystancja zezwoju komutacyjnego
- $\Delta U_1(j_{1sz}); \Delta U_2(j_{2sz})$ - spadek napięcia na nabiegającej i zbiegającej krawędzi szczotki,
- e_r - napięcie rotacji indukowane w zezwoju komutującym.

Jeżeli założyć, że przy znamionowej prędkości obrotowej silnika, przebieg prądu w zezwoju komutującym ma charakter w przybliżeniu liniowy, to z teorii komutacji wynika, że jest spełniony warunek równości wartości średnich napięć

$$\frac{1}{T_k} \int_0^{T_k} \left[L_k \frac{di_k}{dt} \right] dt = \frac{1}{T_k} \int_0^{T_k} e_r dt, \quad (2)$$

gdzie:

T_k - czas komutacji.

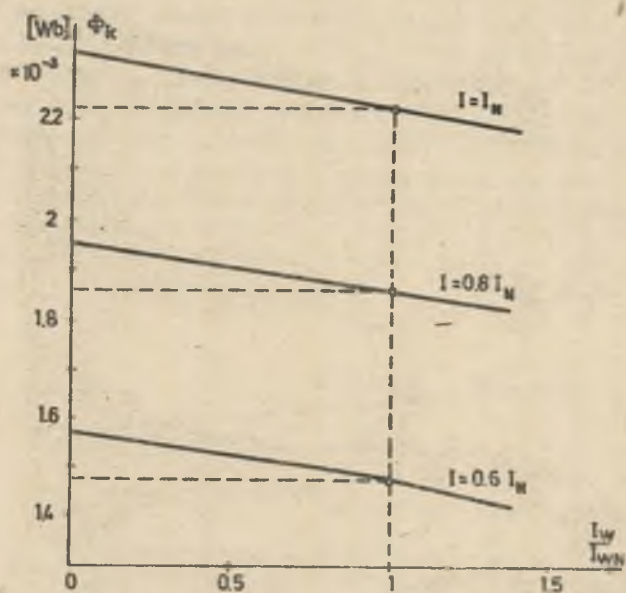
Natomiast przy odzwzbudzaniu silnika, jak wiadomo z praktyki, komutacja staje się przyspieszona, a więc warunek (2) przechodzi w nierówność

$$\frac{1}{T_k} \int_0^{T_k} e_r dt > \frac{1}{T_k} \int_0^{T_k} \left(L_k \frac{di_k}{dt} \right) dt. \quad (3)$$

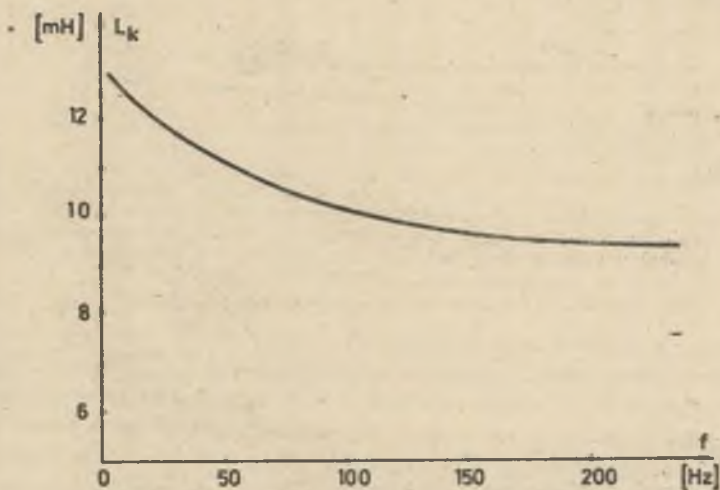
Zmiana równości (2) w nierówność (3) jest spowodowana:

- zmianą nasycenia jarzma stojana i wirnika przy odzwzbudzeniu silnika, co powoduje wzrost permeancji dla obwodu magnetycznego biegunów pomocniczych, daje to przy niezmiennym prądzie twornika wzrost strumienia biegunów pomocniczych (rys. 2), a tym samym wzrost napięcia rotacji e_r ,
- zależnością indukcyjności zezwojów komutujących od częstotliwości (czasu komutacji T_k) rys. 3. Czas komutacji zmniejsza się wraz ze wzrostem prędkości obrotowej wirnika, co powoduje zmniejszenie się również indukcyjności zezwojów komutujących L_k .

Z rys. 2. wynika, że zmniejszenie prądu wzbudzenia z wartości I_{WN} do 0,5 I_{WN} przy prądzie twornika $I = \text{const}$, powoduje około 2% wzrost strumienia biegunów komutacyjnych. W tym samym stopniu wzrasta napięcie rotacji e_r indukowane w zezwoju komutującym. Indukcyjność zezwojów komutujących przy wzroście częstotliwości ze 100 Hz do 200 Hz zmniejsza się około 6%.

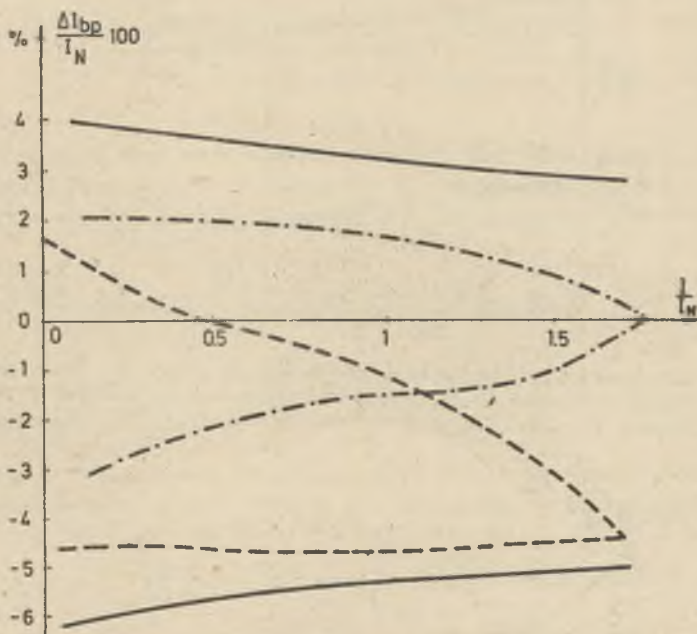


Rys. 2. Zależność strumienia biegunów komutacyjnych Φ_k od prądu wzbudzenia I_w przy stałym prądzie twornika pomierzona na silniku typu PZMO δ 54b 5,5 kW; 220 V; 28,6 A; 1500 + 3.500 obr/min.; $U_{wN} = 220$ V; $I_{wN} = 0,665$ A



Rys. 3. Zależność indukcyjności zewzwojów komutujących od częstotliwości pomierzona na silniku o danych takich jak na rys. 2

W tym samym stopniu zmniejsza się napięcie samoindukcji ($L_k \frac{di_k}{dt}$). W wyniku tego, przy dwukrotnym wzroście prędkości obrotowej, statyczny obszar komutacji beziskrowej przesuwa się około 3% w kierunku ujemnych wartości prądu $\Delta I\%$ (rys. 4). Zatem przy zwiększonej prędkości obrotowej wirnika dla uzyskania komutacji liniowej - należy osłabić przepływ biegunów pomocniczych o wartość około 3%. Osłabienia takiego można dokonywać, bocznikując uzwojenie biegunów pomocniczych rezystancją o regulowanej wartości w funkcji prędkości obrotowej lub w funkcji prądu wzbudzenia.

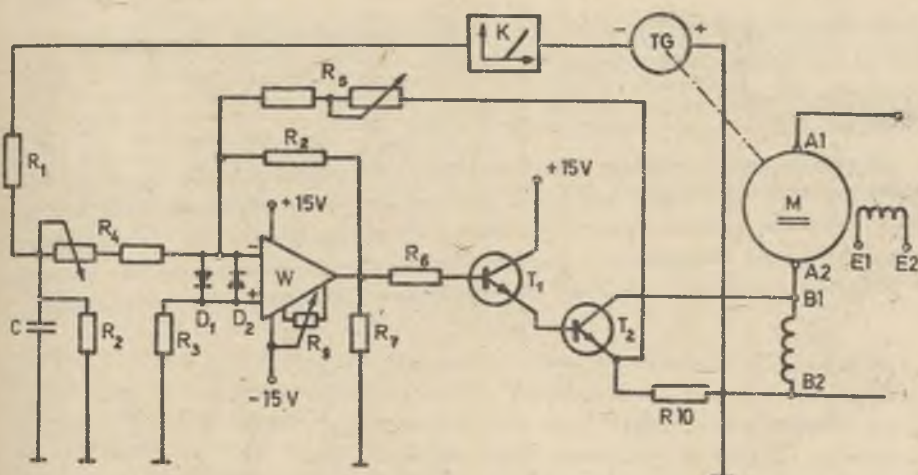


Rys. 4. Statyczne obszary komutacji beziskrowej silnika prądu stałego o danych takich jak na rys. 2. Linie ciągłe ograniczają obszar komutacji beziskrowej przy znamionowej prędkości obrotowej 1500 obr/min, linie przerywane przy prędkości obrotowej 3000 obr/min, linie punktowe przy prędkości obrotowej 3000 obr/min i przy pracującym układzie korekcyjnym prądu w uzwojeniu biegunów pomocniczych

Z kilku możliwych rozwiązań rezystancji o regulowanej wartości najprostszy jest układ tranzystorowy o ciągłej regulacji prądu [2]. Schemat ideowy układu pokazuje rys. 5. Układ powyższy nie daje pulsacji prądu w uzwojeniu biegunów pomocniczych, a tym samym nie wpływa w sposób niekorzystny na komutację. Wielkością zadaną jest sygnał prędkości obrotowej z tachogeneratorsa TG podawany poprzez układ nieliniowy K na wzmacniacz operacyjny W. Na ten sam wzmacniacz operacyjny W podawany jest również sygnał sprzężenia zwrotnego proporcjonalny do prądu ΔI wzięty z bocznika pomiarowego R_{10} . Różnica napięcia z tachogeneratorsa TG i bocznika pomiarowego jest

podawana, poprzez wzmacniacz operacyjny W i wtórnik emiterowy T_1 , na tranzystor wykonawczy T_2 . Tranzystor T_1 pełni funkcję elementu dopasowującego impedancję wzmacniacza W i tranzystora wykonawczego T_2 . Możliwe jest również sterowanie pracą układu sygnałem proporcjonalnym do napięcia na zaciskach uzwojenia wzbudzenia silnika lub sygnałem proporcjonalnym do prądu wzbudzenia.

Na rys. 4 liniami przerywanymi naniesiono obszary komutacji beziskrowej silnika przy załączonym układzie korekcyjnym. Z przedstawionych wykresów widać, że układ koryguje w sposób poprawny położenie obszarów komutacji beziskrowej, co zapewnia beziskrową pracę silnika w dużym przedziale odwzbudzenia.



Rys. 5. Schemat układu do korekcji prądu w uzwojeniu biegunów pomocniczych przy prędkości obrotowej silnika powyżej znamionowej

LITERATURA

- [1] Zarwie G.K.: Przemysłowe badania maszyn elektrycznych. PWT, Warszawa 1954.
- [2] Glinka T., Hącok A., Kureczek P., Kłapciński K.: Układ do korekcji przepływu biegunów pomocniczych w maszynach prądu stałego. Zgłoszenie patentowe nr P 135674.

Recenzent: doc. dr inż. Jerzy Hickiewicz

КОММУТАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ В ДВИГАТЕЛЯХ ПОСТОЯННОГО ТОКА,
РАБОТАЮЩИХ ПРИ УМЕНЬШЕНИИ ТОКА ВОЗБУЖДЕНИЯ

Р е з ю м е

В двигателях постоянного тока, работающих при скоростях вращения выше номинальных, получаемых способом уменьшения тока возбуждения, выступают вопросы связанные с ускорением коммутации. Представлены причины возникновения ускоренной коммутации и предлагается система корректирующая протекание тока в обмотке добавочных полюсов и обеспечивающая безискровую коммутацию.

THE COMMUTATIONAL PROBLEMS IN D.C. MOTORS OPERATING
AT THE ATTENUATED INDUCED FIELD

S u m m a r y

There are some problems with acceleration of commutation. In D.C. motors operating at rotational speed exceeding the rated speeds obtained by the attenuated induced field. The reasons for appearance of accelerated commutation are discussed. A proposal of a circuit correcting the interpole ampere - turns and ensuring the sparkless commutation is described.

Tadeusz GLINKA, Andrzej PAWLAK
Instytut Maszyn i Urządzeń Elektrycznych
Politechniki Śląskiej

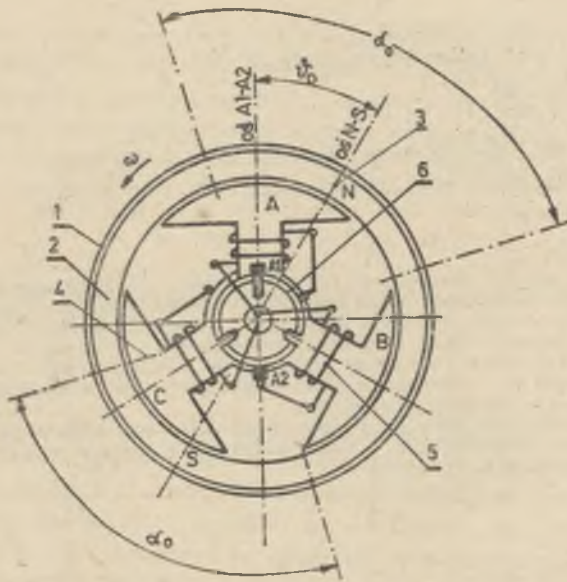
WPLYW KSZTAŁTU POLA W SILNIKACH PRĄDU STAŁEGO MAŁEJ MOCY WZBUDZANYCH OD MAGNESÓW TRWAŁYCH NA PARAMETRY TYCH SILNIKÓW

Streszczenie. Przedstawiono zagadnienia związane z konstrukcją i technologią silników małej mocy o 3 zębach wirnika. W silnikach tych przebiegi czasowe napięcia rotacji i moment elektromagnetyczny zależą od kształtu pola w szczelinie silnika. Poszukuje się najbardziej korzystnych rozkładów pola, przy których wartości średnie napięcia rotacji i momentu elektromagnetycznego są stosunkowo duże, a ich składowe zmienne minimalne. Omówiono również problem wpływu względów technologicznych (dokładności montażu podzespołów), przy założonych kształtach pola na pogarszanie własności silnika.

WSTĘP

Mikrosilniki prądu stałego wzbudzone od magnesów trwałych stanowią najmniejszą grupę maszyn elektrycznych. W porównaniu z innymi typami mikrosilników charakteryzują się najmniejszą objętością i masą oraz najwyższą sprawnością. Silnik taki w najprostszym rozwiązaniu został przedstawiony na rys. 1. Znamiennym dla tego rozwiązania jest ekstremalnie mała liczba złobków $Z = 3$ i liczba działek komutatora $K=3$. Z tytułu małej liczby złobków i działek komutatora występują w nim pulsacje napięcia rotacji, momentu elektromagnetycznego i prądu. Pulsacje te wpływają na równomierność prędkości obrotowej silnika a zależą od kształtu pola wzbudzenia wytworzonego przez magnes trwały oraz od tolerancji montażu poszczególnych detali silnika, natomiast praktycznie nie zależą od rodzaju uzwojenia. Dokładność montażu detali silnika wpływa na wartość kąta φ_0 (między osią biegunów N-S i osią szozotek A1-A2) i β_0 (między osią symetrii sekoji A wirnika a osią symetrii wycinka A komutatora) - rys. 2. Uzwojenie wirnika może być połączzone w gwiazdę (λ) lub trójkąt (Δ). Układ gwiazdy uzyskuje się, gdy początki cewek uzwojenia nawiniętego na zębach są przyłączone do komutatora a końce tych cewek są zwarte - rys. 1. Układ trójkąta uzyskuje się, gdy do działki komutatora przyłączony jest początek jednej cewki i koniec drugiej cewki. Układy te pod względem elektromagnetycznym są w pełni równoważne. Wykonanie uzwojenia w układzie λ jest jednak tańsze od układu Δ , gdyż układ Δ wymaga (przy tej samej masie miedzi) cieńsze

go drutu i większej liczby zwojów. Dlatego też w praktyce stosuje się prawie wyłącznie układ połączeń \wedge .



Rys. 1. Obwód elektromagnetyzny silnika

1 - obudowa, 2 - magnes trwały, 3 - znak osi bieguna N, 4 - rdzeń wirnika, 5 - uzwojenie wirnika, 6 - komutator



Rys. 2. Oznaczenie osi charakterystycznych w silniku oraz kątów α_0 , β_0 , γ_0 . Przesunięcia kątowe zgodne ze strzałkami uważa się za dodatnie

Wzbudzenie silnika pochodzi od magnesu trwałego pierścieniowego namagnesowanego na łuku α_0 dwubiegunowo w sposób promieniowy. Z doświadczenia wiadomo, że rozkład pola magnetycznego w szczeliny oraz błędy montażowe (kąty γ_0 i β_0) wpływają na wartość średnią oraz pulsacje napięcia rotacji, prądu i momentu elektromagnetycznego. Dlatego też w modelu matematycznym silnika kąty te będziemy stawali się uwzględniać.

2. MODEL MATEMATYCZNY SILNIKA

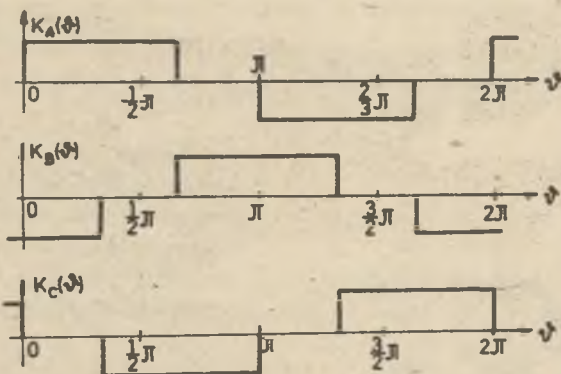
Podczas wirowania wirnika szczołki złączają prąd kolejno na poszczególne sekcje uzwojenia a następnie wyłączają go (rys. 3). Działanie komutatora, który powoduje złączenie i wyłączenie poszczególnych sekcji uzwojenia zostanie uwzględnione za pomocą funkcji komutatorowej $K(\psi)$. Funkcja $K(\psi)$ będzie uwzględniać, w równaniach silnika, prostokątne działanie komutatora (stan aktywny sekcji). Zatem funkcję komutatora $K(\psi)$ definiujemy następująco:

$K(\psi) = +1$ - gdy analizowana sekcja uzwojenia jest połączona poprzez działkę komutatora ze szczołką A1,

$K(\psi) = -1$ - gdy analizowana sekcja uzwojenia jest połączona ze szczołką A2,

$K(\psi) = 0$ - dla stanów biernych sekcji.

Zgodnie z powyższą definicją funkcja $K(\psi)$ dla poszczególnych sekcji będzie mieć przebieg podany na rys. 3.



Rys. 3. Definicja funkcji komutatorowej $K(\psi)$ dla sekcji A, B, C.

W całej analizie pracy silnika kąt $\psi = 0$ i odpowiadający mu czas $t = 0$ oznaczają chwilę połączenia sekcji A ze szczołką A1.

Zakładając, że przepływ twornika nie wpływa na strumień wzbudzenia, wytworzony przez magnes trwały, można równania silnika, opisujące jego stan elektromechaniczny, przedstawić w formie [1]

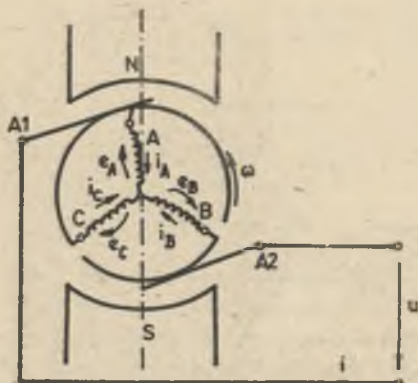
$$U = e + Ri + L \frac{di}{dt} \quad (1)$$

$$J \frac{d\omega}{dt} = M(t) - M_{ob}$$

$$\begin{aligned}
 i_k &= i K_k(\psi) \quad \text{dla } k = A, B, C \\
 &= \sum_{k=A,B,C} e_k K_k(\psi) = \left[\varepsilon \omega \sum_{k=A,B,C} K_k(\psi) \left[- \frac{d \Phi_{sk}(\psi)}{d \psi} \right] \right] \\
 \psi &= \omega t \\
 M(\psi) &= \varepsilon i \sum_{k=A,B,C} K_k(\psi) \left[- \frac{d \Phi_{sk}(\psi)}{d \psi} \right],
 \end{aligned} \tag{1}$$

gdzie:

- $U; i; i_k$ - zaznaczone na rys. 4,
- R - rezystancja silnika równa podwójnej rezystancji jednej sekoji,
- L - indukcyjność własna obwodu twornika,
- J - moment bezwładności,
- M_{ob} - moment obciążenia,
- e, e_k - napięcie rotacji silnika i sekoji k ,
- $M(t); M_k(t)$ - moment elektromagnetyczny silnika i sekoji k ,
- Φ_{sk} - strumień wytworzony przez stojan (magnes trwały) a sprzężony z sekoją k .



Rys. 4. Schemat elektryczny silnika

Aby zestaw równań (1) przy zadanych parametrach $U; L; J; M_{ob}$ był rozwiązywalny, to znaczy, aby można było w oparciu o jego rozwiązanie określić przebiegi i oraz ω , należy znaleźć funkcje

$$\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi) \left[- \frac{d \Phi_{sk}(\psi)}{d \psi} \right].$$

Funkcja ta zależy od rozkładu pola magnetycznego silnika oraz kąta ψ .

Jak zaznaczono już na rys. 1 biegun magnesu trwałego przy $2p = 2$ obejmuje łuk α_0 , pozostała część podziałki biegunowej o łuku $(\pi - \alpha_0)$ jest nienamagnesowana. W zależności od namagnesowania magnesu trwałego można teoretycznie uzyskać nieskończenie dużo różnych kształtów pola magnetycznego w szczelinie silnika. Wyrażenie

$$\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi) \left[- \frac{d \Phi_{sk}(\psi)}{d \psi} \right],$$

do którego jest proporcjonalne napięcie rotacji e i moment elektromagnetyczny silnika $M(\psi)$, zostało określone metodą grafoanalityczną dla kilku wybranych charakterystycznych kształtów pola w szczelinie silnika.

I tak dla $\alpha_0 = \pi$ zostały przeanalizowane kształty pola magnetycznego:

- sinusoidalny,
- prostokątny,
- trapezowy (trapez równoboczny o dolnej podstawie π i o górnej podstawie $\frac{2}{3}\pi$),
- trójkątny.

Dla kąta $\alpha_0 \leq \pi$ zostały przeanalizowane kształty pola o rozkładzie:

- odcinkowo sinusoidalnym,
- odcinkowo prostokątnym.

Dla tych rozkładów pola dokonano analizy pracy silnika celem ustalenia wpływu kształtu pola na jego parametry elektromechaniczne.

W ogólnym przypadku wyrażenie

$$\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi) \left[- \frac{d \Phi_{sk}(\psi)}{d \psi} \right] = N + n \quad (2)$$

N - oznacza składową stałą,

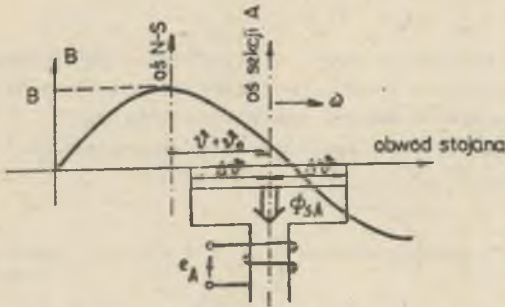
n - oznacza składową zmienną,

$$N = \frac{1}{T} \int_0^T \left\{ \sum_{k=A,B,C} K_k(\psi) \left[- \frac{d \Phi_{sk}(\psi)}{d \psi} \right] \right\} dt \quad (3)$$

Składowa zmienna n ma przebieg okresowy o okresie $(\pi/3)$ lub $T/6$ (T - czas jednego obrotu wirnika).

3. OBLICZENIE PARAMETRU N DLA RÓŻNYCH KSZTAŁTÓW POLA

Znamienną cechą wszystkich rozpatrywanych kształtów pola magnetycznego jest wartość maksymalna indukcji B_m , która jest determinowana właściwościami materiałowymi magnesu trwałego. A zatem, we wszystkich rozpatrywanych przypadkach zakłada się $B_m = \text{const}$. Metodyka postępowania przy obliczaniu parametru N zostanie zobrazowana na przykładzie rozkładu sinusoidalnego, dla innych rozkładów zostaną podane tylko wyniki analizy.

Rys. 5. Obliczanie strumienia Φ_{sA}

Przy sinusoidalnym rozkładzie pola magnetycznego strumień pochodzący od magnesów trwałych, a sprzężony z sekcją A, można obliczyć w oparciu o rys. 5. Wirnik wiruje z prędkością kątową ω względem pola stojana, a zatem oś sekcji A zmienia w czasie swoje położenie względem osi biegunów N-S o kąt $(\psi' + \psi'_0) = \omega t + \psi'_0$ (rys. 2). Równanie indukcji względem wspólnej osi

$$B(\psi) = B_m \cos(\psi' + \psi'_0). \quad (4)$$

Jeżeli przyjąć, że łuk zęba sekcji A wynosi $2\Delta\psi = \frac{2}{3}\pi$, to strumień

$$\Phi_{sA} = b l_1 B_{sr} = \frac{\pi}{3} D l_1 B_{sr}, \quad (5)$$

gdzie:

- b - długość łuku zęba,
- D - średnica wirnika,
- ζ - podziałka biegunowa ($2p = 2$),
- l_1 - długość czynna rdzenia,

$$B_{sr} = \frac{1}{2\Delta\psi} \int_{(\psi' - \Delta\psi)}^{(\psi' + \Delta\psi)} B(\psi') d\psi' = \frac{3\sqrt{3}}{2\pi} B_m \cos(\psi' + \psi'_0). \quad (6)$$

Stąd

$$\Phi_{sA} = \frac{\sqrt{3}}{2} D l_1 B_m \cos(\psi' + \psi'_0) = \Phi_0 \cos(\psi' + \psi'_0), \quad (7a)$$

gdzie:

$\Phi_0 = \frac{\sqrt{3}}{2} D l_1 B_m$ oznacza maksymalną wartość strumienia Φ_{sA} sprzężonego z sekcją A.

Wykorzystując symetrię magnetyczną sekcji wirnika można napisać, że:

$$\Phi_{sB} = \Phi_0 \cos(\psi' + \psi'_0 - \frac{2}{3}\pi), \quad (7b)$$

$$\Phi_{sC} = \Phi_0 \cos(\psi' + \psi'_0 + \frac{2}{3}\pi). \quad (7c)$$

Natomiast

$$\left. \begin{aligned} \left[-\frac{d\tilde{\Phi}_{sA}}{d\psi'} \right] &= \tilde{\Phi}_0 \sin(\psi' + \psi'_0) \\ \left[-\frac{d\tilde{\Phi}_{sB}}{d\psi'} \right] &= \tilde{\Phi}_0 \sin(\psi' + \psi'_0 - \frac{2}{3}\pi) \\ \left[-\frac{d\tilde{\Phi}_{sC}}{d\psi'} \right] &= \tilde{\Phi}_0 \sin(\psi' + \psi'_0 + \frac{2}{3}\pi) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Natomiast przebieg wypadkowy funkcji

$$\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi') \left[-\frac{d\tilde{\Phi}_{sk}}{d\psi'} \right]$$

uzyskuje się sumując poszczególne funkcje składowe (rys. 6).

Z rys. 6 widać, że funkcja $\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi') \left(-\frac{d\tilde{\Phi}_{sk}}{d\psi'} \right)$ jest okresowa o okresie $\left(\frac{2\pi}{K}\right) = \frac{\pi}{K}$. Dla $K=3$ okres ten wynosi $\frac{1}{3}\pi$. Sumując równania (8)-patrz rys. 6-otrzymuje się:

$$\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi') \left[-\frac{d\tilde{\Phi}_{sk}}{d\psi'} \right] = \sqrt{3} \tilde{\Phi}_0 \sin(\psi' + \psi'_0 + \pi/6) \quad (9)$$

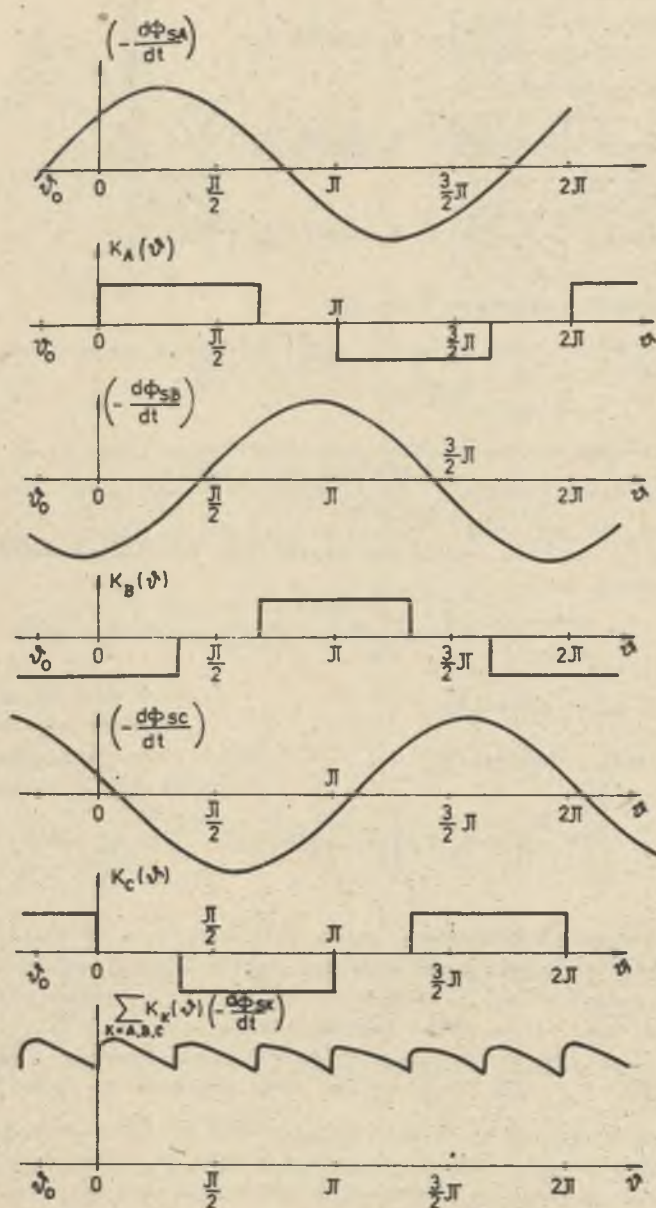
$$\text{dla } 0 < \psi' < \frac{1}{3}\pi.$$

Wartość średnia z funkcji (9)

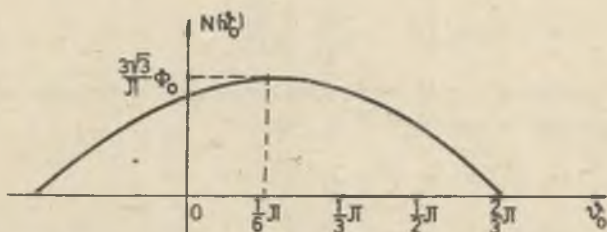
$$N = \frac{3}{\pi} \int_0^{\frac{1}{3}\pi} \left[\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi') \left[-\frac{d\tilde{\Phi}_{sk}}{d\psi'} \right] \right] d\psi' = \frac{9}{2\pi} D_{1Bm} \cos(\psi'_0 - \pi/6). \quad (10)$$

Jak już zaznaczono poprzednio w kącie ψ'_0 zawarte są odchyłki tolerancji operacji technologicznych, związanych z montażem poszczególnych elementów silnika. Z równania (10) jednoznacznie wynika, że optymalna wartość kąta ψ'_0 (rys. 2) jest równa $\pi/6$ - przy założeniu, że $\neq \beta_0 = \frac{\pi}{3}$. Jeśli kąt $\beta_0 \neq \frac{\pi}{3}$, to uzyskuje się maksymalną wartość współczynnika N , gdy jest spełniony warunek $(\psi'_0 + \beta_0) = \frac{\pi}{2}$. Wykres współczynnika $N = f(\psi'_0)$ podano na rys. 7. Charakteryzuje on stopień zmniejszenia napięcia rotacji i momentu elektromagnetycznego silnika przy zmianach kąta ψ'_0 . Nie bez znaczenia na pulsacje prądu i pulsacje prędkości obrotowej posiada składowa zmienna n

wyrażenia $\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi') \left[-\frac{d\tilde{\Phi}_{sk}}{d\psi'} \right]$, składowa ta będzie rosła wraz z odchyleniem z kątem ψ'_0 od wartości optymalnej, tzn $\pi/6$. Na rys. 8 przedsta-

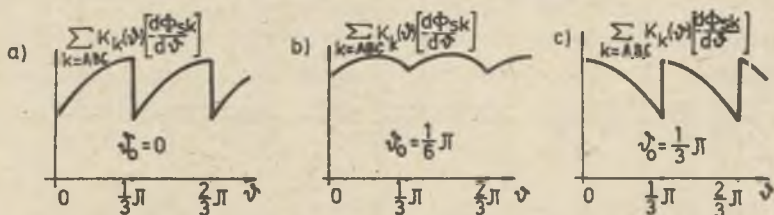


Rys. 6. Wykres funkcji $\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi) \left[-\frac{d\phi_{Sk}}{dt} \right] = f(\psi)$ przy $\psi_0 = \frac{1}{4}\pi$, $\beta_0 = \frac{1}{3}\pi$ i sinusoidalnym rozkładzie pola magnetycznego w szczelinie



Rys. 7. Zależność współczynnika $N=f(\psi_0)$ dla sinusoidalnego rozkładu pola przy $\beta_0 = \frac{1}{3}\pi$

wiono kilka charakterystycznych przebiegów tego współczynnika, przy kątach $\psi_0 = 0; \frac{1}{6}\pi; \frac{1}{3}\pi$. Podobnie można znaleźć równania opisujące wyrażenie N dla innych rozkładów pola w szczelinie silnika.



Rys. 8. Wykresy funkcji $\sum K_k(\psi) \left[-\frac{d\phi_{sk}}{d\psi} \right] = f(\psi)$ przy sinusoidalnym rozkładzie pola magnetycznego w szczelinie
 a - $\beta_0 = \frac{1}{3}\pi; \psi_0 = 0$, b - $\beta_0 = \frac{1}{3}\pi; \psi_0 = \frac{1}{6}\pi$ (przebieg optymalny),
 c - $\beta_0 = \frac{1}{3}\pi; \psi_0 = \frac{1}{3}\pi$

Dla rozkładu prostokątnego przy $\alpha_0 = \pi$

$$N = 2Dl_1 B_m \left[\frac{4}{3} - \frac{2\psi_0}{\pi} \right] \quad \text{dla } \pi/6 < \psi_0 < \frac{7}{6}\pi \quad (11a)$$

lub

$$N = 2Dl_1 B_m \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{\pi} \psi_0 \right) \quad \text{dla } (-\frac{5}{6}\pi) < \psi_0 < \frac{\pi}{6} \quad (11b)$$

Dla rozkładu trapezowego o dolnej podstawie trapezu $\alpha_0 = \pi$ i górnej podstawie równej $\frac{2}{3}\pi$

$$N = 3 D l_1 B_m \left[\frac{1}{2} + \frac{\psi_0}{\pi} - \frac{3\psi_0^2}{\pi^2} \right] \quad \text{dla } 0 < \psi_0 < \frac{1}{3}\pi \quad (12)$$

Dla rozkładu trójkątnego przy $\alpha_0 = \pi$

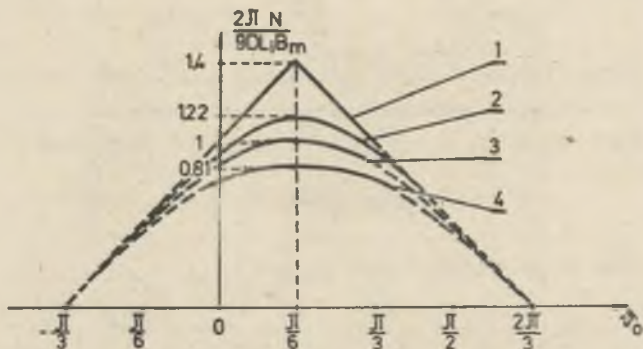
$$N = 2 D_{11} B_m \left[\frac{1}{2} + \frac{\psi_0'}{\pi} - \frac{3\psi_0'^2}{\pi^2} \right] \quad \text{dla } 0 < \psi_0' < \frac{1}{3}\pi. \quad (13)$$

Porównanie funkcji $N = f(\psi_0')$ dla rozpatrywanych rozkładów pola magnetycznego przedstawiono w tabeli 1 i na rys. 9.

Tabela 1

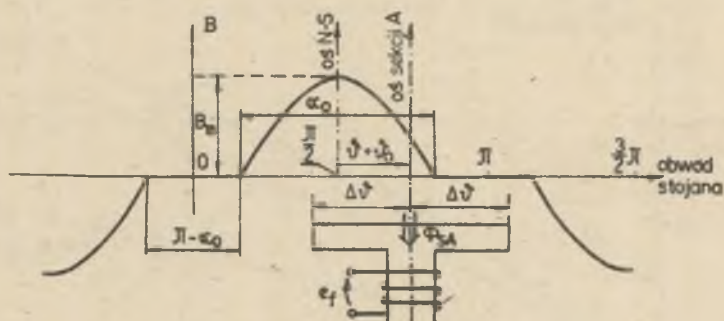
Porównanie parametru N dla różnych rozkładów pola w szczelinie przy $B_m = \text{const}$.

Parametr \ Rozkład pola	Sinusoidalny $\alpha_0 = \pi$ $\psi_0' + \beta_0 = \frac{\pi}{2}$	Prostokątny $\alpha_0 = \pi$ $\psi_0' + \beta_0 = \frac{\pi}{2}$	Trapezowy $\alpha_0 = \pi$ $\psi_0' + \beta_0 = \frac{\pi}{2}$	Trójkątny $\alpha_0 = \pi$ $\psi_0' + \beta_0 = \frac{\pi}{2}$
N	$\frac{9}{2\pi} D_{11} B_m$	$2 D_{11} B_m$	$\frac{7}{4} D_{11} B_m$	$\frac{7}{6} D_{11} B_m$
$\frac{2\pi N}{9 D_{11} B_m}$	1	1,4	1,22	0,81



Rys. 9. Wykresy $N = f(\psi_0')$ przy $\beta_0 = \frac{1}{3}\pi$; $\alpha_0 = \pi$ dla rozkładu pola prostokątnego (1), trapezowego (2), sinusoidalnego (3) i trójkątnego (4)

Przy odcinkowo sinusoidalnym rozkładzie pola magnetycznego (rys. 10) $\alpha_0 < \pi$ wyrażenie na N jest bardziej uwikłaną funkcją kątów α_0 , ψ_0' , dlatego też w tabeli 2 i na rys. 11 podano wartość liczbową N dla kilku wybranych wartości kątów α_0 , ψ_0' [1]. Podobnie dla rozkładu pola magnetycznego odcinkowo prostokątnego $\alpha_0 < \pi$ podano wykres $N = f(\psi_0')$ dla kilku wybra-



Rys. 10. Obliczanie strumienia Φ_{SA} przy rozkładzie pola odcinkowo sinusoidalnym

Tabela 2

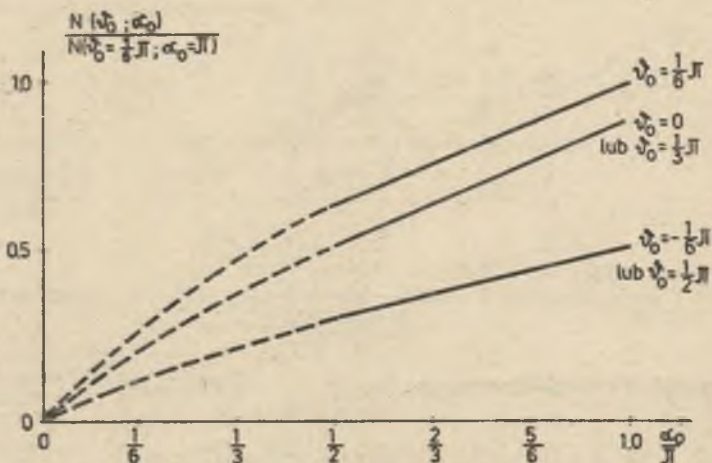
Wartości względne
$$\frac{N(\psi'_0 + \beta_0; \alpha_0)}{N[\psi'_0 + \beta_0 = \frac{\pi}{2}; \alpha_0 = \pi]} = \frac{2\pi N(\psi'_0 + \beta_0; \alpha_0)}{9 D l_1 B_m}$$

dla rozkładów pola odcinkowo sinusoidalnego, przy $D_m = \text{const.}$

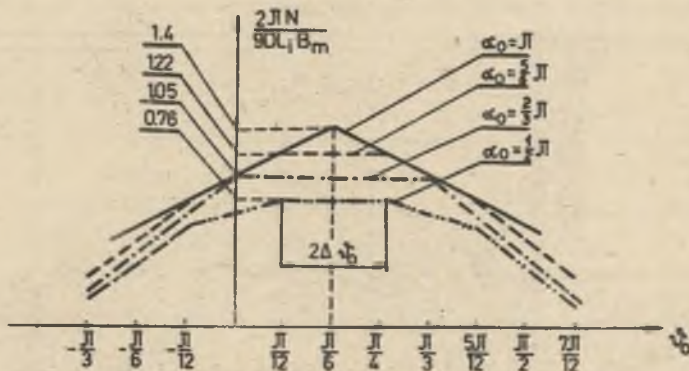
$\psi'_0 + \beta_0 \backslash \alpha_0$	π	$\frac{5}{6} \pi$	$\frac{2}{3} \pi$	$\frac{1}{2} \pi$
$\frac{\pi}{2}$	1	0,882	0,7587	0,622
$\frac{1}{3} \pi$	$\frac{\sqrt{3}}{2} = 0,866$	0,7925	0,666	0,477
$\frac{2}{3} \pi$				
$\frac{1}{6} \pi$	$\frac{1}{2}$	0,441	0,379	0,311
$\frac{5}{6} \pi$				

nych wartości α_0 (rys. 12). Z przedstawionych równań oraz wykresów $N = f(\psi'_0)$ wynikają następujące spostrzeżenia:

- dla rozpatrywanej konstrukcji silnika optymalna wartość kąta $\psi'_0 = \frac{1}{6} \pi$ [lub ściślej $\psi'_0 + \beta_0 = \frac{\pi}{2}$],
- największą wartość współczynnika N uzyskuje się dla rozkładów pól prostokątnych i trapezowych, przy $\alpha_0 = \pi$,



Rys. 11. Wykres $N = f(\psi_0)$ przy $\beta_0 = \frac{1}{3}\pi$ i różnych ψ_0 uzyskany dla rozkładu pola magnetycznego odcinkowo sinusoidalnego

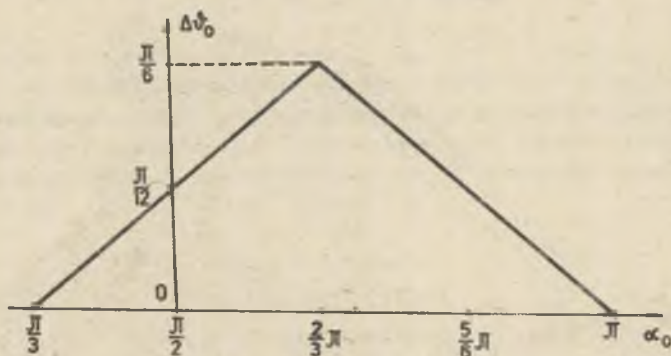


Rys. 12. Wykres parametru $N = f(\psi_0)$ przy $\beta_0 = \frac{1}{3}\pi$ dla rozkładu pola magnetycznego odcinkowo prostokątnego o kącie namagnesowania α_0

- szczególnie interesujące są rozkłady odcinkowo prostokątne, przy $\alpha_0 < \pi$ uzyskuje się dla pewnego przedziału kąta $\psi_0 \pm \Delta\psi_0$ stałą wartość współczynnika N (rys. 12). Składowa zmienna w tym przedziale jest również stała ($n = \text{const}$).

Wniosek ten jest szczególnie istotny dla montażu silników w produkcji wielkoseryjnej. Dokładność montażu podzespołów detali silnika z tolerancją

($\pm \Delta \psi'_0$) nie powoduje pogorszenia parametrów silnika. Zależność tolerancji kąta $\Delta \psi'_0 = f(\alpha_0)$ przedstawiono na rys. 13.



Rys. 13. Dopuszczalne tolerancje w dokładności ustawienia kątów $(\psi'_0 + \beta_0) = \frac{\pi}{2} \pm \Delta \psi'_0$, w zakresie których parametry silnika są stałe. Wykres dotyczy rozkładów pola odcinkowo prostokątnego o kącie namagnesowania α_0 .

4. ANALIZA PRACY SILNIKA W STANIE USTALONYM

Analizę pracy silnika w stanie ustalonym można oprzeć na równaniu (1). Z uwagi na to że wyrażenie $\sum_{k=A,B,C} K_k(\psi) \left[- \frac{d \psi_{sk}}{d \psi} \right]$ posiada składową stałą N i składowe zmienne n , również pozostałe parametry występujące w równaniu (1), a mianowicie e , i , $M(\psi)$, będą zawierać składowe stałe i składowe zmienne. Załóżmy zatem:

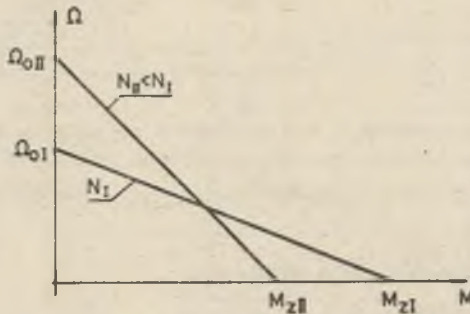
$$\left. \begin{aligned} u &= U = \text{const} \\ M_{ob} &= \text{const} \\ e &= E + e_n \\ i &= I + i_n \\ M(\psi) &= M + m_n \\ \omega &= \Omega + \omega_n \\ \psi &= \Omega t + \omega_n t \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Wartości U oraz M_{ob} są wymuszone przez źródło zasilania i układ napędowy. Po wprowadzeniu warunków (14) do równania (1) i przy pominięciu zaburzeń komutacyjnych zachodzących przy przełączeniu prądu z jednej sekcji do drugiej, oraz przy założeniu ($\omega_n \cdot n = 0$; $i_n \cdot n = 0$), dla ustalonego stanu pracy otrzymuje się [2]

$$\left. \begin{aligned} U &= E + R I \\ M &= M_{ob} \\ E &= z \Omega N \\ M &= z I N \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\begin{aligned}
 0 &= e_{\omega} + R i_{\omega} + L \frac{d i_{\omega}}{d t} \\
 J \frac{d \omega_{\omega}}{d t} &= m_{\omega} \\
 e_{\omega} &= z \Omega n + z N \omega_{\omega} \\
 m_{\omega} &= z I n + z N i_{\omega}
 \end{aligned} \tag{16}$$

Równanie (15) może być wykorzystane dla celów projektowych, np. do opracowania mutacji konstrukcyjnych rozwiązania podstawowego, jak również do analizy wpływu rozkładu pola w szczelinie oraz odchyłek tolerancyjnych w montażu silnika (parametr N) na charakterystykę mechaniczną $\Omega = f(M)$ (rysunek 14).



Rys. 14. Charakterystyka mechaniczna silnika

Jeśli składową zmienną n rozłożyć na szereg Fouriera

$$n = \sum_{\nu=1,3,5} \Delta N_{\nu} \sin 6 \nu \Omega t \tag{17}$$

i ograniczyć rozważania do 1-harmonicznej

$$n = \Delta N \sin 6 \Omega t \hat{=} \Delta N e^{j 6 \Omega t} = \hat{\Delta} N, \tag{18}$$

to z równań (16) można obliczyć kołysanie prędkości obrotowej silnika

$$\omega_{\omega} \hat{=} \hat{\Delta} \Omega = \frac{(R \frac{I}{N} - z \Omega) + j 6 \Omega L \frac{I}{N}}{z N - 6 \Omega L J + j J R} \hat{\Delta} N = \hat{\omega}_{\omega} \hat{\Delta} N, \tag{19}$$

przy czym z równań (15), przy zadanym napięciu U i momencie obciążenia M_{ob} , oblicza się

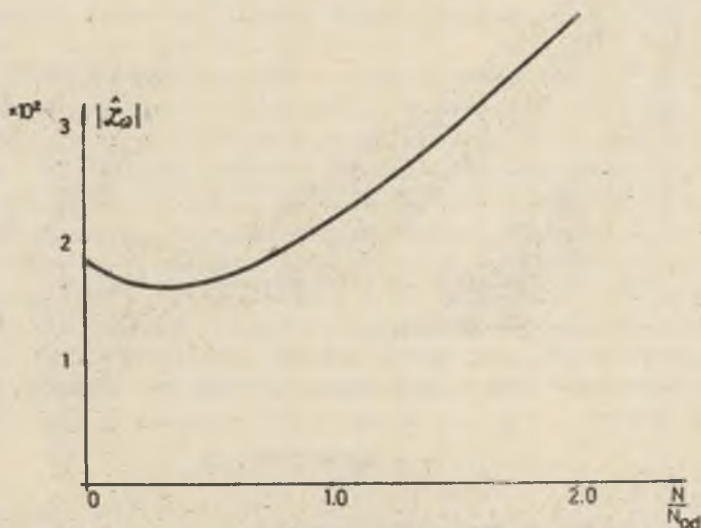
$$I = \frac{M_{ob}}{z N}; \quad \Omega = \frac{U - R I}{z N}. \tag{20}$$

Amplituda kołysań prędkości obrotowej

$$\Delta\Omega = |\Delta\hat{\Omega}| = \left| \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial N} \right| \Delta N = \left| \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \omega} \right| \Delta N \quad (21)$$

będzie zależać od parametrów silnika. Na rys. 15 przedstawiono wykresy $|\frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \omega}| = f(N)$ przy znamionowym prądzie silnika $I = I_N$ i znamionowej prędkości kątowej Ω_N . Wykresy dotyczą silnika typu E-3208 o danych:

$$\begin{aligned} R &= 10 [\Omega], \\ \Omega &= 210 [\text{rad/s}], \\ I_N &= 0,12 [\text{A}], \\ z &= 250 \text{ zwojów}, \\ L &= 18 \cdot 10^{-3} [\text{H}], \\ N_{\text{od}} &= \frac{3}{z \cdot 210} \left[\frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{rad}} \right], \\ J &= 1,5 \cdot 10^{-6} [\text{kg} \cdot \text{m}^2]. \end{aligned}$$



Rys. 15. Zależność współczynnika $\left| \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \omega} \right| = f. \left(\frac{N}{N_{\text{od}}} \right)$

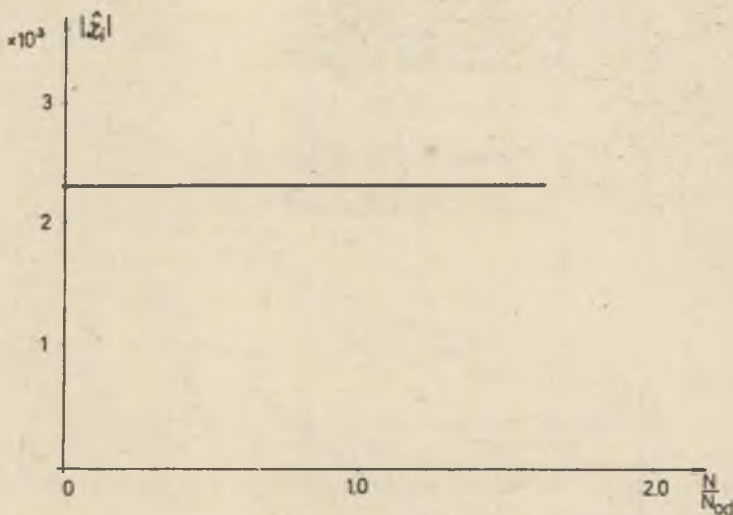
Rysunek odnosi się do najbardziej niekorzystnego przypadku pracy silnika, to jest takiego, przy którym moment bezwładności urządzeń napędzanych jest równy zero.

Zarówno z równania (19), jak i rys. 15 widać, że wraz ze zmniejszeniem się parametru N współczynnik $\left| \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \omega} \right|$ spada, ponieważ zmniejszeniu się N towarzyszy wzrost amplitudy ΔN , stąd należy się liczyć z tym, że kołysa-

nia prędkości obrotowej przy zmniejszaniu parametru N są w przybliżeniu stałe. Prąd obciążenia nie ma wielkiego wpływu na kołysanie prędkości obrotowej,

Podobnie można określić składową zmienną prądu twornika

$$\Delta I = - \frac{z\Omega + j\mathcal{L}\omega zN}{R + j6\Omega L} \Delta N = \mathcal{L}_1 \Delta N \quad (22)$$



Rys. 16. Zależność współczynnika $|\mathcal{L}_1| = f(\frac{N}{N_{od}})$

Zależność parametru $|\mathcal{L}_1|$ od N dla silnika E 3208 podano na rys. 16. Składowa przemienna prądu jest źródłem strat dodatkowych wydzielanych w silniku, które wynoszą

$$\Delta P_{Cu} = R \sqrt{I^2 + |\Delta I|^2}$$

oraz powoduje obniżenie sprawności silnika

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = 1 - \frac{\Delta P_{Cu} + \Delta P_m + \Delta P_{Fe}}{P_1} \quad (23)$$

gdzie:

ΔP_m - straty mechaniczne w silniku,

ΔP_{Fe} - straty w obwodzie magnetycznym silnika.

5. WNIOSKI

Rozkład pola magnetycznego w silniku prądu stałego wzbudzonym magnesem trwałym ma istotny wpływ na parametry i charakterystyki elektromechaniczne silnika. Przy zadanej indukcji maksymalnej w szczelinie silnika B_m najkorzystniejszy przebieg charakterystyki mechanicznej $\omega = f(M)$ (rys. 14) i maksymalny moment rozruchowy uzyskuje się przy prostokątnym rozkładzie indukcji w szczelinie. Dla innych rozkładów indukcji charakterystyka mechaniczna $\omega = f(M)$ staje się bardziej stroma, a moment rozruchowy maleje o wartość względną jak w tabelach 1 i 2 oraz na rysunkach 9, 11, 12.

W analizowanej konstrukcji silnika najkorzystniejsza wartość kąta między osią szczytów A1 A2 i osią biegunów N-S wynosi $\gamma'_0 = \pi/6$, a kąta między osią sekcji A, a osią odpowiadającej jej działki komutatora $\beta_0 = \pi/3$. Optymalna wartość sumy kątów $(\gamma'_0 + \beta_0) = \pi/2$. Kąty γ'_0 i β_0 są ustawiane w czasie montażu silnika z pewną tolerancją, im bardziej suma rzeczywistych wartości kątów $(\gamma'_0 + \beta_0)$ odbiega od $\pi/2$, tym bardziej pogarszają się parametry silnika. Wyjątek tutaj jednak stanowią rozkłady pola odcinkowo prostokątne, które w zależności od kąta namagnesowania α_0 dopuszczają znaczną tolerancję w dokładności ustawienia kątów $(\gamma'_0 + \beta_0) = \pi/2 \pm \Delta\gamma'_0$ bez pogorszenia parametrów silnika. Wykres dopuszczalnych tolerancji $\Delta\gamma'_0 = f(\alpha_0)$ podaje rys. 13.

Kształt pola magnetycznego w szczelinie oraz kąty $(\gamma'_0 + \beta_0)$ mają wpływ na składową zmienną napięcia rotacji indukowanego w uzwojeniu i składową zmienną momentu elektromagnetycznego silnika. Dla każdego z rozkładów pól w szczelinie minimalną wartość składowych zmiennych napięcia rotacji i momentu elektromagnetycznego uzyskuje się przy warunku $(\gamma'_0 + \beta_0) = \pi/2$. Korzystne są pod tym względem również rozkłady odcinkowo prostokątne $\alpha_0 = \frac{2}{3}\pi$, które przy zmianach kątów $(\gamma'_0 + \beta_0) = \frac{\pi}{2} \pm \frac{1}{6}\pi$ nie generują składowych zmiennych w napięciu rotacji i nie wytwarzają składowych zmiennych momentu elektromagnetycznego. Dla rozkładów pola odcinkowo prostokątnego, lecz $\alpha_0 \neq \frac{2}{3}\pi$, składowe zmienne w napięciu rotacji i momencie elektromagnetycznym wystąpią, lecz są stałe, jeśli tylko kąty $(\gamma'_0 + \beta_0) \neq \frac{\pi}{2} \pm \Delta\gamma'_0$. Wykres $\Delta\gamma'_0 = f(\alpha_0)$ podaje rys. 13.

LITERATURA

- [1] Pawlak A.: Wpływ kształtu pola wzbudzenia na parametry silnika prądu stałego małej mocy o magnesach trwałych. Praca doktorska. Politechnika Śląska, Gliwice 1980.
- [2] Adkins B.: The general theory of electrical machines. Chapman and Hall London 1959.

Recenzent: doc. dr inż. Jerzy Mickiewicz

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПОЛЯ ИНДУКЦИИ В МАЛОМОЩНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ
ПОСТОЯННОГО ТОКА, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ
НА ПАРАМЕТРЫ ЭТИХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Р е з ю м е

В статье представлены вопросы связанные с конструкцией и технологией двигателей малой мощности с тремя зубцами ротора. В этих двигателях временные характеристики электродвижущей силы (э.д.с) и электромагнитный момент зависят от формы индукции в зазоре двигателя. Отыскиваются наиболее благоприятные распределения поля, при которых средние значения э.д.с. и электромагнитного момента являются относительно большими, а их переменные составляющие - минимальными. Рассматривается тоже проблема влияния технологических свойств (точности монтажа подузлов) при заданных формах поля на ухудшение свойств двигателя.

THE EFFECT OF A FIELD SHAPE IN DC MICROMOTORS
INDUCED FROM PERMANENT MAGNETS ON THE PARAMETERS
OF THESE MOTORS

S u m m a r y

The constructions and technology of micromotors with three slot rotors are discussed. Time courses of rotational electromotive force observed in these motors as well as the electromagnetic moment depended on the field shape in the air gap. A most favourable field distribution, at which the mean values of rotational emf and electromagnetic moment were relatively high and their variable components - the least possible, was searched. The effect of technological conditions on the impairment of motors parameters at the assumed field shapes is discussed as well.

Jan SIENKIEWICZ

Wojskowa Akademia Techniczna
w Warszawie

WPLYW IMPULSOWEGO ZASILANIA NA DYNAMIKĘ SILNIKA PRĄDU STAŁEGO O MAGNESACH TRWAŁYCH

Streszczenie. Rozpatrzono silnik prądu stałego o magnesach trwałych zasilany z układu tranzystorowego jednokierunkowym impulsowym napięciem prostokątnym. Analizę teoretyczną dynamiki tego silnika przeprowadzono w oparciu o klasyczny model obwodowy. Rozwiązania równań różniczkowych dokonano dla dowolnych warunków początkowych metodą operatorową.

Na podstawie otrzymanego rozwiązania przeprowadzono na maszynie cyfrowej obliczenia zmian prądu twornika i prędkości kątowej przy rozruchu silnika dla różnych częstotliwości impulsowania. Otrzymane wyniki obliczeń zweryfikowano badaniami eksperymentalnymi.

1. WSTĘP

Ważną grupą maszyn elektrycznych o bardzo różnorodnych zastosowaniach są maszyny prądu stałego, wśród których na szczególną uwagę zasługują szybko reagujące silniki wykonawcze małej mocy. Pełne wykorzystanie własności regulacyjnych i dynamicznych tych silników jest możliwe przy ich sterowaniu z układów elektronicznych.

Napędy elektryczne z silnikami prądu stałego zasilanymi impulsowo zyskały w kraju znaczenie przemysłowe dopiero z chwilą podjęcia własnej produkcji elementów półprzewodnikowych. Rozszerzający się ciągle zakres zastosowań omawianych napędów oraz dalsze ich udoskonalanie w celu rozszerzenia zakresu regulacji oraz zwiększenie precyzji i niezawodności działania przy różnych warunkach eksploatacyjnych, zmusza do poszukiwania najkorzystniejszych parametrów układu sterującego i parametrów silnika pracującego w tym układzie.

Sterowanie silnika napięciem impulsowym powoduje pulsację prądu twornika, a więc i strumienia magnetycznego, przez co powstaje pulsacja momentu obrotowego, wywołująca wahania chwilowej wartości prędkości obrotowej; rosną straty mocy w silniku oraz pogarszają się jego warunki komutacji. Ograniczenie niekorzystnego wpływu impulsowego zasilania na pracę silnika może odbywać się poprzez zastosowanie odpowiedniej jego konstrukcji oraz przez wybór odpowiedniego układu sterowania i odpowiedniej częstotliwości impulsowania. Wysoką częstotliwość impulsowania mogą zapewnić układy tran-

zystorowe, które współpracują z silnikami prądu stałego o magnesach trwałych umożliwiając spełnienie większości wymagań stawianych obecnie nowoczesnym szybko reagującym układom napędowym.

Przy zasilaniu silnika z układu tranzystorowego prąd twornika może być ciągły lub nieciągły. Ciągłość prądu można uzyskać przez zastosowanie odpowiedniego układu sterowania lub przez dobór możliwie wysokiej częstotliwości impulsowania. W omawianych układach regulacja prędkości kątowej odbywa się poprzez zmianę szerokości impulsów napięcia zasilającego, przy stałej częstotliwości impulsowania i ciągłym prądzie twornika.

Przedmiotem poniższych rozważań będzie więc:

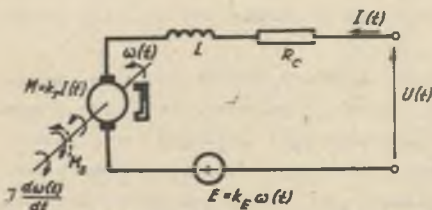
- analiza teoretyczna dynamiki magnetoelektrycznego silnika prądu stałego zasilanego jednokierunkowym napięciem prostokątnym, ze szczególnym uwzględnieniem procesów mechanicznych;
- obliczenie zmian prędkości kątowej i prądu twornika, przy rozruchu silnika zasilanego z tranzystorowego wzmacniacza mocy;
- omówienie wyników badań silnika, dla którego dokonano obliczeń.

2. ANALIZA TEORETYCZNA DYNAMIKI SILNIKA PRĄDU STAŁEGO O MAGNESACH TRWAŁYCH ZASILANEGO NAPIĘCIEM IMPULSOWYM

Analiza wpływu impulsowego zasilania na procesy przejściowe zachodzące w silniku o magnesach trwałych zostanie przeprowadzona w oparciu o klasyczny model obwodowy silnika. Podstawowym założeniem, upraszczającym przyjęty model matematyczny, jest stałość strumienia magnetycznego. Oprócz tego pomija się:

- wpływ prądów wirowych i zjawisko histerezy,
- reakcję twornika,
- spadek napięcia na szotkach,

zaś tranzystory i diody w obwodzie twornika są elementami biernymi o jednakowej rezystancji.



Rys. 1. Schemat ideowy silnika prądu stałego o magnesach trwałych

Przy tych założeniach upraszczających i stałym obciążeniu dynamikę silnika, którego schemat ideowy przedstawiony jest na rys. 1, opisują liniowe stacjonarne równania różniczkowe:

$$\left. \begin{aligned} L \frac{dI(t)}{dt} + k_E \omega(t) + R_c I(t) &= U(t) \\ J \frac{d\omega(t)}{dt} \pm M_m &= k_T I(t) \end{aligned} \right\} (1)$$

gdzie:

- L - indukcyjność obwodu twornika,
 R_0 - rezystancja całkowita obwodu twornika,
 J - moment bezwładności sprowadzony do wału twornika,
 $I(t), \omega(t)$ - prąd i prędkość kątowa twornika,
 $U(t)$ - napięcie zasilania,
 $M_s = k_T I_s$ - statyczny moment oporowy,
 $k_E = \frac{E}{\omega} = k_T = \frac{\Delta M}{\Delta I}$ - stała maszynowa.

Określenie zmian prądu twornika i prędkości kątowej przy zasilaniu impulsowym wiąże się z rozwiązaniem układu równań różniczkowych (1), które zapisane w wielkościach względnych przyjmują postać [1]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\beta} \cdot \frac{di(\tau)}{d\tau} + \varphi(\tau) + i(\tau) &= u(\tau) \\ \frac{1}{\beta_m} \frac{d\varphi(\tau)}{d\tau} \pm i_s &= i(\tau) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

W równaniach oznaczają:

$$u(\tau) = \frac{U(\tau)}{U_m}; \quad \tau = \frac{t}{T}; \quad i(\tau) = \frac{I(\tau)}{I_m}; \quad I_m = \frac{U_m}{R_0};$$

$$\varphi(\tau) = \frac{\omega(\tau)}{\omega_0} = \frac{n(\tau)}{U_m}; \quad \beta = \frac{T}{L}; \quad T_0 = \frac{L}{R_0};$$

$$\beta_m = \frac{T}{T_m}; \quad T_m = \frac{J\omega_0}{M_m} = \frac{J R_0}{E k_T}; \quad M_m = k_T I_m.$$

Jeżeli w przedstawionym układzie równań rozdzielimy zmienne, to otrzymamy równanie (3) opisujące względny prąd twornika i równanie (4) na względną prędkość kątową silnika, gdzie funkcją wymuszającą jest względne napięcie twornika

$$\frac{1}{\beta} \cdot \frac{d[\Delta i(\tau)]}{d\tau} + \beta_m \int_0^\tau \Delta i(\tau) d\tau + \Delta i(\tau) = u(\tau) - \varphi(0) \mp i_s \quad (3)$$

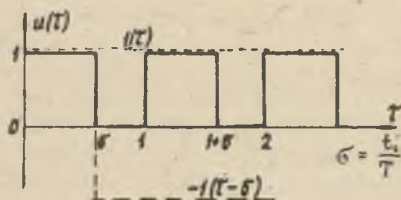
gdzie $\Delta i(\tau) = i(\tau) \mp i_s$

$$\frac{1}{\beta \beta_m} \cdot \frac{d^2 \varphi(\tau)}{d\tau^2} + \frac{1}{\beta_m} \cdot \frac{d\varphi(\tau)}{d\tau} + \varphi(\tau) = u(\tau) \mp i_s \quad (4)$$

Dokonując przekształceń Laplace'a tych równań, z uwzględnieniem warunków początkowych, dochodzimy do równań:

$$\Delta i(s) (s^2 + \beta s + \beta \beta_m) = s \beta u(s) - \beta [\vartheta(0) \pm i_m] + s \Delta i(0), \quad (5)$$

$$\vartheta(s) (s^2 + \beta s + \beta \beta_m) = \beta \beta_m u(s) + \beta \beta_m \frac{1}{s} + \beta \vartheta(0) \left(1 + \frac{1}{\beta}\right) s + \frac{d\vartheta}{dt}(0). \quad (6)$$



t_i - czas trwania impulsu

T - okres impulsowania

Rys. 2. Przebieg napięcia twornika wyrażony w wielkościach względnych

Przebieg impulsowego napięcia $u(\tau)$, dla którego szukane będzie rozwiązanie przedstawia rys. 2. Napięcie to można wyrazić sumą i różnicą funkcji jednostkowych. Transformata napięcia twornika przyjmie więc postać:

$$u(s) = \frac{1 - e^{-s\delta}}{s} (1 + e^{-s} + e^{-2s} + \dots + e^{-ns} + \dots) \quad (7)$$

czyli dokonując odwrotnego przekształcenia Laplace'a równań (5) i (6), otrzymamy rozwiązanie opisujące dynamikę silnika o magnesach trwałych, przy stałym obciążeniu, zasilanego napięciem pulsującym. Zmianę prądu w czasie określiśmy z wyrażenia (8), a zmianę prędkości kątowej z wyrażenia (9).

$$\Delta i(\tau) = \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{s \beta u(s)}{s^2 + \beta s + \beta \beta_m} \right] + \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{\beta [\pm i_s - \vartheta(0)] + s \Delta i(0)}{s^2 + \beta s + \beta \beta_m} \right] = i_1(\tau) + i_c(\tau), \quad (8)$$

$$\vartheta(\tau) = \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{\beta \beta_m u(s)}{s^2 + \beta s + \beta \beta_m} \right] + \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{\beta \beta_m \frac{1}{s} + \beta \vartheta(0) \left(1 + \frac{s}{\beta}\right) + \frac{d\vartheta(0)}{dt}}{s^2 + \beta s + \beta \beta_m} \right] = \vartheta_1(\tau) + \vartheta_0(\tau) \quad (9)$$

Z wyrażen tych wynika, że zarówno prąd twornika, jak i prędkość kątowa, zależą od dwóch składowych:

- impulsowej $i_1(\tau)$ lub $\vartheta_1(\tau)$, wywołanej składową impulsową napięcia twornika;
- ciągłej $i_c(\tau)$ lub $\vartheta_0(\tau)$, wywołanej energią magazynowaną w elementach układu, reprezentowaną tu przez warunki początkowe.

Składowe impulsowe dla prądu ciągłego określa się w dwóch przedziałach każdego okresu T : w czasie trwania impulsu $t_i = \delta \cdot T$ i w czasie przerwy w zasilaniu $t_p = (1 - \delta) \cdot T$.

Korzystając z twierdzenia o rozkładzie i dokonując zmiany skali czasu ostatecznie otrzymamy [2]:

- składową ciągłą prądu twornika (składową przejściową):

$$i_o(\tau) = \frac{\Delta i(0)(s_1 e^{s_1 \tau} - s_2 e^{s_2 \tau})}{s_1 - s_2} - \frac{\beta [v(0) \pm i_s]}{s_1 - s_2} (e^{s_1 \tau} - e^{s_2 \tau}), \quad (10)$$

gdzie:

s_1 i s_2 - rzeczywiste pierwiastki równania charakterystycznego,

- składową impulsową prądu twornika dla $n+1$ okresu:

$$\Delta i_{2n+1,1}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{s_1^2}{\beta}}} \left(\frac{1-s_1(1-\delta) \left[\frac{s_1(1-\delta) - s_1}{1-s_1} \right] s_1^{2n} s_2 \tau}{1-s_1} e^{s_1 \tau} - \frac{1-s_2(1-\delta) \left[\frac{s_2(1-\delta) - s_2}{1-s_2} \right] s_2^{2n} s_2 \tau}{1-s_2} e^{s_2 \tau} \right) \quad (11)$$

dla $0 \leq \tau \leq \delta$

$$\Delta i_{2n+1,2}(\tau) = -\frac{1}{\sqrt{1-\frac{s_1^2}{\beta}}} \left(\frac{1-s_1 \delta \left[1-s_1(n+1) \right] s_1^{2n} \tau}{1-s_1} - \frac{1-s_2 \delta \left[1-s_2(n+1) \right] s_2^{2n} \tau}{1-s_2} \right) \quad (12)$$

dla $0 \leq \tau \leq 1-\delta$

- składową ciągłą prędkości kątowej:

$$v_o(\tau) = -i_s \left(1 - \frac{s_2 e^{s_2 \tau} - s_1 e^{s_1 \tau}}{s_1 - s_2} \right), \quad (13)$$

- składową impulsową prędkości kątowej dla $n+1$ okresu:

$$v_{2n+1,1}(\tau) = -\frac{1}{\beta \sqrt{1-\frac{s_1^2}{\beta}}} \left(\frac{1-s_2(1-\delta) \left[\frac{s_2(1-\delta) - s_2}{1-s_2} \right] s_2^{2n} s_2 \tau}{1-s_2} e^{s_2 \tau} - \frac{1-s_1(1-\delta) \left[\frac{s_1(1-\delta) - s_1}{1-s_1} \right] s_1^{2n} s_2 \tau}{1-s_1} e^{s_1 \tau} \right) \quad (14)$$

dla $0 \leq \tau \leq \delta$

$$v_{2n+1,2}(\tau) = -\frac{1}{\beta \sqrt{1-\frac{s_1^2}{\beta}}} \left(\frac{1-s_1 \delta \left[1-s_1(n+1) \right] s_2^{2n} \tau}{1-s_1} - \frac{1-s_2 \delta \left[1-s_2(n+1) \right] s_1^{2n} \tau}{1-s_2} \right) \quad (15)$$

dla $0 \leq \tau \leq 1-\delta$

Otrzymane rozwiązanie pozwala na analizę dynamiki silnika dla dowolnych warunków początkowych. Warunki te dla rozruchu silnika podaje zależność:

$$\Delta i(0) = i(0) - i_s = 0; \quad v(0) = 0, \quad (16)$$

zatem składowe ciągle względnego prądu twornika i prędkości kątowej obliczamy wtedy z wyrażień:

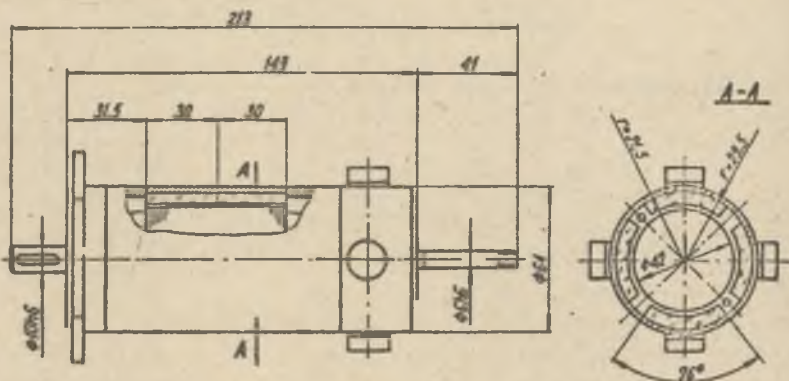
$$i_o(\tau) = -\frac{\beta i_s (e^{s_1 \tau} - e^{s_2 \tau})}{s_1 - s_2}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \omega_c(\tau) = & \frac{1}{s} \left(1 - \frac{s_1 e^{s_2 \tau} - s_2 e^{s_1 \tau}}{s_1 - s_2} \right) + \\ & + \omega(0) \frac{s_1 e^{s_1 \tau} - s_2 e^{s_2 \tau}}{s_1 - s_2} + \frac{\beta \dot{\omega}(0) + \frac{d^2 \omega}{dt^2}(0)}{s_1 - s_2} (e^{s_1 \tau} - e^{s_2 \tau}) \end{aligned} \quad (18)$$

Wykorzystując zależności analityczne (17), (11), (12) oraz (18), (14), (15) można dokonać obliczeń przebiegu względnej prędkości kątowej i względnego prądu twornika w funkcji czasu dla rozruchu silnika.

3. WYNIKI OBLICZEŃ ORAZ BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH ZMIAN PRĘDKOŚCI KĄTOWEJ I PRĄDU TWORNIKA PRZY ROZRUCHU SILNIKA

Obiektem, dla którego dokonano obliczeń oraz wykonano badania laboratoryjne jest, oszterobiegunowy silnik prądu stałego o anizotropowych magnesach trwałych, którego konstrukcję przedstawia rys. 3.



Rys. 3. Rysunek konstrukcyjny badanego silnika

Został on wykonany w Instytucie Systemów Pomiarowych i Automatyki WAT. Wirnik silnika o budowie klasycznej wykonany z blach o stratności 2, 3 W/kg i grubości 0,5 mm ma 27 zębów, w których nawinięto uzwojenie pętlicowe proste o rezystancji 2 Ω . W celu zmniejszenia momentu biernego na wirniku wykonano skos wynoszący jedną podziałkę zębówką. Komutator ma 54 wycinki. Bieguny stojana są klejone i każdy z nich składa się z dwóch segmentów. Indukcja remanentu dla zastosowanych magnesów wynosi $B_r = 0,375$ T, zaś natężenie pola magnetycznego koerecji $H_o = 270$ kA/m. W silniku zastosowano osztery szozotki o wymiarach 4 x 6,3 x 12,5 mm.

W celu określenia parametrów silnika potrzebnych do obliczeń, poddano go badaniom laboratoryjnym przy zasilaniu napięciem stałym z akumulatora. Dane te wynoszą:

- stała maszynowa $k_E = 1,65 \frac{Vs}{\text{rad}} = k_T = 1,65 \frac{\text{Nm}}{\text{A}};$

- elektromagnetyczna stała czasowa $T_o = \frac{L}{R_o} = \frac{2,7 \text{ mH}}{2,7 \text{ A}} = 1 \text{ ms};$

- elektromechaniczna stała czasowa $T_m = \frac{R_o}{k_E k_T} = 7,5 \text{ ms};$

- moment bezwładności $J = 0,12 \cdot 10^{-3} \text{ Nms}^2;$

- napięcie zasilania $U = 60V;$

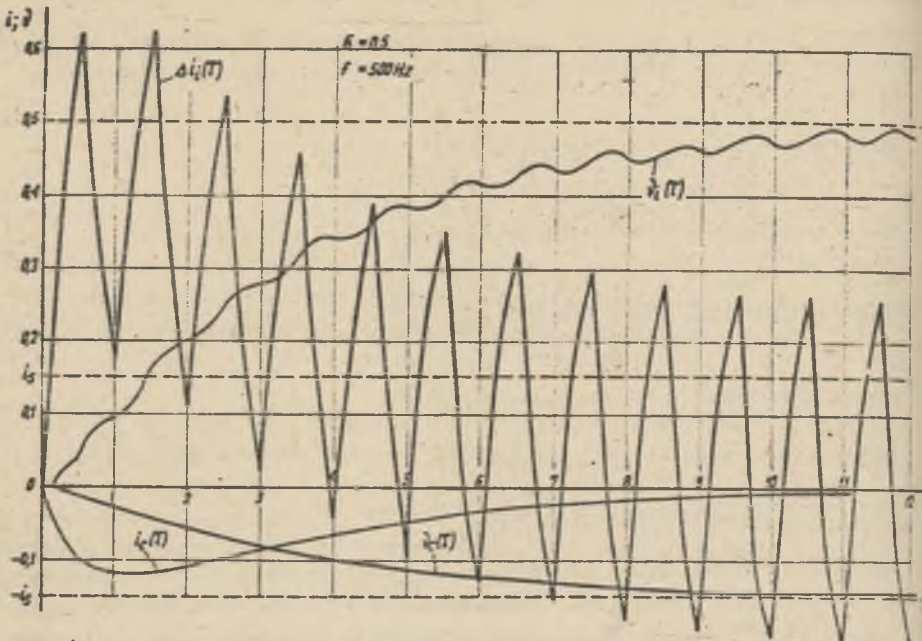
- prąd twornika (dopuszczalny trwale) $I = 3A.$

Obliczenia wpływu czasu trwania impulsu odniesionego do okresu impulsowania na procesy mechaniczne i pulsację prądu twornika, jak również analiza teoretyczna wykazują, że maksymalna pulsacja tego prądu jak i maksymalne wahania prędkości kątowej występują przy współczynniku wypełnienia $\frac{t_i}{T} = 0,5$. Dlatego też przedstawione tu wyniki będą dotyczyły tego właśnie przypadku.

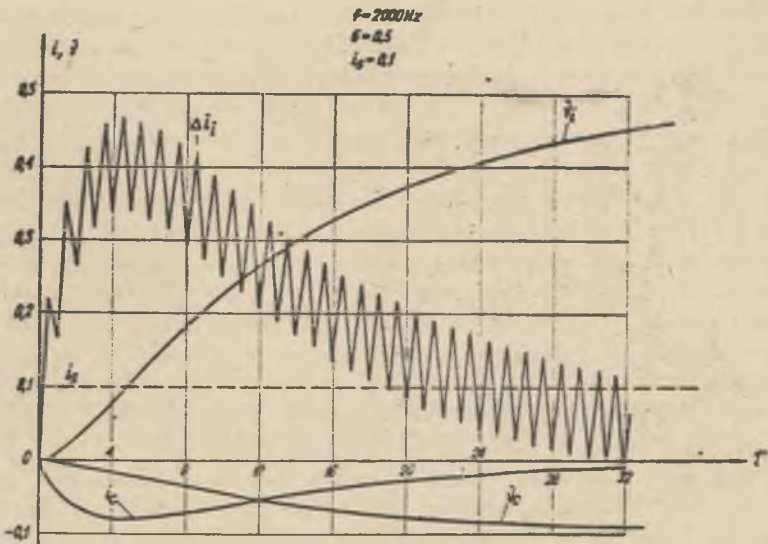
Obliczenia przebiegów względnego prądu twornika i względnej prędkości kątowej w funkcji czasu dla rozruchu silnika wykonano dla różnych częstotliwości impulsowania na maszynie cyfrowej, wykorzystując wyrażenia (17), (11), (12) oraz (18), (14), (15). Okres impulsowania podzielono na 10 odcinków czasowych, powtarzając obliczenia dla n okresów, aż do ustalenia się przebiegów.

Na rys. 4 wykreślone zostały na podstawie wyników obliczeń: składowa impulsowa prądu twornika odniesionego do prądu zwarcia $\Delta i_1(\tau)$ i składowa impulsowa prędkości kątowej odniesionej do prędkości idealnego biegu jałowego $\omega_1(\tau)$ w funkcji względnego czasu $\tau = \frac{t}{T}$ dla częstotliwości powtarzania impulsów $f = 500 \text{ Hz}$. Dodatkowo wykreślone zostały składowe ciągle prądu i prędkości kątowej dla obciążenia momentem znamionowym. Kolejne wykresy (rys. 5 i rys. 6) przedstawiają identyczne przebiegi jak na rys. 4, przy częstotliwości impulsowania $f = 2000 \text{ Hz}$ i $f = 5000 \text{ Hz}$.

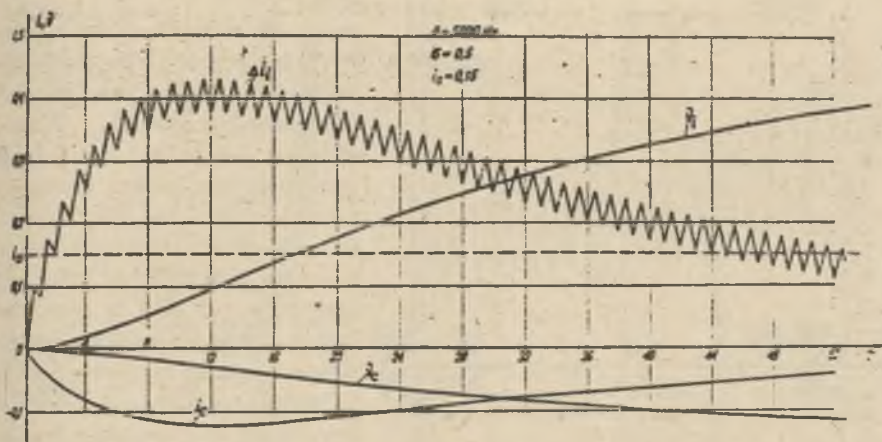
Wykonane obliczenia zmian prądu twornika i prędkości kątowej przy rozruchu silnika o magnesach trwałych, przedstawione tu graficznie, pozwalają określić wpływ okresu impulsowania na procesy mechaniczne silnika. Ma to istotny wpływ na równomierność biegu i zakres regulacji prędkości obrotowej.



Rys. 4. Przebiegi składowych impulsowej i ciągłej względnej prądu i prędkości kątowej przy rozruchu silnika dla $\frac{T}{T_0} = 2$

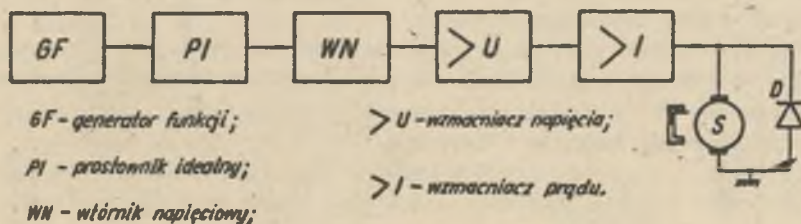


Rys. 5. Przebiegi składowych impulsowej i ciągłej względnej prądu i prędkości kątowej przy rozruchu silnika dla $\frac{T}{T_0} = 0,5$

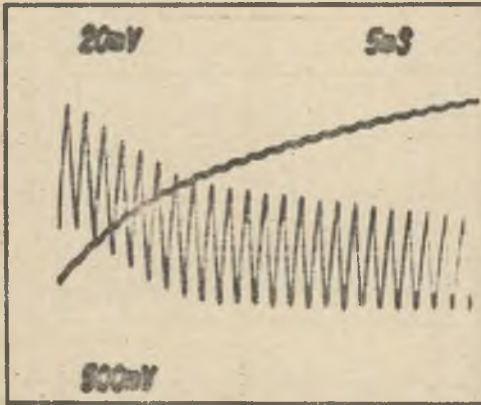


Rys. 6. Przebiegi składowych impulsowej i ciągłej względnej prądu i prędkości kątowej przy rozruchu silnika dla $\frac{T}{T_e} = 0,2$

Otrzymane wyniki zweryfikowano badaniami eksperymentalnymi. Silnik, dla którego wykonano obliczenia, zasilano z liniowego wzmacniacza tranzystorowego, którego schemat blokowy przedstawia rys. 7 [3]. Wartość średnia napięcia twornika przy współczynniku wypełnienia $\delta = 0,5$ wynosiła 24 V. W celu uzyskania ciągłości prądu dla częstotliwości impulsów napięcia 500 Hz silnik obciążono innym silnikiem, którego moment bezwładności był zbliżony do momentu bezwładności silnika badanego. Spowodowało to dwukrotne zwiększenie elektromechanicznej stałej czasowej. Oscylogram na rys. 8 przedstawia przebieg prądu i prędkości kątowej przy rozruchu silnika dla częstotliwości impulsowania 500 Hz. Do rejestracji prądu wykorzystano napięcie z bocznika, a prędkości kątowej z prądnicy tachometrycznej sprzężonej



Rys. 7. Schemat blokowy wzmacniacza



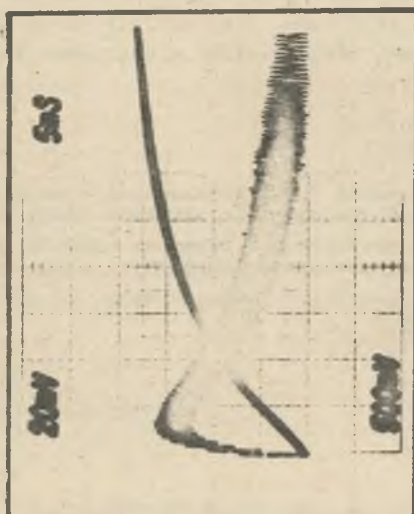
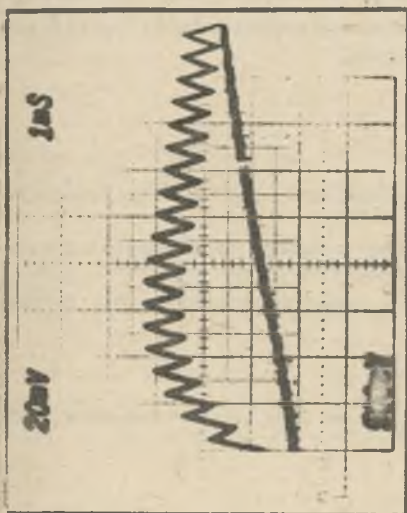
Rys. 8. Prąd i prędkość kątowa przy rozruchu silnika zasilanego napięciem pulsującym 500 Hz

mechanicznie z badanym silnikiem. Maksymalny prąd przy rozruchu wynosi 9 A, zaś ustalona prędkość obrotowa 1440 obr/min. Przy takim zasilaniu na oscylogramie widoczna jest nierównomierność prędkości kątowej silnika. Kolejne oscylogramy przedstawiają zmiany prądu i prędkości kątowej przy rozruchu silnika dla częstotliwości impulsowania 2000 Hz (rys. 9) i 5000 Hz (rys. 10). W celu dokładniejszego pokazania zmian prądu twornika na rysunkach 9b i 10b zamieszczono przebiegi rozciągnięte w osi, obrazujące początkową fazę rozruchu silnika.

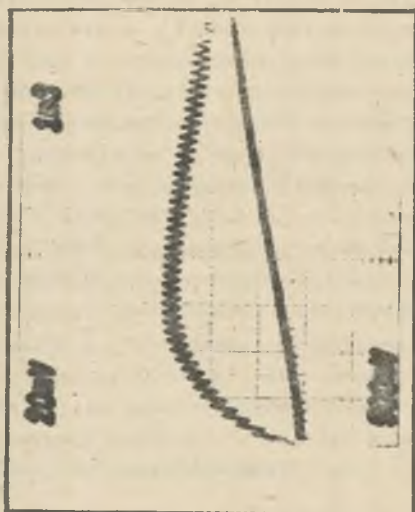
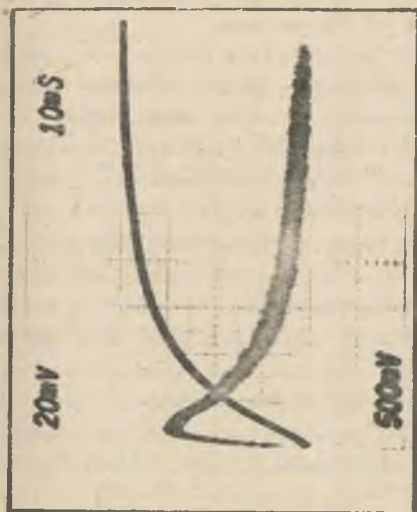
4. PODSUMOWANIE WYNIKÓW

W szybkoreagujących układach napędowych do współpracy z elektronicznym układem sterowania doskonale nadają się silniki wykonawcze o magnesach trwałych. Obwód magnetyczny tych silników dzięki małej permeancji poprzecznej powoduje, że składowa pulsująca strumienia magnetycznego jest mała. Dobre są wtedy warunki komutacji oraz małe dodatkowe straty mocy w obwodzie magnetycznym. Dalsze ograniczenie wpływu impulsowego zasilania na pracę napędu można uzyskać przez sterowanie silnika z układu tranzystorowego. Pozwala on na zwiększenie częstotliwości powtarzania impulsów napięcia zasilającego w porównaniu z powszechnie stosowanymi układami tyrystorowymi z komutacją sieciową, a więc zmniejszenie składowej pulsującej prądu. Powoduje to zmniejszenie dodatkowych strat mocy w uzwojeniu twornika oraz w obwodzie magnetycznym. Takie sterowanie silnikiem wpływa również korzystnie na procesy mechaniczne napędu.

Przeprowadzona analiza teoretyczna dynamiki silnika o magnesach trwałych, zasilanego jednokierunkowym impulsowym napięciem prostokątnym o ustalonym okresie T i zmiennym współczynniku wypełnienia pozwala na określenie zmian prądu twornika (wyrażenia (10), (11), (12)) i prędkości kątowej (wyrażenia (13), (14), (15)) w funkcji czasu dla dowolnych warunków początkowych, tj. dla dowolnego stanu jego pracy. Dla ciągłego prądu twornika



Rys. 9. Prąd i prędkość katodowa przy rozruchu silnika zasilanego napięciem pulsującym 2000 Hz



Rys. 10. Prąd i prędkość katodowa przy rozruchu silnika zasilanego napięciem pulsującym 5000 Hz

a)

b)

a)

b)

ka maksymalna jego pulsacja występuje dla współczynnika wypełnienia $\zeta=0,5$. Pulsacja ta zależy od okresu impulsowania T i elektromagnetycznej stałej czasowej twornika T_e , a nie zależy od obciążenia.

Prawidłowość przeprowadzonej analizy, na podstawie której dokonano za pomocą maszyny cyfrowej obliczeń zmian prędkości kątowej i prądu twornika przy rozruchu silnika z ferrytowymi magnesami trwałymi zasilanego napięciem pulsującym, w pełni potwierdzają przeprowadzone badania laboratoryjne. Porównując przebiegi prądu i prędkości kątowej dla rozruchu silnika, zasilanego napięciem prostokątnym o współczynniku wypełnienia $\zeta = 0,5$ i częstotliwości 500; 2000; 5000 Hz otrzymane z obliczeń (rys. 4, 5 i 6) oraz zdjęte eksperymentalnie (oscylogramy z rys. 8, 9, i 10) można stwierdzić, że liniowy model matematyczny opisuje dynamikę takiego silnika i odpowiedniej konstrukcji magnetowodu z dokładnością wystarczającą dla potrzeb praktycznych. Przy odpowiednio dużej częstotliwości impulsowania, w stosunku do elektromagnetycznej stałej czasowej, ohwilowe zmiany prędkości kątowej w silniku o magnesach trwałych są niewielkie i w praktyce można je pominąć. Dla silnika badanego względna pulsacja prędkości kątowej wynosi:

- dla $f = 500$ Hz

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{sr}} = 3,2\%$$

zaś dla $f = 5000$ Hz

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{sr}} = 0,032\%$$

Z wystarczającą więc dokładnością w układach rzeczywistych można wyznaczyć zmiany prędkości kątowej silnika o magnesach trwałych w stanie nieustalonym, posługując się średnią wartością prędkości za okres. Takie ujęcie zagadnienia znacznie upraszcza analizę dynamiki silnika,

Przeprowadzone rozważania oraz obliczenia i badanie eksperymentalne mogą być przydatne, przy projektowaniu tranzystorowych układów napędowych z silnikami prądu stałego o magnesach trwałych.

LITERATURA

- [1] Glazenko T.A.: Poluprowodnikowyje preobrazowateli w elektroprwodach postajannogo toka. Energia 1973.
- [2] Sienkiewicz J.: Dynamika silnika prądu stałego o magnesach trwałych przy zasilaniu impulsowym. Rozprawa doktorska, WAT Warszawa 1980.
- [3] Koniew J.I.: Tranzystorowe impulsowe układy napędowe. WNT, Warszawa 1967.

Recenzent: prof. dr hab. inż. Władysław Paszek

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

**ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ НА ДИНАМИКУ ДВИГАТЕЛЯ
ПОСТОЯННОГО ТОКА С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ****Р е з ю м е**

В статье рассмотрен двигатель постоянного тока с постоянными магнитами, питаемый от транзисторной системы односторонним импульсным прямоугольным напряжением. Теоретический анализ динамики этого двигателя был проведен на основании классической контурной модели. Дифференциальные уравнения были решены для любых начальных условий операторным методом.

На основе полученного решения были проведены на цифровой машине расчеты измерений тока якоря и угловой скорости при пуске двигателя для разных частот пульсирования. Полученные результаты расчетов были подтверждены экспериментами.

**EFFECT OF THE TRANSISTOR CHOPPER SUPPLY ON THE DYNAMICS
OF THE PERMANENT MAGNET D.C. MOTOR****S u m m a r y**

The permanent magnet D.C. motor supplied from the transistor chopper supply was considered. The theoretical analysis of the dynamics of the motor was carried out basing on the conventional model of motor. The differential equations for arbitrary initial conditions were solved with the use of the operational method. Variations of the armature current and of the angular speed at starting the motor for various pulse frequencies were computed basing on the given solution. The results of computation were verified by experiments.

Ignacy DUDZIKOWSKI,
Valdemar STACHOWIAK

Instytut Układów Elektromaszynowych
Politechniki Wrocławskiej

ANALIZA PORÓWNAWCZA PARAMETRÓW MASZYN PRĄDU STAŁEGO WZBUDZANYCH MAGNESAMI TRWAŁYMI

Streszczenie. Zamieszczone wyniki obliczeń silników prądu stałego o mocach 0,8; 3,7; 7,5; 22 i 50 kW wzbudzanych ferrytowych magnesami trwałymi oraz magnesami z metali pierwiastków ziem rzadkich. Porównano parametry obliczonych maszyn z parametrami aktualnie produkowanych maszyn wzbudzanych elektromagnetycznie o tych samych mocach i napięciu zasilania. Opracowano analizę porównawczą mas, objętości, kosztów wytwarzania i kosztów eksploatacji obliczonych maszyn wzbudzanych magnesami trwałymi oraz maszyn produkowanych o wzbudzeniu elektromagnetycznym. Analiza dotyczy maszyn budowy zamkniętej przeznaczonych do pracy ciągłej zasilanych napięciem $U = 220$ V.

1. WSTĘP

W ostatnich latach w Polsce rozwinęła się produkcja mikromaszyn prądu stałego wzbudzanych magnesami ferrytowymi. Ich produkcja osiąga rocznie kilka milionów sztuk. Produkowane są również na licencji firmy H.K.Porter maszyny specjalne do napędu posuwu obrabiarek [6]. Brak jest natomiast produkcji maszyn wzbudzanych magnesami trwałymi, przeznaczonych do ogólnego zastosowania. Tymczasem na świecie produkowane są silniki prądu stałego o mocy dochodzącej do kilkuset kW. Silniki prądu stałego, wzbudzone magnesami trwałymi o mocy do 10 kW, produkowane są od 1963 r. Od 1973 r. producenci oferują silniki na napięciu 230 V o mocy do 100 kW [4]. Silniki wzbudzone magnesami trwałymi nadają się szczególnie do współpracy z regulowanymi prostownikowymi źródłami zasilania. Wynika to z możliwości ograniczenia prądu rozruchowego i tym samym uniknięcia niebezpieczeństwa rozmagnesowania. Należy także podkreślić łatwość regulacji i liniowość charakterystyk momentu i prędkości w funkcji prądu.

W niniejszej pracy zamieszczone wyniki elektromagnetycznych obliczeń silników o mocy 0,8; 3,7; 7,5; 22 i 50 kW wzbudzanych anizotropowymi magnesami ferrytowymi oraz magnesami z metali pierwiastków ziem rzadkich ($\text{CeMmG}_{0,5}$). Porównano objętości, masy materiałów elektromagnetycznie czynnych i koszty produkcji maszyn wzbudzanych magnesami trwałymi z parametrami aktualnie produkowanych maszyn o tych samych mocach, napięciach i prędko-

kościach znamionowych, wzbudzanych elektromagnetycznie. Analizę kosztów wytwarzania ograniczono do maszyn o mocy 0,8 - 7,5 kW.

2. WŁASNOŚCI WSPÓLCZESNYCH MATERIAŁÓW MAGNETYCZNIE TWARDYCH

Współcześnie, wiele firm produkuje różnorodne gatunki magnesów. Magnesy te podzielić można na cztery grupy: magnesy typu Alnico, magnesy ferrytowe, magnesy z metali pierwiastków ziem rzadkich oraz ze stopu Pt-Co.

Tablica I

Porównanie parametrów i cen magnesów różnych gatunków [1,5]

Lp.	Materiał	B_r T	H_0 kA/m	$(BH)_{max}$ kJ/m ³	Cena SFr/kg	Uwagi
1	Ferryt strontu	0,2-0,39	132-263	8-27	3-5	koszt materiału i produkcji
2	Alnico	0,6-1,3	45-116	10-56	10-300	-"-
3	PtCo	0,6	364	64	35000- -40000	-"-
4	CeMMCo ₅	0,78	536	108	50	koszt materiału
5	SmCo ₅	0,87	680	144	800	-"-

W tablicy I zestawiono parametry i ceny (we frankach szwajcarskich) różnych gatunków magnesów. Z porównania danych wynika, że magnesy ferrytowe są około 40 razy tańsze od magnesów typu Alnico. Z kolei magnesy z pierwiastków ziem rzadkich są 2-5 razy droższe od Alnico. Nie dotyczy to magnesu CeMMCo₅^x, który mając korzystniejsze parametry od Alnico jest trzykrotnie tańszy od tego materiału. Według Jokscha [5] najbardziej obiektywnym wskaźnikiem ekonomicznym jest cena magnesu na jednostkę strumienia magnetycznego. Również pod tym względem magnesy ferrytowe są najtańsze. Ich koszt jest 20 razy niższy od magnesów Alnico i 60 razy od magnesów z materiału SmCo₅. Pod względem wymagań technicznych najbardziej miarodajne są dwa parametry: natężenie koeroji H_0 i iloczyn $(BH)_{max}$. Magnesy ferrytowe mają natężenie koeroji kilkakrotnie większe niż Alnico, zaś iloczyn $(BH)_{max}$ porównywalny. Dobre parametry i własności fizyczne, niska cena oraz prostoliniowość charakterystyki odmagnesowania $B = f(H)$ zdecydowały o tym, że od 1970 r. faworyzowanymi przez producentów maszyn są magnesy ferrytowe. Ich rola będzie się utrzymywać lub nawet wzrastać. Wynika

^x MM - metal mieszany - stop będący mieszaniną pierwiastków ziem rzadkich

Tablica II

Wyniki obliczeń maszyn wzbudzonych magnesami trwałymi oraz dane produkcyjnych maszyn o wzbudzeniu elektromagnetycznym
 A - wzbudzenie elektromagnetyczne, B - wzbudzenie magnesem ferrytowym, C - wzbudzenie magnesem Ce/HfCo₂

Lp.	Wielkość	Wymiar	Moc maszyn [kW]														
			0,8			3,7			7,5			22			50		
			A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C
1	P		0,8	0,8	0,8	3,7	3,7	3,7	7,5	7,5	7,5	22	22	22	50	50	50
2	U	V	220	220	220	220	220	220	220	220	220	220	220	220	220	220	220
3	I	A	4,74	4,51	4,1	19,4	18,4	18,7	39,3	36,8	37,9	115,6	113,6	110	254	250	245
4	n	1/min	3000	2980	2994	2920	2970	3068	2970	2961	2996	650	670	649	575	578	575
5	n	%	76,6	80,4	87,8	84,7	91,5	89,8	86,7	92,5	90	86,5	88	90,7	90	91,5	92,6
6	Rodzaj pracy	-	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1	S1
7	Klasa izolacji	-	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B	B
8	B _f	T	-	0,38	0,65	-	0,36	0,68	-	0,37	0,68	-	0,32	0,74	-	0,33	0,67
9	ΣΔP	W	252	194,8	110,6	668	34,3	422	982	600	838	3434	3008	2266	5870	4623	3989
10	D ₂₁	10 ³ m ³	0,5	0,4	0,34	1,44	1,0	1,05	3,82	2,67	2,17	14,4	29,4	17,8	40,5	90,7	60
11	D ₂₃	10 ³ m ³	6,83	2,47	1,55	15,5	7,33	2,75	33,2	10,2	6,1	96	72	45	320	229	178
12	G _{Co}	kg	2,98	1,24	0,83	10,0	3,06	2,06	23,6	7,2	3,04	83,2	35	13,0	351	72,7	31,6
13	G	kg	16,07	6,09	5,69	53	13,69	10,8	87,2	24,9	20,8	369,7	193,4	168,2	1067	607	535
14	Δt ^o	°C	-	50	55	-	52	58	-	60	55	-	90	99	-	51	58

Tablica III

Zestawienie kosztów maszyny o mocy 7,5 kW wzbudzonej elektromagnetycznie i magnesami ferrytowymi

Lp.	Szt.	Nazwa zespołu lub części	Wzbudzenie elektromagnet.			Wzbudzenie magnesami trwałymi		
			materiał	robocizna	razem	materiał	dobocizna	razem
1	1	Kadłub	610,87	37,44	648,31	51	37	88
2	4	Biegun główny uzwoj.	1186,80	76,24	1263,04	-	-	-
3	4	Biegun z magnesów trwałych	-	-	-	508	10	518
4	4	Biegun komutacyjny uzwojony	630,24	25,84	656,08	-	-	-
5	1	Wymiennik ciepła	135,80	2,99	138,79	27	4	31
6	1	Tarcza łożyskowa pK	145,00	7,98	152,98	55	6	61
7	1	Tarcza łożyskowa K	130,00	8,29	138,29	50	7	57
8	1	Uzwojenie wirnika	563,95	19,50	583,45	703	20	723
9	1	Pakiet wirnika	873,60	34,32	907,92	611	31	642
10	1	Komutator	707,75	57,47	765,22	315	28	343
11	-	Zespoły i części wspólne	1157,85	180,35	1338,20	1158	180	1338
Maszyna kompletna			6281,86	450,42	6732,28	3478	323	3801
					100%			56%

Tablica IV

Koszty wytwarzania maszyn wzbudzonych elektromagnetycznie (A) i magnesami ferrytowymi (B)

Koszty	Dane maszyny		0,8 kW		3,7 kW		7,5 kW	
	A	B	A	B	A	B	A	B
Materiały	1589,5	1096	2941,6	2160	6281,8	3478		
Robocizna	211,3	180	318	223	450,4	323		
Maszyna kompletna	1800,8	1276	3259,6	2383	6732	3801		
	100%	71%	100%	73%	100%	56%		

to stąd, że surowce do ich produkcji są powszechnie dostępne, a niezależnie od fluktuacji cen materiałów na rynkach światowych, ceny żelaza i miedzi stale rosną [7] w stosunku do osn magnesów ferrytowych. Należy także zwrócić uwagę na zwiększające się znaczenie magnesów z metali pierwiastków ziem rzadkich, szczególnie w zastosowaniu do maszyn, w których głównym wymaganiem jest minimalna masa i objętość, a koszty wytwarzania mają znaczenie drugorzędne.

3. WYNIKI ELEKTROMAGNETYCZNYCH OBLICZEŃ SILNIKÓW WZBUDZANYCH MAGNESAMI TRWAŁYMI

Obliczenia wykonano dla silników budowy zamkniętej o mocach 0,8...50 kW, przeznaczonych do pracy ciągłej o napięciu znamionowym 220 V. Napięcie zasilania, moce, prędkości znamionowe i klasa izolacji obliczanych maszyn z magnesami trwałymi są takie same jak produkowanych aktualnie i porównywanych maszyn wzbudzanych elektromagnetycznie. W obliczeniach silników wzbudzanych magnesami ferrytowymi korzystano z katalogowych magnesów firmy Philips [8] oraz z magnesów stosowanych w licencyjnym silniku firmy H.K. Porter.

W tabelicy II zamieszczono wyniki obliczeń elektromagnetycznych maszyn wzbudzanych magnesami trwałymi oraz dane produkowanych maszyn o wzbudzeniu elektromagnetycznym. Projektowane maszyny miały konstrukcję z magnesem stanowiącym biegun bez-nabiegownika. Obliczenia obwodu magnetycznego wykonano według sposobu przedstawionego w pracy [2]. Porównywane maszyny wzbudzone magnesami trwałymi nie były optymalizowane.

W tabelicy III zamieszczono zestawienie kosztów produkcji maszyny o mocy 7,5 kW dla obydwóch rodzajów wzbudzenia, a w tabelicy IV podano koszty materiałów i koszty robocizny pozostałych maszyn. Analizę kosztów wytwarzania ograniczono do maszyn o zakresie mocy 0,8...7,5 kW. Analizę tę opracowano w Zakładzie Maszyn Komutatorowych Branżowego Ośrodka Badawczo-Rozwojowego Maszyn Elektrycznych w Katowicach w trakcie realizacji wspólnej pracy [3] z Instytutem Układów Elektromaszynowych Politechniki Wrocławskiej. Koszty wytwarzania maszyn wzbudzanych magnesami trwałymi określono dla warunków zakładu produkującego maszyny o wzbudzeniu elektromagnetycznym.

4. ANALIZA WYNIKÓW

W tabelicy V porównano główne parametry, wymiary i masy porównywanych maszyn. Jak wynika z porównania zastosowanie magnesów ferrytowych w maszy-

Tablica IV

Porównanie parametrów, wskaźników olejorowych i objętościowych maszyn o tej samej mocy przy różnym wzbudzeniu
 A - wzbudzenie elektromagnetyczne, B - wzbudzenie magnetycznym, C - wzbudzenie magnetycznym z $CeMCo_5$

Lp.	Wielkość	Moc maszyny [kW]														
		0,8			3,7			7,5			22			50		
		B/A	C/A	C/B	B/A	C/A	C/B	B/A	C/A	C/B	B/A	C/A	C/B	B/A	C/A	C/B
1	Zmiana sprawności $k_{\eta} = \eta/\eta'$	1,05	1,146	1,09	1,08	1,06	0,98	1,07	1,04	0,97	1,02	1,05	1,04	1,02	1,03	1,02
2	Zmniejszenie objętości $(D^2 \cdot l)$ $k_V = \frac{D^2 \cdot l}{D'^2 \cdot l'}$	0,36	0,23	0,627	0,47	0,18	0,375	0,31	0,18	0,598	0,75	0,468	0,625	0,71	0,556	0,777
3	Zmniejszenie masy materiałów elektromagnetycznych $k_G = \frac{G'}{G}$	0,38	0,35	0,934	0,26	0,2	0,788	0,29	0,24	0,834	0,52	0,454	0,87	0,57	0,50	0,88
4	Zmniejszenie masy miedzi $k_{Cu} = \frac{G'_{Cu}}{G_{Cu}}$	0,416	0,28	0,669	0,31	0,2	0,673	0,30	0,13	0,423	0,41	0,15	0,37	0,21	0,09	0,43

mach prądu stałego w porównaniu z maszynami wzbudzanymi elektromagnetycznie daje następujące korzyści:

- sprawność maszyn wzrasta o 2...8%,
- masa miedzi zmniejsza się o 58...79%,
- masa materiałów czynnych elektromagnetycznie (bez komutatora) ulega zmniejszeniu o 43...74%,
- objętość zewnętrzna zmniejsza się o 25...64%,
- koszt wykonania maszyn w zakresie mocy 0,8...7,5kW zmniejsza się o 29...46%.

Zmniejszają się koszty eksploatacji maszyny na skutek zwiększenia sprawności; np. dla maszyny o mocy 3,7 kW oszczędność energii w ciągu 5000 godzin pracy wynosi 1625 kWh, co stanowi około 50% kosztów produkcji maszyny.

Z porównania parametrów maszyn wzbudzanych magnesami ferrytowymi i magnesami z metali pierwiastków ziem rzadkich wynika, że zastosowanie tych ostatnich daje następujące efekty:

- objętość zewnętrzna ulega zmniejszeniu o 32...62%,
- masa materiałów czynnych elektromagnetycznie (bez komutatora) ulega zmniejszeniu o 7...21%,
- masa miedzi ulega zmniejszeniu o 33...49%,
- przyrost sprawności jest stosunkowo mały lub nawet występuje jej zmniejszenie na skutek wzrostu strat w żelazie,
- wstępnie oszacowany koszt maszyn wzbudzanych magnesami z metali pierwiastków ziem rzadkich (dla zakresu mocy 0,8...7,5 kW) jest około 40...50% wyższy od kosztu maszyn wzbudzanych magnesami ferrytowymi.

5. WNIOSKI

1. Stosowanie magnesów trwałych w maszynach prądu stałego należy uznać za celowe zarówno ze względów technicznych, jak i ekonomicznych w całym zakresie analizowanych mocy.
2. Zastosowanie anizotropowych magnesów ferrytowych daje zdecydowane zmniejszenie zewnętrznej objętości maszyny, masy materiałów elektromagnetycznie czynnych oraz kosztów wytwarzania i eksploatacji.
3. Zastosowanie magnesów z metali pierwiastków ziem rzadkich powoduje dalszą poprawę wskaźników objętościowych i ciężarowych, przy jednoczesnym zwiększeniu kosztów wytwarzania wynikających z ceny magnesów.

LITERATURA

- [1] Baohman K.: Permanent magnets. Enginiering materials and design. May 1973.
- [2] Dudzikowski I.: Metoda obliczania obwodu magnetycznego maszyn prądu stałego wzbudzanych magnesami trwałymi. Referat na konf. "Maszyny elektryczne o magnesach trwałych". Katowice 9-11.X.1979.
- [3] Dudzikowski I., Karwaicki W., Kłosiński J.: Analiza możliwości i celowości opracowania odmiany maszyn elektrycznych serii Po z magnesami trwałymi w zakresie wielkości mechanicznej 160. Raport nr 162 Inst. Uki. Elektromaszynowych PWr 1977.
- [4] Farley J.E.: Application of Permanent Magnet DC Motors at Republic Steel's 84-in Hot Strip Mill. IEEE TRANSACTION ON INDUSTRY. Vol. IA-9. No 2 1973.
- [5] JOKSCH H.: Die Dauermagnetenwicklung vom Kohlenstoffstahl bis zum Samarium-Kobalt. Feinwerktechnik + micronic 77. 1973. Heft 8.
- [6] Koźmian J., Gryko S.: Konstrukcja i technologia silników prądu stałego na licencji H.K. Porter Maszyny elektryczne - Zeszyty Problemowe Nr 27/1978. Katowice.
- [7] Philips Technical note 005.
- [8] Philips Catalogue. Permanent magnet materials. 1977.

Recenzent: doc. dr hab. inż. Władysław Mizia

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ МАШИН ПОСТОЯННОГО ТОКА,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Р е з ю м е

В работе приведены результаты расчетов двигателей постоянного тока мощностью 0,8; 3,7; 7,5; 22 и 50 кВт, возбуждаемых ферритовыми постоянными магнитами, а также магнитами из редкоземельных металлов. Сопоставлены параметры рассчитанных машин с параметрами изготавливаемых в настоящее время электрически возбуждаемых машин таких же мощностей и таким же напряжением питания. Разработан сравнительный анализ масс, объема, затрат на производство и на эксплуатацию рассчитанных машин, возбуждаемых постоянными магнитами, а также машин, изготавливаемых с электромагнитным возбуждением. Анализ относится к машинам замкнутого строения, предназначенным для непрерывной работы питаемым напряжением $U = 220$ В.

A COMPARATIVE ANALYSIS OF PARAMETERS
OF D.C. MACHINES EXCITED WITH PERMANENT MAGNETS

S u m m a r y

Results of calculations of d.c. motors of 0,8; 3,7; 7,5; 22 and 50 kW power excited with ferrite permanent magnets and magnets made of rare-earth metals are presented. Parameters of the calculated machines are compared with the currently produced electromagnetically excited machines of the same powers and supply voltages. A comparative analysis of the bulk, the volume and the producing and exploitation costs of the calculated permanent magnet excitation machines and of the currently produced machines with electromagnetic excitation is conducted. The analysis can be applied to close-structure machines designed for continuous running and supplied with voltage $U = 220$ V.

Adam RÓŻYCKI

Instytut Maszyn i Urządzeń Elektrycznych
Politechniki Śląskiej

PROBLEMY TECHNICZNE ZBIERACZY PRĄDOWYCH Z CIEKŁEGO METALU W NADPRZEWODNIKOWYCH MASZYNACH UNIPOLARNYCH

Streszczenie. Przedstawione zostały podstawowe problemy konstrukcyjno-obliczeniowe, dotyczące zbieraczy prądowych z ciekłego metalu, stosowanych w nadprzewodnikowych maszynach unipolarnych. Podano zależności dla obliczenia strat w ciekłym metalu oraz warunki stabilności pracy zbieracza prądowego.

Omówiono ciekawsze rozwiązania patentowe.

1. WPROWADZENIE

Zagadnienie doprowadzenia bądź odprowadzenia prądu twornika w nadprzewodnikowych maszynach unipolarnych posiada decydujące znaczenie i zasadniczo wpływa na sprawność i moc znamionową uzyskiwaną z jednostki objętości maszyny [1],[7].

Zbieracze prądowe, w których wykorzystuje się ciekły metal jako medium pośredniczące w przewodzeniu prądu między elektrodami metalowymi, posiadają w porównaniu do zestyków szcztkowych szereg zalet, a mianowicie:

- pozwalają na stosowania gęstości prądowych rzędu kilkuset $\frac{A}{cm^2}$ a nawet więcej,
- dopuszczalne są znacznie większe prędkości obwodowe elektrody ruchomej, rzędu 150 - 200 $\frac{m}{s}$,
- przewodzenie prądu odbywa się na całej powierzchni elektrod zwilżanych metalem, co pozwala na obciążenie zbieracza znacznymi prądami,
- w celu zainicjowania przewodzenia prądu drogą przebieć powłok stykowych wymagane jest napięcie rzędu 0,01 V, co znacznie zmniejsza straty elektryczne,
- dobra przewodność cieplna niektórych ciekłych metali ułatwia chłodzenie styku.

Do wad zbieraczy prądowych z ciekłego metalu zaliczyć należy toksyczność (w przypadku rtęci), utratę własności fizykochemicznych pod wpływem wilgoci, możliwość występowania przerw lukowych przy przeciążeniach, reaktywność ciekłego metalu z elementami konstrukcyjnymi i izolacją.

W artykule przedstawiono problemy, na które należy zwrócić uwagę przy projektowaniu zbieraczy prądowych z ciekłego metalu.

2. STRATY W ZBIERACZACH PRĄDOWYCH Z CIEKŁEGO METALU

Straty występujące w zbieraczach prądowych z ciekłego metalu można podzielić na straty elektryczne, wynikłe z przepływu prądu przez obszar styku i straty tarcia, tj. straty hydrodynamiczne spowodowane ruchem cieczy.

Poza tym w strefie styku występują straty magnetohydrodynamiczne od pól magnetycznych przenikających do obszaru zbieracza. Te ostatnie uwidaczniają się szczególnie przy nadprzewodnikowych uzwojeniach wzbudzenia.

2.1. Straty elektryczne

Straty elektryczne obliczamy z zależności

$$\Delta P_{el} = I \Delta U_k,$$

gdzie:

I - prąd obciążenia,

ΔU_k - spadek napięcia na styku będący sumą trzech składowych:

$$\Delta U_k = \Delta U_{k,m} + \Delta U_m + \Delta U_{m,k},$$

gdzie:

ΔU_m - spadek napięcia w ciekłym metalu,

$\Delta U_{k,m}$, $\Delta U_{m,k}$ - spadek napięcia w przygranicznej warstwie między ruchomym, względnie nieruchomym stykiem a ciekłym metalem.

Wielkości spadków napięć w przygranicznych warstwach są znacznie większe od spadku napięcia w samej objętości medium przewodzącego prąd.

Straty elektryczne w objętości ciekłego metalu w zbieraczach prądowych o prostokątnym przekroju poprzecznym styku wyrażają się zależnością:

$$\Delta P_{el,m} = I \Delta U_m = \rho \frac{\delta}{s} I^2,$$

gdzie:

ρ - rezystywność ciekłego metalu,

δ - promieniowa długość szczeliny zbieracza,

s - powierzchnia styku ciekłego metalu z elektrodą $s = 2\pi r w$,

r - promień elektrody zbieracza,

w - szerokość styku zbieracza.

Straty elektryczne w przygranicznej warstwie zbieracza prądowego:

$$\Delta P_{el, kmk} = 2 I \Delta U_{k, m} = \frac{\xi_k}{s} I^2 = \xi_k j I,$$

gdzie $\xi_k = \frac{2 \Delta U_{k, m}}{j}$ określa się jako stosunek przygranicznego spadku napięcia obu elektrod zbieracza prądowego do odpowiadającej mu gęstości prądowej.

Spadki napięcia w warstwach bezpośredniego zetknięcia się cieczy metalicznej z powierzchniami metalowymi elektrod uwarunkowane są szeregiem czynników, a mianowicie: rodzajem stosowanej cieczy i materiałem na elektrody, obecnością tlenków względnie siarczków metali, zawartością gazów, pary wodnej powstających w procesie przewodzenia prądu, stanem chropowatości powierzchni oraz wielkością ciśnienia panującego w cieczy.

Prowadzone w tym zakresie prace [5], [11] podają przesłanki jakościowe i częściowo ilościowe dla określenia rezystancji styków w warstwie przygranicznej.

W tabeli I zestawiono wartości ξ_k określone eksperymentalnie [6], [12] dla różnych układów "elektroda-ciekły metal", z której wynika, że ξ_k dla elektrod wykonanych z miedzi jest o trzy rzędy niższe niż dla elektrod stalowych.

Tabela I

Zależność ξ_k dla różnych układów ciecz-elektroda

Ciekły metal	$\xi_k \left[\frac{V \cdot m^2}{A} \right]$ dla materiału pierścienia wykonanego ze	
	stali	miedzi
Hg	$0,1 \cdot 10^{-6}$	$0,1 \cdot 10^{-9}$
NaK(70)	$(1 \div 0,1) \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-9}$
HgIn(32)	$0,01 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$
HgIn(50)	$0,01 \cdot 10^{-6}$	-
Sn, Bi, Pb, In	$0,0025 \cdot 10^{-6}$	-
Szorstki grafitowe	$27 \cdot 10^{-6}$	$27 \cdot 10^{-6}$

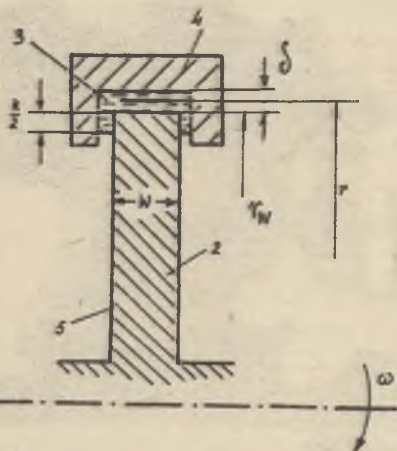
Obniżenie ξ_k osiąga się przez platerowanie elektrod miedzianych srebrem lub złotem. Jeżeli miedziane elektrody stykowe nie mogą być wykorzy-

stane na elektrody wirnika ze względu na wytrzymałość mechaniczną, należy stosować elektrody stalowe względnie tytanowe, powierzchniowo pokrywane miedzią. W przypadku stosowania rtęci dobre efekty daje platerowanie elektrod miedzianych niklem i rodem. Badania wykazały również niestabilność rezystancji przejścia warstwy przygranicznej. W miarę wzrostu czasu eksploatacji rezystancja styku wzrasta, osiągając ustaloną wartość po różnym okresie czasu, zależnym od typu stosowanego łącza. Dobrą stabilność posiadają pokrycia molibdenowe oraz niklowe. W pracy [4] stwierdzono wpływ temperatury ciekłego metalu na wartość ϵ_k .

2.2. Straty hydrodynamiczne

Przy wirowaniu jednej z elektrod zbieracza prądowego w zapełnionej cieczą szczelinie pierścieniowej, wynikają straty energii w wyniku mechanicznego tarcia cząstek cieczy. Obliczenie strat hydrodynamicznych napotyka na trudności szczególnie przy geometrycznie złożonym kształcie zbieracza.

Dla zbieracza prądowego o prostokątnym kształcie styku (rys. 1) straty hydrodynamiczne wynoszą [4]:



Rys. 1. Podstawowe wymiary geometryczne zbieracza prądowego z ciekłego metalu o prostokątnym kształcie styku

1 - oś wirowania, 2 - elektroda ruchoma, 3 - ciekły metal, 4 - elektroda nieruchoma, 5 - izolowana powierzchnia boczna taroży

$$\Delta P_h = \frac{\pi}{4} f \eta V_r^3 (w+k)r,$$

gdzie:

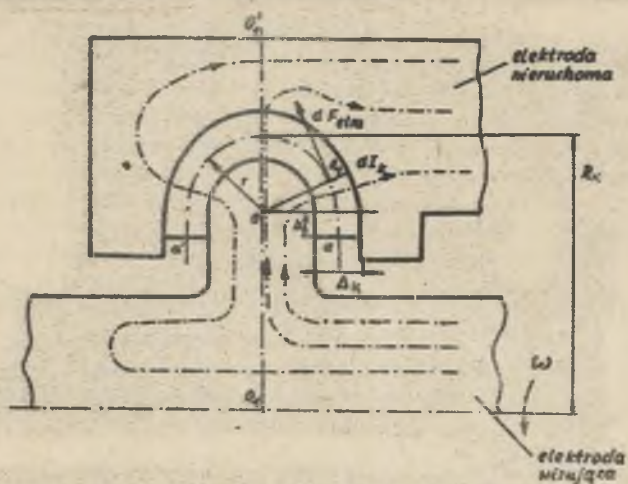
- f - współczynnik tarcia,
- η - gęstość ciekłego metalu,
- V_r - prędkość obwodowa elektrody wirującej,
- r - promień elektrody wirującej,
- w - szerokość styku zbieracza,
- k - dodatkowa długość styku z cieczą wzdłuż promieniowego boku zbieracza.

Dla zbieracza prądowego o owalnym kształcie styku (rys. 2) straty hydrodynamiczne [12] wynoszą:

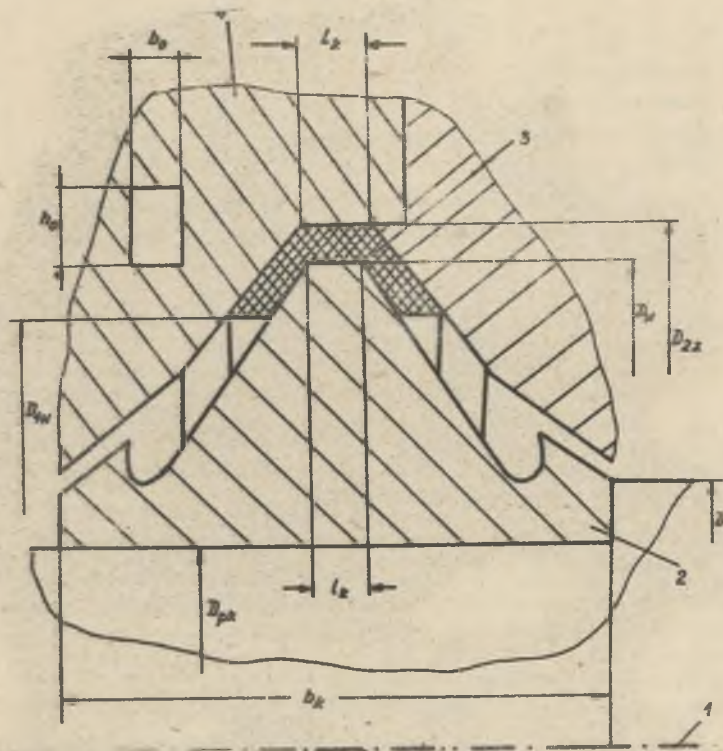
$$\Delta P_h = \omega M_h$$

$$\text{gdzie: } M_h = c \eta s_1 D_k^4 \omega^3,$$

przy czym: ω - prędkość kątowna, M_h - moment tarcia, s_1 - długość drogi zwilżania w poprzecznym przekroju pierścienia, c - współczynnik tarcia zależny od liczby Reynoldsa i kinematycznej lepkości cieczy, D_k - średnica elektrody.



Rys. 2. Przekrój poprzeczny zbieracza prądowego w ciekłego metalu o owalnym kształcie styku



Rys. 3. Podstawowe wymiary geometryczne zbieracza prądowego z ciekłego metalu o trapezowym kształcie styku
 1 - os wirowania, 2 - elektroda ruchoma, 3 - ciekły metal, 4 - elektroda nieruchoma

Dla zbieracza prądowego o trapezowym kształcie styku (rys. 3) straty hydrodynamiczne [1] wynoszą:

$$\Delta P_h = 8 c_1 \eta D_w v_r^3,$$

gdzie:

- c_1 - współczynnik tarcia,
- v_r - prędkość obwodowa elektrody wirującej.

Bardziej uogólnioną metodę obliczenia strat hydrodynamicznych podano w pracy [3]. Wykorzystanie metody analizy wymiarowej pozwoliło na przejście od zależności między wielkościami fizycznymi opisującymi straty hydrodynamiczne do równań bezwymiarowych, złożonych z tych fizycznych wielkości, a tym samym zmniejszyć liczbę zmiennych i zakres badań na modelach doświadczalnych.

Wychodząc z podstawowej zależności:

$$\Delta P_h = f(\mu \eta \omega R s),$$

gdzie:

- η - gęstość cieczy,
 - μ - lepkość cieczy,
 - ω - prędkość kątowna elektrody wirującej,
 - R - promień elektrody,
 - s - powierzchnia pierścieniowego kanału omywanego cieczą
- wyprowadzono uniwersalne zależności dla przypadku zbieraczy prądowych z wirującą elektrodą:

$$\text{wewnętrzna} \quad \frac{\Delta P_h}{\eta \omega^2 R s} = 2,25 \left(\frac{\omega R^2}{\eta} \right)^{0,46}$$

$$\text{zewnątrzna} \quad \frac{\Delta P_h}{\eta \omega^2 R s} = 0,006645 \left(\frac{\omega R^2}{\eta} \right)^{0,8257}$$

gdzie: η - kinematyczna lepkość cieczy.

Związki te obowiązują dla stosunkowo szerokiego zakresu zmian prędkości obwodowej elektrody ($v = 50 \pm 150 \frac{m}{s}$), dla małych w stosunku do średnicy D wymiarów kanału pierścieniowego omywanego cieczą i przy małej długości szczeliny między cylindrycznymi powierzchniami, którą na ogół wybiera się z zależności

$$\delta \geq 0,118 \frac{D}{Re^{0,182}}$$

2.3. Straty magnetohydrodynamiczne

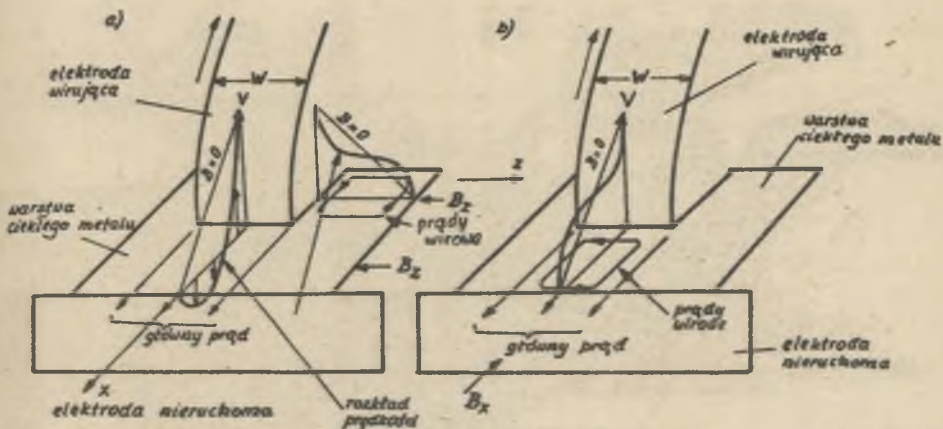
W unipolarnych maszynach prądu stałego posiadających nadprzewodnikowe uzwojenie wzbudzenia, obszar zbieraczy prądowych może być poddany silnemu działaniu pola magnetycznego. Współdziałanie promieniowego prądu obciążenia ze składową poosiową, względnie promieniową, zewnętrznego pola magnetycznego wytworzonego przez uzwojenie wzbudzenia a przenikającego w obszar zbieracza, może spowodować powstanie strat magnetohydrodynamicznych, zależnych od wielkości i kierunku indukcji zewnętrznego pola magnetycznego, gęstości prądu w styku, geometrycznych wymiarów zbieracza, własności fizycznych stosowanych cieczy, charakteru ruchu cieczy itp.

Poosiowe pole magnetyczne (B_z) współdziałając z prądem obciążenia o gęstości (j_x) powoduje zmianę prędkości ociekłego metalu o lepkości dynamicznej (μ) w szczelinie (δ) między elektrodami (rys. 4). Prędkość cieczy w tych warunkach może być obliczona z równania:

$$\frac{d^2v}{dx^2} = \frac{j_x B_z}{\mu}$$

Przyjmując $j_x, B_z = \text{const}$ oraz wykorzystując warunki brzegowe dla $x=0, v=v_k$ oraz dla $x=\delta, v = 0$ mamy:

$$v = \frac{j_x B_z}{\mu} \cdot \frac{x^2}{2} - \left(\frac{v_k}{\delta} + \frac{j_x B_z}{2\mu} \delta\right)x + v_k$$



Rys. 4. Rozkład prędkości oieczy w styku zbieracza prądowego z ciekłego metalu oraz powstawanie prądów wirowych w wyniku działania składowej poosiowej B_z (a) i składowej promieniowej B_x (b) zewnętrznego pola magnetycznego

Prędkość oiekiego metalu v wzdłuż długości szczeliny nie jest liniowa, jak w przypadku gdy $B_z = 0$, lecz może zmieniać się w sposób monotoniiczny, zachowując stałe wartości jednego znaku, względnie zmieniać znak, przechodząc przez zerową wartość prędkości obrotowej. W wyniku zmian prędkości ruchu oieczy występują wewnętrzne tarcie w oiekłym metalu, a tym samym wzrost strat hydrodynamicznych przepływu.

W pracy [4] podano zależność na obłożenie strat wywołanych działaniem poosiowego pola magnetyzacyjnego (B_z) na ciekły metal w zbieraczu prądowym o prostokątnym przekroju szczeliny między elektrodami. Wynoszą one:

$$\Delta P_{\text{mhd}} = \frac{\pi}{4} f \eta v_k^3 r (w+k) (1 + 3\mathcal{K}^2) \quad \text{dla } 0 < \mathcal{K} < 1$$

lub

$$\Delta P_{\text{mhd}} = \frac{\pi}{4} f \eta v_k^3 r (w+k) (1 + \mathcal{K}) \sqrt{2\mathcal{K} - 1} \quad \text{dla } \mathcal{K} > 1,$$

gdzie bezwymiarowy wskaźnik

$$\mathcal{K} = \frac{2 B_z j_x \delta}{f \eta v_k^2}.$$

Zależność ta redukuje się do podstawowych strat hydrodynamicznych, gdy $\mathcal{K} = 0$, tj. przy $j_x B_z = 0$.

W zależności od wartości bezwymiarowego wskaźnika \mathcal{K} , średnia prędkość ruchu turbulentnego ciekłego metalu w szczelinie wynosi:

przy $\mathcal{K} = 0$

$$v_{\text{sr}} = \frac{v_k}{2},$$

przy $0 < \mathcal{K} < 1$

$$v_{\text{sr}} = \frac{v_k}{2} (1 - \mathcal{K}) \quad (\text{dodatnia}),$$

przy $\mathcal{K} > 1$

$$v_{\text{sr}} = \frac{v_k}{2} (1 - \sqrt{2\mathcal{K} - 1}) \quad (\text{ujemna}).$$

Istnieje możliwość zminimalizowania strat magneto hydrodynamicznych dla odpowiednio dobranej długości szczeliny δ .

Wychodząc z warunku:

$$\frac{d}{d\mathcal{K}} (\Delta P_{\text{mhd}}) = 0 \quad \text{mamy} \quad \mathcal{K}_{\text{opt}} = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

stąd

$$\Delta P_{\text{mhd}, \text{min}} = \frac{\sqrt{3}}{2} B_z j_x v_k \delta n$$

przy

$$I_x = j_x 2\mathcal{K} r w, \quad n = \frac{w+k}{w}$$

Z warunku

$$\mathcal{K}_{\text{opt}} = \frac{2 B_z j_x \delta}{f \eta v_k} = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

możemy obliczyć [8] gęstość prądu j_x odpowiadającą minimalnym stratom;

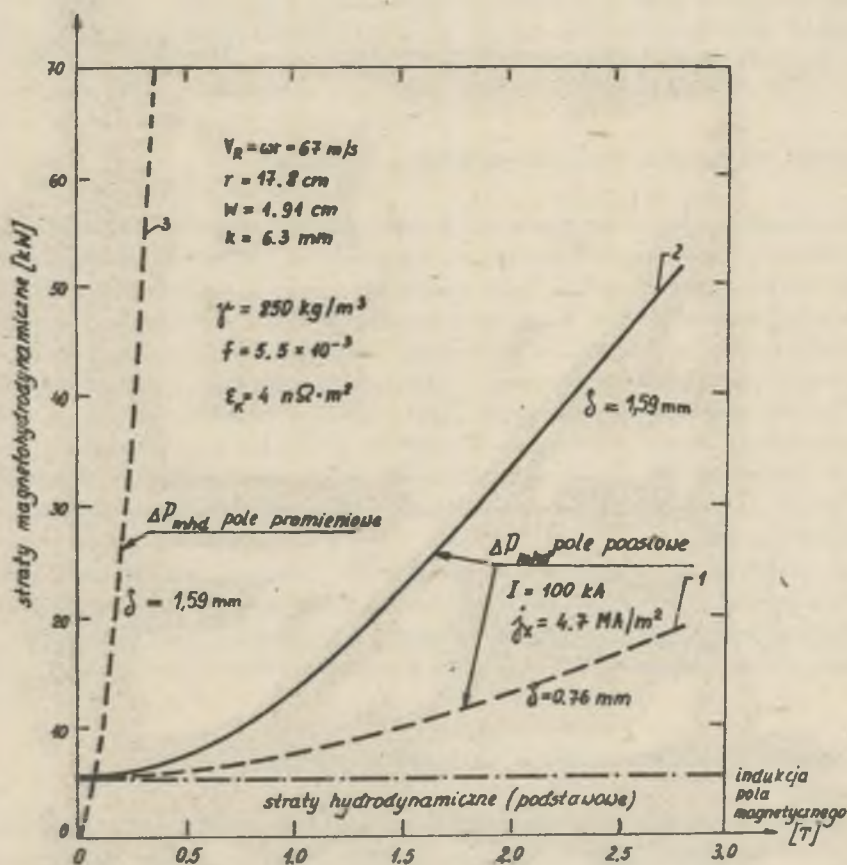
$$j_{x, \text{min}} = \frac{f \eta v_k^2}{2 \sqrt{3} B_z \delta}$$

oraz optymalne geometryczne wymiary strefy styku

$$\frac{\delta}{w} = \frac{\mathcal{K} r f \eta v_k^2}{\sqrt{3} B_z I_x}$$

Na zbieracz prądowy z ciekłego metalu może działać również promieniowe pole magnetyczne (B_x), wytwarzające prądy oyrkulacyjne, które zgodnie z pracą [4] określa się z zależności:

$$\Delta P_{mhd} = \frac{(\omega B_x)^2 (r w)^3}{6(\eta \delta + \epsilon_k)}$$



Rys. 5. Wpływ indukcji poosiowego pola magnetycznego B_z (krzywa 1,2) i promieniowego pola magnetycznego B_x (krzywa 3) na wielkość strat magneto-hydrodynamicznych w zbieraczu prądowym z NaK

Na rys. 5 przedstawiono udział strat magneto-hydrodynamicznych od pola poosiowego i promieniowego w funkcji indukcji dla dwóch różnych długości szczeliny zbieracza prądowego ze stopu NaK, w porównaniu do podstawowych strat hydrodynamicznych. Już przy małych wartości indukcji promieniowej B_x

występują znaczne straty, zależne od trzeciej potęgi szerokości (w) zbieracza prądowego.

W pracy [2] przedstawiono porównanie całkowitych strat w zbieraczu prądowym o prostokątnym kształcie styku dla różnych cieczy (NaK, GaIn) w zależności od prędkości obwodowej v_k elektrody. Przy zerowej poosiowej indukcji pola magnetycznego, zbieracz ze stopu NaK wykazuje mniejsze straty. Zestyki ślizgowe w postaci szczołok metalowo-grafitowych, szczołok z włókien węglowych, charakteryzują się znacznie podwyższonymi stratami. W przypadku obecności pola magnetycznego poosiowego o wartości $B_z < 0,5 \text{ T}$ [2] pożądany jest stop NaK, natomiast przy polach większych od $0,5 \text{ T}$, korzystniejszy jest GaIn ze względu na nieco mniejsze straty w styku.

3. DOBÓR OPTIMALNYCH WYMIARÓW ZBIERACZA PRĄDOWEGO

W celu powiększenia sprawności maszyny unipolarnej, należy minimalizować straty w zbieraczach prądowych. Podstawowym wymiarem geometrycznym, który należy optymalizować, jest szerokość (w) elektrody w zbieraczu prostokątnym, względnie (l_k) w zbieraczu owalnym. Analizując wyrażenia na straty można zauważyć, że zmniejszenie wymiaru (w) lub (l_k) prowadzi do obniżenia strat hydrodynamicznych i magneto hydrodynamicznych, lecz powiększa straty elektryczne. Optymalizację zbieracza prądowego z NaK o owalnym kształcie styku przedstawiono w pracy [11], zaś o prostokątnym kształcie w zależności od szerokości elektrody (w) i wskaźnika ϵ_k w pracy [4]. Optymalna szerokość elektrody zbieracza prądowego określona jest linią minimalnych strat.

Ze wzrostem ϵ_k szczególnie dla wąskich elektrod, straty bardzo silnie wzrastają. Przy założonej wartości ϵ_k wzrastająca szerokość elektrody będzie pomniejszała straty aż do chwili, gdy straty tarła w cieczy spowodowane dużą powierzchnią swiżania będą przewyższać straty elektryczne.

4. STABILNOŚĆ PRACY ZBIERACZY PRĄDOWYCH Z CIEKLEGO METALU

Prawidłowa eksploatacja maszyny unipolarnej w normalnych i zaburzeniowych warunkach pracy jest uwarunkowana poprawnym działaniem zbieracza prądowego. Do najbardziej groźnych awaryjnych przypadków pracy zaliczyć należy zerwanie ciągłości styku w szczelinie między elektrodami, co może wystąpić w wyniku wypłynięcia cieczy ze strefy styku. Wypłynięcia cieczy może być np. spowodowane przeciętami prądowymi maszyny i wynikającymi stąd niewyważonymi siłami elektromagnetycznymi.

Niezbędne jest więc określenie dopuszczalnej wartości prądu obciążenia zapewniającego stabilne położenie warstwy ciekłego metalu w zbieraczu prądowym. Położenie to określa się z bilansu sił działających na ciekły me-

tal, tj. siły grawitacyjnej, odśrodkowej, tarcia hydraulicznego i siły elektromotorycznej. Ta ostatnia może być wynikiem wzajemnego działania prądu obciążenia z polem magnetycznym w strefie roboczej wytworzonym przez układ wzbudzający maszyny (pole obce) względnie polem własnym wytworzonym przez prąd obciążenia płynący w elementach konstrukcyjnych zbieracza. Wielkość i kierunek tych sił są złożone i zależą od fizycznych własności cieczy i natężenia pola magnetycznego, wielkości prądu obciążenia, prędkości obrotowej wirnika oraz geometrii i zastosowanego materiału na elementy konstrukcyjne zbieracza. Zazwyczaj zbieracze prądowe są tak zaprojektowane, aby ciśnienie odśrodkowe utrzymywało ciekły metal w szczelinie pierścieniowej, natomiast przy niskich prędkościach obrotowych muszą być stosowane specjalne rozwiązania względnie uszczelnienia zapobiegające ucieczce ciekłego metalu ze strefy styku.

4.1. Obliczenie siły grawitacyjnej

Dla zbieracza prądowego o prostokątnym kształcie styku, ciśnienie grawitacyjne na ciecz wynosi:

$$P_c = \frac{\rho}{2g} r h = \gamma g w,$$

gdzie siła ciężkości

$$P_c = m g = V \gamma g,$$

gdzie:

- γ - gęstość cieczy,
- g - przyspieszenie ziemskie,
- w - szerokość elektrody.

4.2. Obliczenie siły odśrodkowej

Ciśnienie w cieczy od siły odśrodkowej w zbieraczu o prostokątnym kształcie styku wynosi:

$$P_{odś} = \gamma \left(\frac{v_k}{2} \right)^2 \frac{\Delta r}{r},$$

gdzie:

- v_k - średnia prędkość cieczy w szczelinie,
- Δr - różnica wysokości między dwoma brzegami poziomu cieczy,
- r - promień wirnika.

Dla zbieracza prądowego o owalnym kształcie styku średnia siła odśrodkowa na powierzchnię cieczy [10]

$$P_{odś} = P_{odś} \cdot c,$$

gdzie ciśnienie w cieczy od siły odśrodkowej

$$P_{\text{odśr}} = \rho R_k \omega^2 h_g,$$

zaś powierzchnia cieczy

$$a_c = 2\pi R_k \Delta_k,$$

stąd

$$P_{\text{odśr}} = 2\pi R_k^2 \Delta_k \omega^2 h_g \rho,$$

względnie przy założeniu

$$\omega = \frac{\omega_1}{\sqrt{3}}$$

$$P_{\text{odśr}} = \frac{2\pi}{3} \rho R_k^2 \omega_1^2 h_g \Delta_k,$$

gdzie:

R_k - średni promień wirującej elektrody,

ω_1 - prędkość kątowa cieczy,

h_g - odległość rozpatrywanego punktu od swobodnej powierzchni cieczy,

Δ_k - długość szczeliny między elektrodami.

4.3. Obliczenie siły elektromagnetycznej

W przypadku zbieracza prądowego o prostokątnym kształcie styku

$$F_{\text{em}} = B_c I w,$$

gdzie

$$B_c = \mu_0 \frac{I}{2\pi r},$$

stąd, ciśnienie elektromagnetyczne działające na ciecz

$$P_{\text{em}} = \frac{F_{\text{em}}}{2\pi r w} = \frac{\mu_0 I^2}{(2\pi r)^2},$$

gdzie:

I - prąd obciążenia,

r - promień elektrody.

Dla zbieracza prądowego o owalnym kształcie styku [11]

$$F_{\text{em}} = \frac{\mu_0 \Delta_k I^2}{4\pi R_k}.$$

4.4. Warunki stabilności pracy zbieracza prądowego

Ponieważ siły grawitacyjne stanowią mniej niż 1% sił odśrodkowych, a siły tarcia dynamicznego są uwzględnione w wyrażeniu na siły elektromagnety-

zne, stąd stabilność położenia warstwy ciekłego metalu określona jest warunkiem równowagi ciśnień lub sił; odśrodkowych i elektromagnetycznych.

Dla zbieracza o prostokątnym kształcie styku równowaga ciśnień zachodzi, gdy:

$$P_{odśr} = P_{em}, \quad \text{czyli} \quad \gamma \left(\frac{v_k}{2}\right)^2 \frac{\Delta r}{r} = \frac{\mu_0 I^2}{(2\pi r)^2}$$

stąd

$$\Delta r = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 r \gamma \left(\frac{v_k}{2}\right)^2}$$

Maksymalna wartość prądu obciążenia, przy której ciekły metal nie będzie mógł być utrzymany w szczelinie siłą odśrodkową i nastąpi wypływ cieczozy ze zbieracza, wynosi:

$$I_{max} = 2\pi v_k \sqrt{\frac{r\gamma \Delta r_{max}}{4\mu_0}}$$

Dla zbieracza o owalnym kształcie styku z warunku równości

$$F_{odśr} = F_{em} \quad \text{mamy} \quad \frac{2\pi}{3} \gamma R_k^2 \omega_1^2 h_\delta \Delta_k = \frac{\mu_0 \Delta_k I^2}{4\pi R_k}$$

stąd

$$h_\delta = 4,78 \cdot 10^{-8} \frac{I^2}{\omega_1^2 \gamma R_k^3}$$

Maksymalna wartość prądu

$$I_{max} = 1,446 \cdot 10^4 \sqrt{\gamma R_k h_{\delta, max}}$$

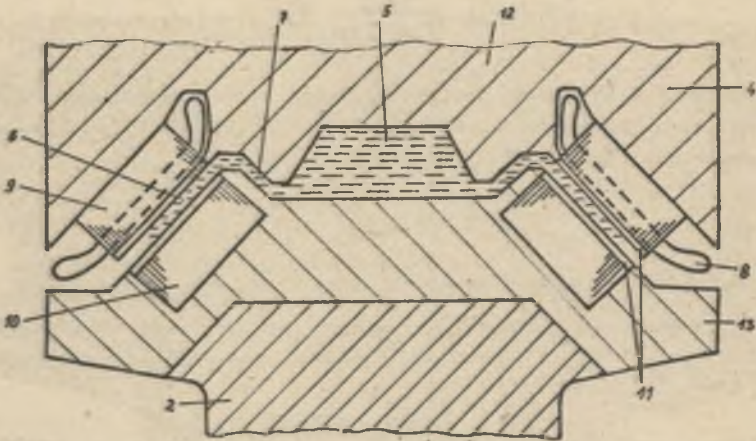
5. ROZWIĄZANIA PATENTOWE ZBIERACZY PRĄDOWYCH Z CIEKŁEGO METALU

Istnieje znaczna ilość opisów patentowych, dotyczących zarówno konstrukcji jak i ulepszeń zapewniających poprawną pracę węzła stykowego [13], [14], [15], [16].

Szereg rozwiązań dotyczy zminimalizowania strat hydrodynamicznych względnie strat od prądów wirowych w cieczozy, gdy zbieracz pracuje w otoczeniu silnego zewnętrznego pola magnetycznego. Istnieją opatentowane konstrukcje zapewniające utrzymanie cieczozy w styku we wszystkich możliwych warunkach pracy maszyny. Uzyskuje się to np. przez hermetyzację styku drogą elektromagnetyczną, przez wprowadzenie w obszary sąsiadujące ze strefą roboczą styku wzbudników, wytwarzających pole magnetyczne, zapobiegające wypływowi cieczozy. Częstymi przedmiotami patentów są zbieracze prądowe z ciekłego metalu wyposażone w szczotkę monolitową lub w postaci plecionki, zamurzonej w ciekłym metalu. Pojedyncze opisy patentowe dotyczą rozwiązań konstrukcyjnych zbieraczy strugowych, rolkowych, względnie obwodów pomoc-

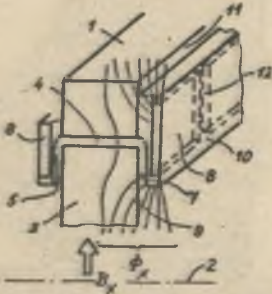
niczych, jak np. oczyszczania ciekłego metalu, obiegu gazu obojętnego, układów schładzających itp.

W patencie [13], który może być wykorzystany dla silnika unipolarnego pracującego przy zmiennym kierunku i prędkości wirowania, zaproponowano hermetyzację styku przy wykorzystaniu pola magnetycznego. W tym celu (rysunek 6) w obszarze poza głównym węzłem stykowym (5) umieszczono w pakie-



Rys. 6. Zbiernik prądowy z ciekłego metalu z hermetyzowaną strefą stykową

cie blach (9), (10) w części ruchomej (2), jak i nieruchomej (4) zbiernicza, wielofazowe uzwojenie (8) wytwarzające wirujące pole magnetyczne. Pole to indukuje w warstwie metalu wypełniającej szczelinę boczną (6) prądy elektryczne, w wyniku czego ciekły metal dopływający ze szczeliny (7) przechodzi w stan wirowania, zapewniając hermetyzację styku. Dowolny stopień hermetyzacji osiąga się przez zmianę częstotliwości zasilania wzbudnika. Dla zmniejszenia strat tarcia a także dla ochrony pakietu blach i uzwojenia od działania agresywnego ciekłego metalu, przewidziano pokrycie powierzchni bocznych specjalną powłoką (11).



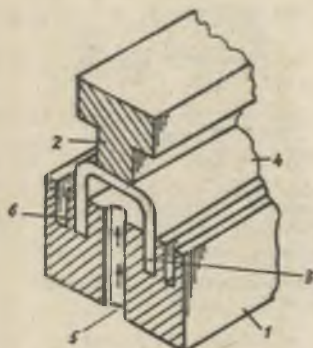
Rys. 7. Zbiernik prądowy z ciekłego metalu w specjalnym wykonaniu ograniczającym straty od prądów wirowych

Dla zmniejszenia strat magnetohydrodynamicznych wynikłych z obecności promieniowej składowej indukcji pola zewnętrznego, zaproponowano rozwiązanie przedstawione na rys. 7 [14]. Straty te można znacznie zmniejszyć przez stworzenie bocznika magnetycznego dla strumienia \vec{B}_x . Osiąga się to przez wsta-

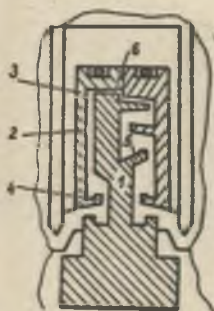
wienią blaszek ferromagnetycznych (8) na boczne powierzchnie łoża prądowego, w które wchodzi strumień magnetyczny, omijając szczelinę między elektrodami.

Do ciekawszych rozwiązań konstrukcyjnych zbieraczy prądowych zaliczyć należy układy, w których ciekły metal współpracuje w styku ze szczołkami monolitowymi względnie plecionymi. W opatentowanym zbieraczu prądowym [15] (rys. 8), styk elektryczny między wirującą elektrodą (1) a nieruchomą (2) osiąga się przez szczołkę (3) i cienką warstwę ciekłego metalu, który wchodzi do szczeliny stykowej z kanału (5) przez otwór (6). Docisk szczołki do nieruchomej części zbieracza osiąga się działaniem siły odśrodkowej.

W patencie [16] dla lepszego zapełnienia strefy stykowej (rys. 9) ciekłym metalem, elektrody: wirująca (1) i nieruchoma (3) wykonane są niesymetrycznie względem osi obrotu. Między elektrodami utworzona jest pierścieniowata szczelina (2) o grubości 1 mm, dzięki czemu metal ciekły szybciej jak przy szerokiej szczelinie osiągnie strefę styku (6). Występy (4), (5) służą jako zbiorniki ciekłego metalu, który gromadzi się w nich, gdy wirnik osiągnie zerową prędkość obrotową. Podtrzymanie ciekłego metalu w strefie styku można zrealizować przez wywarcie w tym obszarze nadciśnienia gazu ochronnego.



Rys. 8. Zbieracz prądowy typu szczołkowego smarowany ciekłym metalem



Rys. 9. Zbieracz prądowy z ciekłego metalu o specjalnym kształtowaniu elektrod

LITERATURA

- [1] Biertinow A.I., Alievskij B.L., Troickij S.R.: Unipoljarnyje električeskie mašiny. Izd. Energija 1966 r.
- [2] Eriksson J.T.: Design aspects on superconducting dc motor using a new method of liquid metal current collection. Sähkö, Nr 7/8, 1976 r.
- [3] Glazkov Ju., Moskvičeva V.N., Parm O.A. i inni: Eksperimentalnoje issledovanie i rasčet hydrodynamičeskich poter pri dviženii židkosti v kolcoevom kanale cylindričeskich vrasčajuščichsja tel. Sbornik Nauč. Tr. Niskotemp. Ochlažd. Elektr. Generat. Novosybirsk 1978 r.
- [4] Johnson J.L., Hummert G.T., Kaeton A.R.: Liquid metal current collectors for homopolar machines. IEEE Trans. on PAS, vol. 95, Nr 4, 1976 r.

- [5] Klimovič A.F., Lokšin D.V., Perelštein G.N.: Električeskie poteri v židkometaličeskich skolzjaščych kontaktach unipoljarnych mašin. Elektrotechnik Nr 4, 1969 r.
- [6] Lysov N.E., Godžello A.G., Meikson V.G. i inni: Soprotivlenije židkometaličeskich kontaktov. Elektrotehnika, Nr 1, 1969 r.
- [7] Maszyna unipolarna z nadprzewodnikowym uzwojeniem wzbudzenia - (rozeznanie problemu, wytyczne do projektu) cz. I, cz. II. Prace naukowo-badawcze Inst. Maszyn i Urządzeń Elektrycznych Pol. Śląskiej w Gliwicach, 1974 r.
- [8] Novickij V.G.: Optimalizacija židkometaličeskogo kontakta sverchprovodnikovoj unipoljarnoj mašiny po minimum magnetohydrodinamičeskich poter. Sborn. Električ. Mašiny, Sverchprovodn. Generatory, 1979 r.
- [9] Novickij V.G. Potery v židkometaličeskom kontakte meždy plaskimi platinami. Sbornik Električ. Mašiny, Sverchprovodn. Generatory, 1979 r.
- [10] Suchanov L.A.: Analiz ustičivosti položenija židkosti v kolcevom tokosjemnom ustrojstvie unipoljarnoj mašiny pri tokovoj peregruzke. Električ. Mašiny, Issledov. Voprosy Teorii Rasčet. 1965 r.
- [11] Suchanov L.A., Bobikov Ju.A., Safiulina R.Ch.: Tokosjemnyje ustrojstvo s židkometaličeskim kontaktom dlja unipoljarnych mašin. Električ. Mašiny Issledov. Vopr. Teor. Rasč. Leningrad, 1965 r.
- [12] Suchanov L.A., Bobikov Ju.A., Safiullina R.Ch. Rasčet židkometaličeskogo toksjema unipoljarnych mašin. Elektrotehnika, Nr 6, 1965 r.
- [13] Massar Ernst: Patent RFN nr 2433469.
- [14] Massar Ernst: Patent RFN nr 2717792.
- [15] Marschall R.A.: Patent USA nr 4186321,
- [16] Hatch B.: Patent USA nr 4168445.

Recenzent: doc. dr inż. Jerzy Hickiewicz

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ТОКОСЪЕМНЫХ УСТРОЙСТВ ИЗ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УНИПОЛЯРНЫХ МАШИНАХ

Р е з ю м е

Представлены основные конструкционно-расчетные проблемы относящиеся к токосъемным устройствам из жидкого металла употребляемым в сверхпроводящих, униполярных машинах.

Даны зависимости для расчета потерь в жидком металле и условия устойчивости работы токосъемного устройства.

В статье обсуждены более интересные патентные решения.

TECHNICAL PROBLEMS ON CONSTRUCTION AND PERFORMANCE
OF LIQUID METAL CURRENT COLLECTORS FOR HOMOPOLAR
SUPERCONDUCTING MACHINES

S u m m a r y

The main constructional problems concerning studies of liquid metal current collectors for superconducting homopolar machines are presented.

Expression for power losses in liquid metal and conditions for stable operation of the liquid metal in the collector are discussed.

A new patent specifications of current collectors are presented.

Adam RÓŻYCKI

Instytut Maszyn i Urządzeń
Elektrycznych
Politechniki Śląskiej

ZBIERACZE PRĄDOWE W MASZYNACH UNIPOLARNYCH Z NADPRZEWODNIKOWYM UZWOJENIEM WZBUDZENIA

Streszczenie. Przedstawiony został aktualny stan budowy zbieraczy prądowych stosowanych w nadprzewodnikowych maszynach unipolarnych. Podano podstawowe własności zestyków szcztkowych i klasyfikację cieczy stosowanych w zbieraczach prądowych z ciekłego metalu.

1. TYPY ZBIERACZY PRĄDOWYCH STOSOWANYCH W MASZYNACH UNIPOLARNYCH Z NADPRZEWODNIKOWYM UZWOJENIEM WZBUDZENIA

Zarówno w aktualnie zbudowanych doświadczalnych maszynach, jak i w przyszłościowych projektach o znacznie większych mocach, uwidaczniają się dwa różne sposoby przenoszenia prądu obciążenia między elementami wirującymi a nieruchomymi. W maszynach o nieruchomym nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia i wirującym tworniku - przyjętych jako podstawowe rozwiązanie konstrukcyjne - stosuje się albo zbieracze prądowe typu szcztkowego, albo zestyki z ciekłego metalu.

Wybór alternatywy uwarunkowany jest napięciem roboczym twornika. W maszynach unipolarnych, w których zastosowano specjalne środki konstrukcyjne, umożliwiające podwyższenie napięcia (np. twornik segmentowany wg patentu A.D. Appletona) najbardziej odpowiednie mogą się okazać zestyki ślizgowe, tj. szcztki o niekonwencjonalnej budowie, gdyż stosowanie zestyków ciekłych może być utrudnione lub wręcz niemożliwe.

W maszynach o stosunkowo niskich napięciach i wysokich prądach obciążenia, zestyki szcztkowe wprowadziłyby znaczne spadki napięcia oraz duże straty ciepła. Z tych powodów dla maszyn wieloletarozowych lub wielobębnowych należy stosować zbieracze prądowe z ciekłego metalu, dopuszczające znaczne podwyższenie gęstości prądowej w strefie styku.

W tabeli I, III zestawiono maszyny unipolarne z nadprzewodnikowym uzwojeniem wzbudzenia, w których zastosowano zbieracze prądowe szcztkowe (tabela I) i zbieracze z ciekłego metalu (tabela III) [1].

1.1. Zbieracze prądowe typu szcztkowego

Do najczęściej stosowanych należą szcztki konwencjonalne miedziowo-grafitowe MORGANITE CM 1S, posiadające wysoką procentową zawartość miedzi

oraz szczotki CM 2 względnie MFCO, MΓ 4 [9]. Badania prowadzone w IRD (Anglia) od przeszło 20 lat i kontynuowane obecnie, doprowadziły do wynalezienia szczotek z włókien węglowych o średnicy $<10 \mu\text{m}$ platerowanych cienką powłoką metalu (np. srebrem) pozwalających na znaczne powiększenie gęstości prądowej i prędkości obrotowej, blisko 3-krotne, w porównaniu do szczotek budowy konwencjonalnej. Cienka warstwa metaliczna zwiększa elektryczną i cieplną przewodność wzdłuż włókien i przeszkadza powstawaniu warstwowych tlenków na powierzchniach stykowych pierścienia ślizgowego, oczyszczając je w sposób mechaniczny. Wysoka dopuszczalna gęstość prądowa uwarunkowana jest dużą powierzchnią styku osiągniętą przez punktowy styk znacznej liczby pojedynczych włókien (rys. 1 i 2).



Rys. 1. Włókno węglowe platerowane metalem



Rys. 2. Szczotka z włókien węglowych platerowanych metalem

Tabela I

Maszyny unipolarne z nadprzewodnikowym uzwojeniem wsbudzającym, w których zastosowano abierackie prądowe typu "szosotkowego"

Lp.	Kraj	Parametry maszyny					Wysokość	Budowa twornika	Typ szosotek i pierścieni ślizgowych	Zastosowanie	Rok budowy
		P [kv]	U [V]	I [A]	n obr/min	φ					
1		39,5	10,74	3800	1900	0,69	I R D	dwutarczowy	miedziowo-grafitowe MORGANITE CM 18 stop miedzi z 1% chromu	silnik	1966
2	Anglia	2420	450	5860	200	-	I R D	dwutarczowy segmentowany	miedziowo-grafitowe CM 15 stop miedzi z niklem	silnik PAVIST	1970
3		1000	500	2000	1500	-	I R D	tarczowy segmentowany	szosotki z włókien węglowych platerowanych metalem MK 11	zespół napędowy statku	1974
4	Japonia	3000	150	20000	1000	-	TOSHIBA	dwutarczowy	szosotki węglowe	generator	1972
5	Włochy	94,8	15,8	6000	2000	0,81	ANSALDO	dwutarczowy	miedziowo-grafitowe MORGANITE CM 18	-	1975
6		54,8	196	280	1500	0,76	FTINT	tarczowy segmentowany	-	prądnic silnik	1976
7	ZSRR	119,5	269	535	1420	0,83	FTINT	hobnowy	-	silnik prądnic	1976
8		5	5	1000	3000	-	MAI	tarczowy	szosotki górne MTCO, szosotki dolne M ¹ 4	-	1979
9		4,8	30	160	3000	-	MAI	tarczowy	szosotki górne MTCO, szosotki dolne M ¹ 4	-	1979
10		30000	300	100	180	0,98	NSRDC	hobnowy (z blachownicy)	szosotki miedziowe z miedzi oszronione NaK	napęd statku	projekt
11	USA	30000	300	100	180	0,983	NSRDC	hobnowy (z blachownicy)	szosotki miedziowe z miedzi oszronione NaK	napęd statku	projekt

IBD - ELECTRICAL ENGINEERING DEPARTMENT, INTERNATIONAL RESEARCH AND DEVELOPMENT Co. Ltd, NEWCASTLE UPON TYNE (Anglia)

TOSHIBA - TOKYO SHIBAURA ELECTRIC (Japonia)

ANSALDO - Włochy

FTINT - FIZYKO TECHNICZNY INSTYTUT KOSMICH TEMPERATUR A.N. USRR, CHARKÓW (ZSRR)

MAI - MOSKOWSKI AWIACYONNYJ INSTYTUT, Moskwa (ZSRR)

NSRDC - NAVAL SHIP RESEARCH AND DEVELOPMENT CENTER, ANNAPOLIS (USA)

Podstawowe parametry porównawcze obu typów szczotek podane są w tabeli II [2].

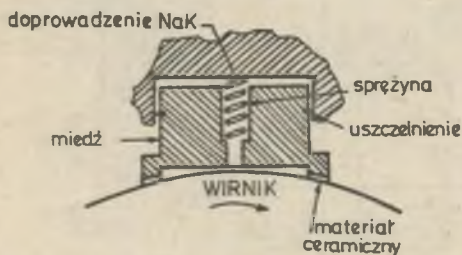
Tabela II

Podstawowe parametry porównawcze dwóch typów szczotek

Podstawowe dane	Szczotki miedziowo-grafitowe	Szczotki z włókien węglowych platerowanych metalem
gęstość prądowa	$30 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$	$100 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$
prędkość obwodowa pierścienia ślizgowego (max)	$40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$100 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
spadek napięcia na katodzie (+)	0,15 V	0,35 V
na anodzie (-)	0,14 V	0,15 V
stopień zużycia po 100 godz. pracy		
na katodzie (+)	3 mm	10 mm
na anodzie (-)	3 mm	1 mm
współczynnik tarcia	0,15	0,4 ÷ 0,5

Od kilku lat prowadzi się prace nad możliwością zastosowania czysto metalicznego styku ze smarowaniem. Wprowadzenie w strefę styku błonki o wysokiej przewodności elektrycznej przy równoczesnym obniżeniu współczynnika tarcia zmniejsza straty elektryczne i mechaniczne i podnosi żywotność

układu szczotkowego. Były badane stopy metali o różnym składzie chemicznym współpracujące z różnego typu smarami. Zbieracze "hybrydowe", w których utrzymywana jest błonka (film) cieczy, np. oiekłego metalu NaK pomiędzy zewnętrzną powierzchnią pierścienia wirującego a szczotką, np. miedzianą, przewidywane są w projektowanych aktualnie silnikach unipolarnych z nadprzewodnikowymi uzwojeniami wzbudzenia o największych mocach 30 MW w NSRDC (USA) [12] (rys. 3). Konstruktorzy francuscy stosując oiekły metal rtęć-ind wykazali, że



Rys. 3. Zbieracz prądowy "hybrydowy" w postaci szczotki miedzianej smarowanej oiekłym metalem (NaK)

tego typu zbieracze mogą być eksploatowane przy niskich prędkościach pierścieni ślizgowych z małym wydatkiem cieczy smarującej. Pozytywne wyniki uzyskano również w IRD przy wyższych prędkościach obwodowych z wykorzystaniem rtęci jako medium przewodzącego prąd.

Charakterystyczne parametry i analizę porównawczą różnych wariantów ze styku ślizgowego dla silnika walcowniczego, unipolarnego z nadprzewodnikowym uzwojeniem wzbudzenia przeprowadzono w pracy [5]. Najmniejsze straty mechaniczne i elektryczne posiadają szcztoki monolitowe oraz szcztoki z włókien węglowych platerowanych metalem, współpracujących z pierścieniami wykonanymi z brązu wieloskładnikowego. Szcztoki te charakteryzują się również wysoką gęstością prądową wynoszącą $150 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$. Przy wyborze szcztok dla maszyn unipolarnych z nadprzewodnikowym uzwojeniem wzbudzenia należy mieć na uwadze obecność silnego pola magnetycznego w strefie styku dochodzącego do 2 T, które może spowodować podwyższenie gęstości prądu w poszczególnych elementach przekroju szcztoki i spowodować wysokoczęstotliwościowe drgania aperiodyczne. Oprócz tego, współdziałanie prądu roboczego z zewnętrznym polem magnetycznym wywołuje siły przyciągające szcztokę do jednej z bocznych ścian trzymacza szcztokowego.

Najbardziej narażone na działanie pola magnetycznego są szcztoki elektrografitowe konwencjonalnej konstrukcji. Eksperymenty wykazały, że wszystkie tradycyjne marki szcztok ulegają przyspieszonemu zużyciu w polu magnetycznym. Szcztoki włókniste i monolitowe smarowane są mniej wrażliwe na działanie zewnętrznych pól magnetycznych.

1.2. Zbieracze prądowe z ciekłego metalu

W kilku krajach (tabela III) prowadzi się prace badawcze nad zastosowaniem ciekłych metali jako medium przenoszącego prąd w nadprzewodnikowych maszynach unipolarnych.

Główną zaletą zbieraczy tego typu jest wysoka dopuszczalna gęstość prądowa w styku przekraczająca $500 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$, co pozwala na przewodzenie prądu rzędu 100 kA i więcej, przy stosunkowo wysokiej sprawności maszyny.

Do wad zbieraczy prądowych z ciekłego metalu zaliczyć można toksyczność (w przypadku rtęci), utratę własności fizykochemicznych pod wpływem powietrza, wilgoci, występowanie przerw łukowych przy przeciążeniach, reaktywność ciekłego metalu z elementami konstrukcyjnymi i izolacją itp.

Najczęściej stosowanym metalem w zbieraczach prądowych jest stop eutektyczny sodu z potasem $\text{NaK}_{78\%}$, charakteryzujący się niską temperaturą topnienia, małą gęstością, dobrą zwilżalnością. Mogą być także stosowane metale ciekłe, jak: gal, ind, stopy galu z indem, rtęć oraz amalgamaty rtęci.

Z analizy rozwiązań konstrukcyjnych maszyn zestawionych w tabeli III wynika, że co najmniej dwa rozmaite typy zbieraczy, a mianowicie zbieracze całkowite "zatopione" i "korytkowe" z wirującymi lub nieruchomymi korytkami. Dzięki pośrednictwu ciekłego metalu uzyskuje się w zbieraczach "zatopio-

Tabela III

Maszyny unipolarne z nadprzewodnikowym uswojeniem wbudowanym, w których zastosowano zbieracze prądowe z siełczego metalu

Lp.	Kraj	Parametry maszyny					Budowa twornika	Typ zbieracza prądowego	Zastosowanie	Rok budowy
		P [kW]	U [V]	I [kA]	$\frac{n}{\text{obr./min}}$	η				
1	Francja	60	4,3	15	600	0,08	pieciotar- stowy z kierunkami układowymi	ciężki metal Hg-Zn lub stop NaK zbieracz całkowite "zastopiony"	silnik - generator	1966
2		20	2	10	4000	-	jedno-tar- stowy	ciężki metal, zbieracz całkowite "zastopiony"	generator	1972
3	USA	150	10	15	3600	-	wielotar- stowy	stop NaK, zbieracz całkowite "zastopiony"	generator	1972
4		300	30	10	2400	-	śmigło- bębenkowy	stop NaK	silnik - ge- nerator do napędu statku	1973
5		735	-	-	-	-	śmigło- bębenkowy			
6		2200	100	-	1800	-	śmigło- bębenkowy	stop NaK	żw.	projekt
7	Flandria	51	5,77	10	1200	0,02	bębenkowy	stop NaK	silnik OTAMENI	1979
8		300	10	30	6000	-	tarzowy	stalowy metal	-	1973
9	USA	600	20	30	3000	-	bębenkowy	stop NaK	Generator dla elektroilmy aluminium	w budowie
10		15600	60	160	-	-	bębenkowy	stop NaK		projekt
11	RFN	40000	80	500	-	-	bębenkowy	NaK lub Ga-In	silnik	w budowie

LCEB-LOEP - LABORATOIRE DE CÉMIÉ ÉLECTRIQUE DE PARIS - LABORATOIRE CENTRAL DES INDUSTRIES ÉLECTR. FONTENAY AUX ROSES (France)

OSCRD - GENERAL ELECTRIC CORPORATE RESEARCH AND DEVELOPMENT SCHENECTADY, New York (USA)

MBSDC - NAVAL SHIP RESEARCH AND DEVELOPMENT CENTER, ANAPOLIS (USA)

GE - GENERAL ELECTRIC

RFN - EISELNER UNIVERSITÄT OF TECHNOLOGY (Flandria)

MAI - MOSKOWSKIJ AWIACIJOBYJ INSTITUTE MOSKWA (ZSRR)

VNIIE - ELEKTROMAS - VERBANDSNIJ NAUČNO-ISSLEDOWATEL'NYJ INSTITUTE ELEKTROMAŠINOSTROJENIJA Leningrad (ZSRR)

nych" połączenie szeregowo sem indukowanych w wirujących tarczach. Powierzchnie boczne, od których żądamy aby nie przewodziły prądu, są zaizolowane. Zbieracze prądowe "zatopione" stanowiły najwcześniejsze rozwiązanie i były stosowane w maszynie francuskiej i pierwszych modelach amerykańskich. Ten typ zbieracza charakteryzuje się znacznymi stratami tarcia oraz elektrycznymi, wynikłymi z możliwości zwarć obwodu w poprzek wytworzonego napięcia oraz od prądów cyrkulacyjnych od zewnętrznego pola magnetycznego. Zapewniają one poprawny styk przy każdej prędkości obrotowej, włączając zero, co nie jest bez znaczenia w przypadku pracy silnikowej maszyny.

Zbieracze "korytkowe" i to najczęściej z nieruchomym korytkiem i wirującym zębem stosowane są w większości maszyn. Żeberka, tj. pierścienie wirujące o przekroju prostokątnym lub owalnym, wchodzi do korytek ukształtowanych w nieruchomej części maszyny, stanowiących zbiornik dla ciekłego metalu. Zestyk prądowy uzyskuje się przez odrzucenie siłami odśrodkowymi ciekłego metalu i utrzymaniu go w równomiernej odległości dookoła korytek. W rzeczywistości, budowa zbieracza prądowego jest bardziej skomplikowana i zarówno korytko, jak i zęba są przystosowane różnymi elementami odrzucającymi do utrzymania ciekłego metalu w korytku.

2. KLASYFIKACJA CIECZY STOSOWANYCH W ZBIERACZACH PRĄDOWYCH Z CIEKŁEGO METALU

Ciecz stosowana jako środek przewodzący prąd elektryczny powinna spełniać następujące wymagania:

- a) znajdować się w stanie ciekłym przy roboczej temperaturze styku, która może zmieniać się w granicach od 200 do 500°C, a nawet powyżej [3]. Temperatura topnienia cieczy powinna być niższa a temperatura wrzenia wyższa od roboczej temperatury cieczy w styku,
- b) posiadać niską gęstość i małą lepkość dla zminimalizowania strat tarcia oraz dobrze zwilżać powierzchnię styku,
- c) posiadać dużą konduktywność dla zmniejszenia strat elektrycznych,
- d) zapewniać dobre schłodzenie styku, tj. posiadać wysoką przewodność cieplną właściwą i odpowiednią wartość ciepła właściwego,
- e) zapewnić stabilną pracę styku w warunkach wymaganej prędkości obrotowej ruchomej elektrody, która może zmieniać się w granicach nawet powyżej $150 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, przy gęstości prądu od $400 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ do $4000 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ a nawet $6000 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ [3],
- f) zaspokajać wymagania bezpieczeństwa pracy obsługi (nietoksyczna, niepalna),
- g) stałość własności fizykochemicznych,
- h) małą reaktywność z elementami konstrukcyjnymi i izolacyjnymi maszyny,

- i) małą reaktywność ze składnikami chemicznymi powietrza i wilgocią zawartą w powietrzu,
- j) niewrażliwa na działanie pól magnetycznych zewnętrznych w obszarze styku.

Jak wykazały liczne prace najodpowiedniejszymi cieczami dla zbieraczy prądowych są chemicznie czyste ciekłe metale względnie ich stopy. Największe praktyczne zastosowanie znalazła rtęć Hg (przy prędkości wirującej elektrody $v < 50 \frac{m}{s}$ i temperaturze pracy $\vartheta' < 200^\circ C$) i jej amalgamaty z indem oraz eutektyczny stop sodu z potasem NaK_{78%} przy $v < 200 \frac{m}{s}$, $\vartheta' < 500^\circ C$. Perspektywiczne są także stopy galu z indem.

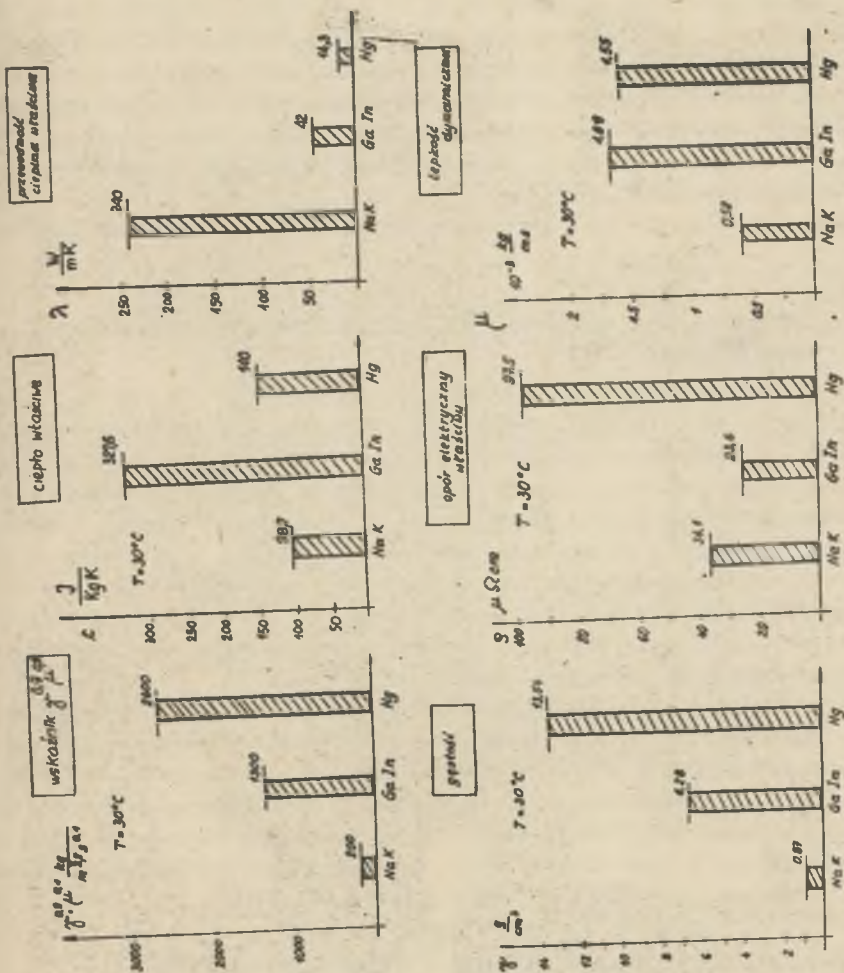
Na rys. 4 podano ważniejsze własności fizykochemiczne trzech najczęściej stosowanych cieczy w zbieraczach prądowych, a mianowicie: NaK_{78%} ($\vartheta'_{top} = -11^\circ C$, $\vartheta'_{wrz} = 784^\circ C$), Ga_{78%} In ($\vartheta'_{top} = 15,8^\circ C$, $\vartheta'_{wrz} = 2000^\circ C$), Hg ($\vartheta'_{top} = -38,9^\circ C$, $\vartheta'_{wrz} = 356,6^\circ C$).

2.1. Własności zbieraczy prądowych z rtęci

Rtęciowe zbieracze prądowe stosowane były w niektórych maszynach unipolarnych budowy konwencjonalnej [3]. Poważną wadą rtęci jest toksyczność jej par a także wysoka gęstość prowadząca do znacznych strat tarcia szczególnie przy wysokich prędkościach liniowych ($\Delta P_{tar} = c v^3$). Należy zwrócić uwagę na silne działanie korodujące rtęci na elementy konstrukcyjne styków, szczególnie miedzianych, co wymaga stosowania ochronnych powłok z niklu i rodu. Obszary strefy styku powinny być hermetyzowane przed dostępem powietrza a sam zestyk powinien pracować w atmosferze gazu obojętnego, np. argonu.

2.2. Własności zbieraczy prądowych ze stopu sodu z potasem

Najczęściej stosowany w zbieraczach prądowych, zarówno w maszynach unipolarnych budowy konwencjonalnej, jak i z nadprzewodnikowym uzwojeniem wzbudzenia (tabela III), jest eutektyczny stop sodu z potasem, o zawartości 77,3% potasu. Charakteryzuje się on niską gęstością i posiada względnie dobre własności elektryczne i cieplne. Eutektyczny stop NaK może współpracować z wieloma materiałami konstrukcyjnymi i przewodzącymi prąd (miedź). Podstawową wadą stopu NaK jest bardzo silna reaktywność z tlenem (do postaci Na₂O), dwutlenkiem węgla z wodą i parą wodną (do postaci wodorotlenku sodu i potasu), a także reagowanie z wieloma materiałami organicznymi, będącymi składnikami izolacji elektrycznej maszyny. Wymaga to stosowania tzw. osłony gazowej, tj. układu cyrkulacji gazu obojętnego (np. suchego azotu) względnie argonu w maszynie z ciągłym usuwaniem z obiegu tlenu, wilgoci, skroplonych par NaK oraz oszczędzi organicznych. Układ obiegowy ciekłego metalu powinien być ponadto wyposażony w odpowiednią aparaturę usuwającą z obiegu rozpuszczone w cieczy zanieczyszczenia i tlenki.



Rys. 4. Porównanie podstawowych własności fizykochemicznych metali i ich stopów stosowanych w zbieraczach prądowych

Dla pełnej oceny możliwości wykorzystania stopu NaK jako cieczy przewodzącej prąd, przeprowadzone były w firmie Westinghouse (USA) szczegółowe badania możliwości współpracy ciekłego metalu z materiałami konstrukcyjnymi, izolacyjnymi, uszczelniającymi, powlekającymi, lutowiem itp. w zakresie temperatur do 140°C [14]. Wyniki badań wykorzystano w budowie maszyny unipolarnej "Segmag" o mocy 2,2 MW; 20,8 V; 107 kA z konwencjonalnym uzwojeniem wzbudzenia. Przy analizie węzła rozważono alternatywne układy; jedną hermetyzującą węzła zapewniającą stałość masy ciekłego metalu w zestyku lub zastosowanie zamkniętego systemu, gwarantującego ciągłość zasilania zbieracza prądowego ciekłym metalem. Ze względu na niemożliwość wykonania niezawodnego uszczelnienia cierne go z materiałów nie reagujących ze stopem NaK na wymaganej średnicy (przy prędkości $3600 \frac{\text{obr}}{\text{min}}$) zdecydowano się przyjąć zamknięty układ obiegowy.

W pracy [13] podany jest laboratoryjny układ obiegu NaK z osłoną argonową.

2.3. Własności zbieraczy prądowych z galu, względnie stopu galu z innymi metalami

Zastosowanie w niektórych maszynach unipolarnych galu a częściej stopu galu z indem w miejsce rtęci czy stopów sód-potas, okazało się atrakcyjne ze względu na niską rezystywność galu i wysoką wartość ciepła właściwego. Stopy te jednak charakteryzują się największą aktywnością chemiczną z materiałami konstrukcyjnymi i zmianą własności chemiczno-fizycznych, przy bezpośrednim kontakcie z powietrzem. Stwierdzono [6], [7], że pod wpływem powietrza ciekły gal przechodzi w stan stały, tworząc gęstą pastę, która ulega rozwarstwieniu w wirującym zbieraczu prądowym, powodując bardzo niebezpieczną przerwę w pracy styku. Często pasta przechodzi w szary proszek, mimo stosowania osłony gazowej w postaci np. argonu.

Wyniki bardzo szczegółowych badań przeprowadzonych w ZSRR [8] wykazały, że dla zapewnienia normalnej pracy zbieracza prądowego należy wyeliminować możliwość stykania się swobodnej powierzchni galu z gazem. Efektywna ochrona galu od wpływu otaczającego ośrodka jest możliwa przy osłonie powierzchni galu warstwą wody destylowanej w atmosferze argonu lub warstwą wody zakwaszonej kwasem solnym. W tym ostatnim przypadku odpada konieczność wytwarzania neutralnej atmosfery argonowej.

2.4. Własności zbieraczy prądowych ze stopu rtęci z indem

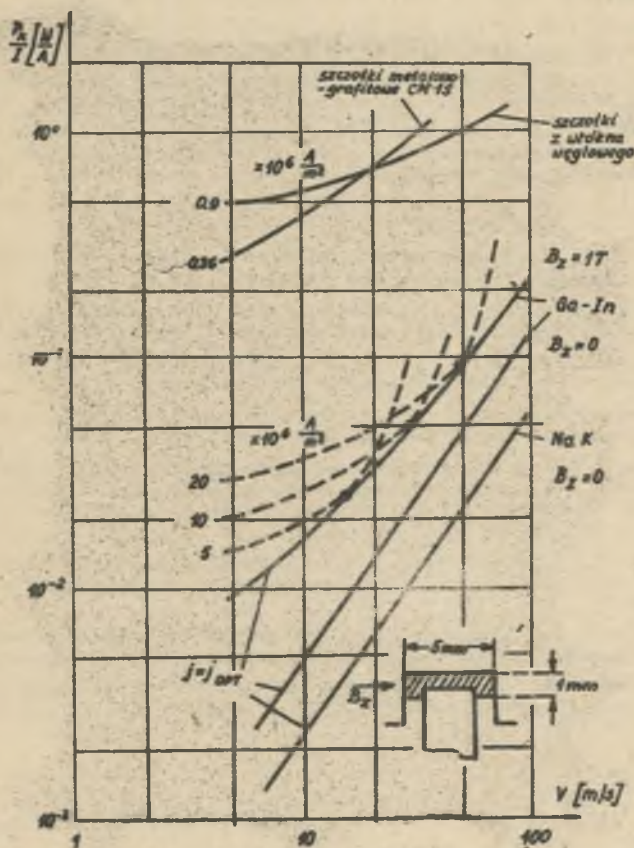
Zastosowanie amalgamatów indu w zbieraczach prądowych było przedmiotem badań przy projektowaniu maszyn unipolarnych w LCIE we Francji [10]. Przebadane zostały własności stopu rtęci z indem oraz wpływ procentowej zawartości poszczególnych składników na zmianę gęstości amalgamatu, stabilność w otoczeniu powietrza itp. Amalgamaty indu przy odwirowaniu ich w powietrzu zachowują się podobnie jak gal, tj. tworzą pianę a nawet pastę,

naś w środowisku gazu obojętnego, np.: argonu, azotu, dwutlenku węgla obserwuje się wytworzenie proszku.

3. ZAKOŃCZENIE

Od kilku lat prowadzone są równoległe w wielu krajach badania doświadczalne nad doбором najodpowiedniejszych zbieraczy prądowych dla nadprzewodnikowych maszyn unipolarnych.

Wybór typu zestyku prądowego uwarunkowany jest konstrukcją maszyny unipolarnej (nisko względnie wysoko napięciowa), stratami w zbieraczu prądowym, obecnością pól magnetycznych poosiowych i promieniowych w strefie styku oraz niezawodnością w eksploatacji.



Rys. 5. Porównanie całkowitych strat mocy w różnych zbieraczach prądowych w funkcji prędkości obrotowej

Na rys. 5 przedstawiono porównanie [4] całkowitych strat w zbieraczu prądowym z ciekłego metalu (NaK, Ga-In) o prostokątnym kształcie styku w stosunku do zbieraczy szcztokowych, w zależności od prędkości obwodowej (v) i wielkości poosiowego pola magnetycznego (B_z). Straty mocy w zbieraczach prądowych z ciekłego metalu są blisko o dwa rzędy mniejsze od strat w szcztokach szcztokowych.

Zbieracze "hybrydowe" są obecnie przedmiotem wstępnych badań.

LITERATURA

- [1] Alievskij B.L., Oktrjabrskij A.M., Orlov V.L.: Eksperimentalnaja sverchprovodnikovaja unipoljarnaja mašina. Izv. AN ZSRR Energetika i Transport Nr 2, 1975 r.
- [2] Appleton A.D.: High current dc homopolar generator using carbon fibre brushes. Proc. 5 Int. Conf. Mag. Techn. Roma 1975 r.
- [3] Biertinow A.I., Alievskij B.A., Troickij S.R.: Unipoljarnyje električeskie mašiny. Izd. Energija 1966 r.
- [4] Eriksson J.T.: Design aspects on superconducting dc motor using a new method of liquid metal current collection. SÄhköt Nr 7/8 1976 r.
- [5] Kalašnikov V.K., Kruglina V.A., Ponomarjeva A.A.: Osobennosti raboty skolzjaščego kontakta v električeskich mašinach so sverohprovodjaščiej sistemoj vozbuźdenija. Elektrotechnika Nr 8, 1981 r.
- [6] Kendall P.W.: Liquid metal brushes for homopolar generators. Electrical Review Jan. 1973 r.
- [7] Lewis D.I.: Practical homopolar machines - use of liquid metal slip rings. Journ. of Science and Technology Nr 2, 1971 r.
- [8] Lysov N.E., Godžello A.G., Degtjar V.G.: Povedenie gallija vo vraščajuščetsja zidkomełalliočeskom kontakte. Elektrotechnika, Nr 11, 1968 r.
- [9] Mc Nab I.R., Wilkin G.A.: Carbon-fibre brushes for superconducting machines. Proc. IEE Electronics and Power Jan. 1972 r.
- [10] Poulain J., Robert J.: Propriétés et applications à l'électrotechnique des amalgames d'indium. RGE t. 75, Nr 2, 1966 r.
- [11] Program badań i założenia techniczno-konstrukcyjne zestyku z ciekłego metalu dla silnika unipolarnego nadprzewodnikowego o mocy 2MW. Prace naukowo-badawcze Inst. Maszyn i Urządzeń Elektrycznych Pol. Śląskiej w Gliwicach, 1981 r.
- [12] Stevens H.O., Superozyński M.J. i inni: Superconducting machinery for naval ship propulsion. IEEE Transactions on Magnetism vol. MAG-13, Nr 1 1977 r.
- [13] Suchanov L.A., Karmanov G.A.: Unipoljarnaja mašina postojannogo toka s natriewo-kaliewymi koloewymi kontaktami. Elektrotechnika, Nr 10, 1969 r.
- [14] Witkoveki R.E., Arcelia F.G., Keaton A.R.: Vital support for liquid metal collector homopolar machines. IEEE Transactions on PAS, vol. 95, Nr 4, 1976 r.

Recenzent: doc. dr inż. Jerzy Hickiewicz

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

**ТОКОСЪЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ УНИПОЛЯРНЫХ МАШИН
СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ ОБМОТКАМИ ВОЗБУЖДЕНИЯ****Р е з ю м е**

Представлено актуальное состояние конструкции токосъемных устройств применяемых в сверхпроводящих униполярных машинах. Даны основные свойства точечных контактов и классификация жидкостей применяемых в токосъемных устройствах из жидкого металла.

**CURRENT COLLECTION SYSTEMS FOR HOMOPOLAR MACHINES
WITH SUPERCONDUCTING FIELD WINDINGS****S u m m a r y**

The actual information on the research and development of current collectors in superconducting homopolar machines is presented.

The characteristic properties of contact carbon brushes and classification of liquid metal used in current collectors are described.

Stefan PASZEK

Instytut Podstawowych Problemów
Elektrotechniki i Energoelektroniki
Politechniki Śląskiej

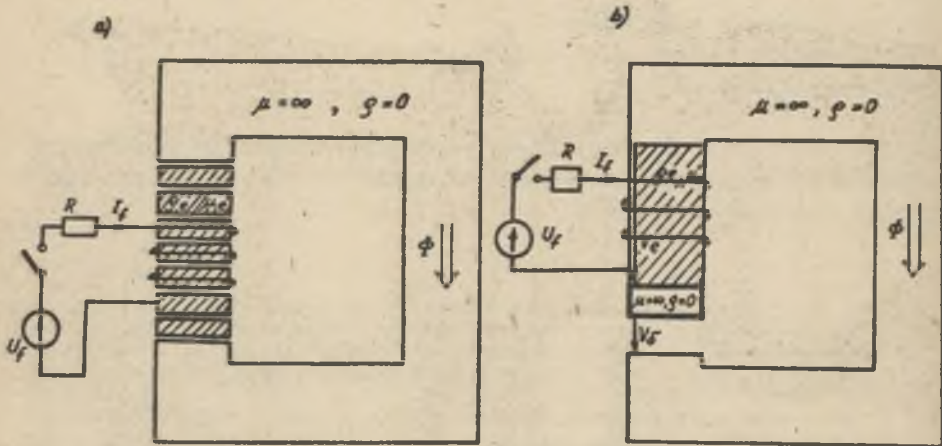
BADANIE WPLYWU USYTUOWANIA SZCELINY POWIETRZNEJ W OBWODZIE MAGNETYCZNYM
Z BLOKIEM LITYM MASZYNY ELEKTRYCZNEJ NA MODUŁOWO-FAZOWE CHARAKTERYSTYKI
PRĄDU I STRUMIENIA WZBUDZENIA

Streszczenie. Usytuowanie szczeliny powietrznej w obwodzie magnetycznym maszyny elektrycznej zmienia w silnym stopniu wpływ oddziaływania prądów wirowych, indukowanych w bloku litym, na strumień magnetyczny. Dla dwóch skrajnych konfiguracji wypadkowej szczeliny, umieszczonej w bloku litym równomiernie oraz skoncentrowanej między idealnie pakietowanym fragmentem rdzenia, podano charakterystyki moduło-fazowe $\frac{I}{U}$ oraz $\frac{\Phi}{U}$.

1. OPIS OBWODU MAGNETYCZNEGO I ZAŁOŻENIA UPRASZCZAJĄCE

W obwodach magnetycznych maszyn elektrycznych występują często szeregowo połączenia części ferromagnetycznej o dużej permeancji z częścią szczelinową o małej permeancji. W części ferromagnetycznej można wyodrębnić element obwodu utworzony z litego ferromagnetyka oraz element utworzony z pakietu blach ferromagnetycznych wzajemnie izolowanych. Spośród konfiguracji położenia szczeliny powietrznej względem bloku litego, można wyodrębnić dwa skrajne przypadki charakterystyczne: jeden, gdy szczelina wypadkowa jest utworzona z małych szczelin ułożonych szeregowo z wycinkami bloku litego (rys. 1a) i drugi, gdy szczelina powietrzna mieści się całkowicie między ferromagnetykiem pakietowanym (rys. 1b). Interesujące jest porównanie charakterystyk moduło-fazowych strumienia magnetycznego i prądu elektrycznego uzwojenia wzbudzenia dla tych dwóch skrajnych konfiguracji szczeliny względem bloku litego. Dla uwolnienia się od trudnego do uchwycenia analitycznego wpływu krzywoliniowości histerezy charakterystyki magnesowania ferromagnetyka, rozpatrzmy przypadek zależności liniowych, w których współczynnikami materiałowymi rdzenia litego są tylko przenikalność magnetyczna μ_0 i rezystywność ρ_0 . Ferromagnetyk pakietowany traktujemy jako idealny $\mu = \infty$, $\rho = 0$. Dzięki temu założeniu spadek napięcia magnetycznego na tak wyidealizowanym ferromagnetyku pakietowanym jest zawsze równy zeru. Dla uproszczenia relacji analitycznych, bez uszczuplenia wartości uogólnień, założymy, że rozpatrywany obwód magnetyczny stanowi

wycinek o wymiarze b , z rozciągającego się do nieskończoności wymiaru y i obwodu magnetycznego z rys. 1. Takie uproszczenie powoduje tylko jednowymiarową zmienność pola elektromagnetycznego [1].



Rys. 1. Obwód magnetyczny złożony z litego ferromagnetyka, pakietu blach wzajemnie izolowanych oraz szczeliny powietrznej

a - utworzonej z małych szczelin złożonych szeregowo z wycinkami bloku litego, b - mieszczącej się oślinkowicie między ferromagnetykiem pakietowanym

2. MODELE MATEMATYCZNE OBWODU MAGNETYCZNEGO Z BLOKIEM LITYM

Układ równań Maxwella dla litego bloku, przy pominięciu prądu przesunięcia w bloku litym

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{J}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, & \mathbf{E} &= \rho \mathbf{J}, & \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (1a)$$

Po eliminacji gęstości prądowej prądów wirowych

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} = - \nabla^2 \mathbf{B} = -d^2 \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1b)$$

przy czym $d^2 = \mu/\rho$,

stąd ostatecznie równanie obrazujące pole elektromagnetyczne ma postać

$$\nabla^2 \mathbf{B} = d^2 \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (1c)$$

Równanie (1c) w rozpatrywanym przypadku jednowymiarowego pola magnetycznego przy ustalonych warunkach początkowych ma postać

$$\frac{\partial^2 B(x, t)}{\partial x^2} = d^2 \frac{\partial B(x, t)}{\partial t} \quad (2a)$$

i w zapisie operatorowym dla zmiennej czasu, przy uwzględnieniu zerowych warunków początkowych,

$$\frac{\partial^2 B(x, p)}{\partial x^2} = d^2 p B(x, p), \quad (2b)$$

którego rozwiązanie ma uwzględniać warunki symetrii

$$B(x, p) = B(-x, p)$$

i warunek brzegowy wynikający z całki liniowej $\oint H dl = \Theta$ w konturze obejmującym uzwojenie wzbudzenia i skojarzone włókno rdzenia (rys. 1).

2.1. Model matematyczny obwodu magnetycznego w przypadku a - szczelina powietrzna rozłożona w bloku litym

W odniesieniu do konfiguracji szczeliny, w przypadku a, zakłada się idealizację polegającą na wprowadzeniu zastępczej przenikalności magnetycznej bloku litego, wynikającej z warstwowego założenia rosnącej nieograniczenie liczby szczelin o długości indywidualnej szczeliny dążącej do zera, przy nieznaczącej sumarycznej długości szczeliny. Ferromagnetyk pakietowany na styku z blokiem litym wykazuje ekwipotencjalność magnetyczną powierzchni stykowych. W konsekwencji można określić zastępczą przenikalność bloku litego łącznie ze szczelinami z równania reluktancji obwodu

$$\frac{\delta}{\mu_0 S} + \frac{1}{\mu_e S} = \frac{1_e + \delta}{\mu_z S} = \frac{1_z}{\mu_z S},$$

$$\mu_z = \frac{1_e + \delta}{\frac{\delta}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_e}} = \frac{\mu_0}{\delta} \cdot \frac{1_e + \delta}{1 + \frac{1}{\delta \mu_{er}}}, \quad (3a)$$

gdzie:

$$\mu_{er} = \mu_e / \mu_0$$

Zwiększenie długości zastępczej bloku litego z l_0 do $l_0 + \delta$ trzeba skompensować odpowiednim zwiększeniem rezystywności zastępczej, przy niezmiennym oddziaływaniu prądów wirowych na pole elektromagnetyczne w rdzeniu litym

$$\rho_{\Sigma} = \rho_0 \frac{l_0 + \delta}{l_0}. \quad (3b)$$

Rozwiązanie równania (2b)

$$B(x, p) = \frac{\Theta(p)}{l_{\Sigma}} \mu_{\Sigma} \frac{\operatorname{ch}(\sqrt{p} d_{\Sigma} x)}{\operatorname{ch}(\sqrt{p} d_{\Sigma} \frac{a}{2})}, \quad (4)$$

przy osym

$$\Theta(p) = l_{\Sigma} H\left(\frac{a}{2}, p\right),$$

$$d_{\Sigma}^2 = \mu_{\Sigma} / \rho_{\Sigma} = \frac{\mu_0 \mu_{er}}{\rho_0 \left(\frac{\delta \mu_{er}}{l_0} + 1 \right)},$$

$$\begin{aligned} \Phi(p) &= b \int_{-a/2}^{+a/2} B(x, p) dx = \frac{S \mu_{\Sigma}}{l_{\Sigma}} \cdot \frac{\operatorname{th}\left(\sqrt{p} \frac{d_{\Sigma} a}{2}\right)}{\sqrt{p} \frac{d_{\Sigma} a}{2}} \Theta(p) = \\ &= \Lambda(p) \frac{S \mu_{\Sigma}}{l_{\Sigma}} \Theta(p), \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie

$$\Lambda(p) = \frac{\operatorname{th}\left(\sqrt{p} \frac{d_{\Sigma} a}{2}\right)}{\sqrt{p} \frac{d_{\Sigma} a}{2}}$$

względna permeancja operatorowa rdzenia.

Przy skokowym wymuszeniu przepływu $\Theta(p) = \frac{\Theta_0}{p}$ można wyrazić względny strumień rdzenia równaniem

$$\bar{\Phi}_r(p) = \frac{\Phi(p)}{\Phi_0} = \frac{1}{p} \Lambda(p) = \frac{\operatorname{th}\left(\frac{d_{\Sigma} a}{2} \sqrt{p}\right)}{p \left(\sqrt{p} \frac{d_{\Sigma} a}{2}\right)}, \quad (6)$$

gdzie

$$\bar{\Phi}_0 = \Theta_0 \frac{S \mu_{\Sigma}}{l_{\Sigma}} - \text{strumień ustalony.}$$

Funkcje $\Theta_X(p)$ można rozłożyć na nieskończony szereg ułamków prostych i przeprowadzić odwrotną transformację operatorową [2,3].

$$\Phi_X(t) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} T_n e^{-\frac{t}{T_n}} \quad (7a)$$

$$T_n = \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{1}{(2n-1)^2} \quad T_n = \left(\frac{da}{\pi}\right)^2 \frac{1}{(2n-1)^2} \quad (7b)$$

2.2. Model matematyczny obwodu magnetycznego w przypadku b - szczelina powietrzna skoncentrowana

Dla konfiguracji szczeliny powietrznej w przypadku b obowiązuje założenie jednorodności pola magnetycznego w przestrzeni szczeliny powietrznej w czasie przebiegów niestabilnych z uwagi na wyrównanie pola indukcji przez idealny ferromagnetyk pakietu blach. Przepływ wzbudający w tym przypadku jest sumą spadku napięcia magnetycznego na rdzeniu litym $V_o(p)$, w którym pole magnetyczne jest niejednorodne i spadku napięcia w szczelinie $V_\delta(p)$, w której pole magnetyczne jest jednorodne

$$\Theta(p) = V_o(p) + V_\delta(p); \quad (8a)$$

$$V_\delta(p) = \frac{\Phi(p) \delta}{S \mu_o} \quad (8b)$$

Strumień $\Phi(p)$ jest jednakowy w przekroju szczeliny i bloku litego. Z równania (5) wynika przy uwzględnieniu współczynników materiałowych μ_o , ρ_o rdzenia litego

$$\Phi(p) = A_o(p) \frac{S \mu_o}{l_o} V_o(p). \quad (8c)$$

Po uwzględnieniu (8b), (8c) w równaniu (8a), otrzymamy

$$\Theta(p) = \frac{\Theta(p) S \mu_o}{\delta} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{p T_o} \operatorname{oth}\left(\sqrt{p} \frac{da}{2}\right)}, \quad (9a)$$

gdzie

$$\sqrt{T_o} = \frac{da}{2} \cdot \frac{l_o}{\mu_o \operatorname{erf} \delta} = \frac{\mu_o l_o a}{2 \delta \sqrt{\rho_o \mu_o}} \quad (9b)$$

Podobnie jak w równaniu (6) można też w tym przypadku określić $\Phi_r(p)$

$$\Phi_r(p) = \frac{\Phi(p)}{\Phi_e} = \frac{1}{p} A_e(p) = \frac{1}{p} \left(1 + \frac{1_e}{\mu_{er} \delta}\right) \frac{\text{th}\left(\sqrt{p} \frac{da}{2}\right)}{\text{th}\left(\sqrt{p} \frac{da}{2}\right) + \sqrt{pT_e}}, \quad (10)$$

gdzie

$$\Phi_e = \Theta_0 \frac{S}{\frac{\delta}{\mu_b} + \frac{1_e}{\mu_e}} - \text{strumień ustalony przy skokowym wymuszeniu przepływu} \\ \text{w } \Theta(p) = \frac{\Theta_0}{p}.$$

Rozwiązanie przebiegu $\Phi_r(t)$ zawarte jest w pracy [3].

Dla wielkości $\sqrt{\mu_e / \rho_e} \rightarrow \infty$ upraszcza się postać równania (10) i obowiązuje przybliżenie

$$\Phi_r(p) = \frac{1}{p} A_e(p) \approx \frac{1}{p} \cdot \frac{1 + \frac{1_e}{\delta \mu_{er}}}{1 + \sqrt{pT_e}} = \frac{1}{p} \cdot \frac{k}{1 + \sqrt{pT_e}} \quad (11a)$$

przy $p \neq 0$ oraz

$$A_e(p=0) = 1. \quad (11b)$$

W szczególnym przypadku przy rosnącej nieograniczenie względnej przenikalności magnetycznej ferromagnetyka $\mu_{er} \rightarrow \infty$ przy $\mu_e / \rho_e = \infty$, jedynym współczynnikiem materiałowym jest wartość $\sqrt{\mu_e / \rho_e}$ i obowiązuje

$$\Phi_r(p) = \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{pT_e}}. \quad (12)$$

3. WYZNACZENIE CHARAKTERYSTYK MODUŁOWO-FAZOWYCH STRUMIENIA MAGNETYCZNEGO I PRĄDU UZWOJENIA WZBUDZENIA

Równanie obwodu elektrycznego uzwojenia wzbudzenia przy założeniu indukcyjności rozproszenia równej zero można zapisać w następujący sposób

$$U_r(t) = I_r(t) R + Z_r \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad (13a)$$

lub w zapisie operatorowym

$$U_r(p) = I_r(p) R + Z_r p \Phi(p). \quad (13b)$$

Korzystając z równania (5) dla szczeliny konfiguracji a, otrzymujemy

$$U_f(p) = [R + p L_f \Lambda(p)] I_f(p), \quad (14a)$$

gdzie

$$L_f = z_f^2 \frac{S \mu_{\Sigma}}{l_{\Sigma}}.$$

Przekształcając równanie (14), otrzymujemy

$$\frac{I_f(p)}{U_f(p)} = \frac{1}{R + p L_f \Lambda(p)} \quad (14b)$$

lub

$$\frac{I_f(p)}{\frac{U_f(p)}{R}} = K_{iu}(p) = \frac{1}{1 + p T_f \Lambda(p)} = \frac{1}{1 + p T_f \frac{\operatorname{th}(\sqrt{p} \frac{d}{2} a)}{\sqrt{p} \frac{d}{2} a}}, \quad (14c)$$

gdzie $T_f = \frac{L_f}{R}$ - stała czasowa uswojenia wzbudzenia.

Przy wymuszeniu skokowym napięcia wzbudzenia przebieg prądu wynika z odwrotnej transformacji operatorowej

$$I_f(t) = \frac{U_{fo}}{R} \mathcal{O}^{-1} \left\{ \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{1 + p T_f \Lambda(p)} \right\}. \quad (14d)$$

Zastępcza stała czasowa prądu wzbudzenia przy skokowym założeniu napięcia

$$(T_{zi})_u = \int_0^{\infty} \frac{[I_f(t = \infty) - I_f(t)] dt}{I_f(t = \infty)} = - \left[\frac{d}{dp} K_{iu}(p) \right]_{p=0} = T_f. \quad (14e)$$

Przekształcając inaczej równanie (13b), otrzymujemy wyrażenie na strumień magnetyczny

$$\frac{\Phi(p)}{U_f(p)} = \frac{T_f \Lambda(p)}{z_f [1 + p T_f \Lambda(p)]} \quad (15a)$$

lub

$$\frac{\psi_p \omega_{odn}}{U_f(p)} = K_{\Phi u}(p) = \frac{T_f \omega_{odn} \Lambda(p)}{1 + pT_f \Lambda(p)} = \frac{T_f \omega_{odn} \frac{\text{th}(\sqrt{p} \frac{d_{za}}{2})}{\sqrt{p} \frac{d_{za}}{2}}}{1 + pT_f \frac{\text{th}(\sqrt{p} \frac{d_{za}}{2})}{\sqrt{p} \frac{d_{za}}{2}}}. \quad (15b)$$

gdzie $\omega_{odn} = 2(2/d_{za})^2$, $\psi(p) = Z_f \Phi(p)$.

Zastępcza stała czasowa strumienia przy skokowym założeniu napięcia

$$(T_{z\Phi})_u = - \frac{\left[\frac{d}{dp} K_{\Phi u}(p) \right]_{p=0}}{T_f \omega_{odn}} = (T_{z\Phi})_i + T_f, \quad (15c)$$

przy czym $(T_{z\Phi})_i$ oznacza zastępczą stałą czasową strumienia przy skokowym wymuszeniu prądowym (obliczona w pracy [3]).

Podobne wyrażenia, jak (14c) i (15b), otrzymujemy dla konfiguracji b szkieletu powietrznej

$$\begin{aligned} K_{iu}(p) &= \frac{I_f(p)}{U_f(p)} = \frac{1}{1 + pT_f \Lambda_o(p)} = \\ &= \frac{1}{1 + pT_f k \frac{\text{th}(\sqrt{p} \frac{d_{za}}{2})}{\text{th}(\sqrt{p} \frac{d_{za}}{2}) + \sqrt{pT_o}}}, \end{aligned} \quad (16)$$

gdzie:

$$T_f = \frac{L_f}{R}, \quad L_f = Z_f^2 \frac{S}{\frac{1}{\mu_o} + \frac{\delta}{\mu_o}}$$

oraz

$$K_{\Phi u}(p) = \frac{\psi_f(p) \omega'_{odn}}{U_f(p)} = \frac{T_f \omega'_{odn} \Lambda_o(p)}{1 + pT_f \Lambda_o(p)} =$$

$$T_f \omega'_{odn} k \frac{\text{th}(\sqrt{p} \frac{da}{2})}{\text{th}(\sqrt{p} \frac{da}{2}) + \sqrt{pT_e}} = \frac{T_f \omega'_{odn} k \frac{\text{th}(\sqrt{p} \frac{da}{2})}{\text{th}(\sqrt{p} \frac{da}{2}) + \sqrt{pT_e}}}{1 + pT_f k \frac{\text{th}(\sqrt{p} \frac{da}{2})}{\text{th}(\sqrt{p} \frac{da}{2}) + \sqrt{pT_e}}}, \quad (17)$$

gdzie $\omega'_{odn} = 2(2/da)^2$.

Dla $\sqrt{\mu_e/\epsilon_e} \rightarrow \infty$ obowiązują przybliżenia

$$\frac{I_f(p)}{\frac{U_f(p)}{R}} = \frac{1}{1 + pT_f \frac{k}{1 + \sqrt{pT_e}}}, \quad (18)$$

$$\frac{\psi_f(p) \omega'_{odn}}{U_f(p)} = \frac{T_f \omega'_{odn} \frac{k}{1 + \sqrt{pT_e}}}{1 + pT_f \frac{k}{1 + pT_e}}. \quad (19)$$

Na rys. 2 przedstawiono charakterystyki modułowo-fazowe

$$\left(\frac{I_f(p)}{\frac{U_f(p)}{R}} \right)_{p=j\omega} = \frac{K}{1+u}$$

obliczone według równania (14a), natomiast na rys. 3 przedstawiono charakterystyki modułowo-fazowe

$$\left(\frac{\psi(p) \omega'_{odn}}{U_f(p)} \right)_{p=j\omega} = \frac{K}{1+u} \phi u$$

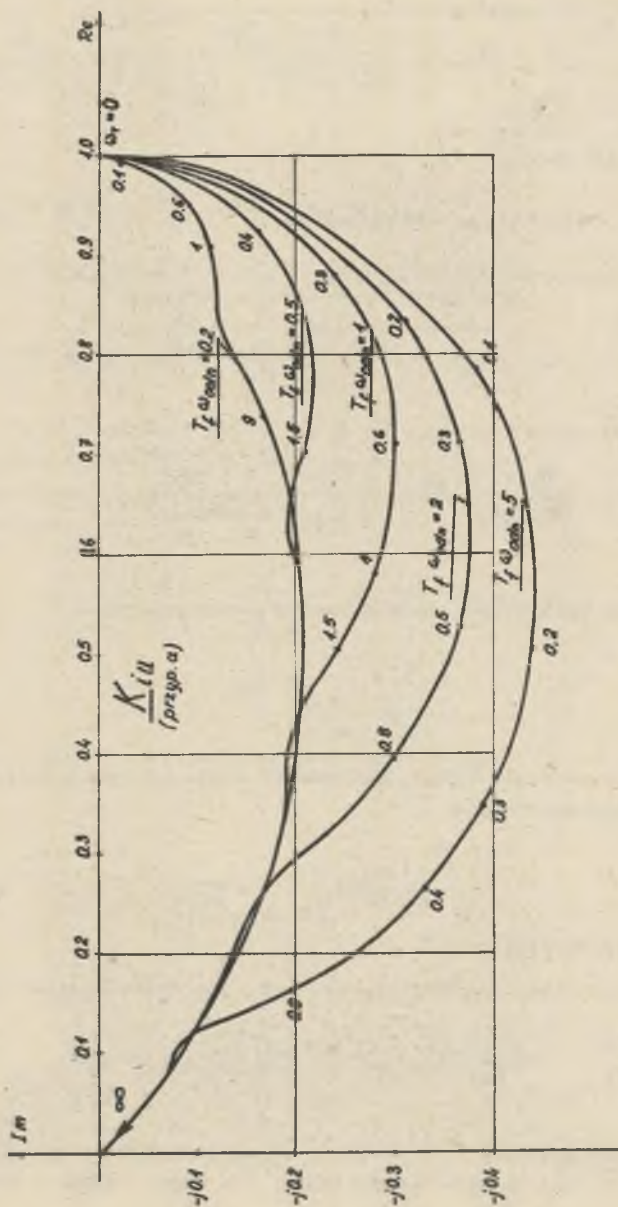
obliczone według równania (15).

Podobne charakterystyki dla konfiguracji b przedstawiono na rys. 4

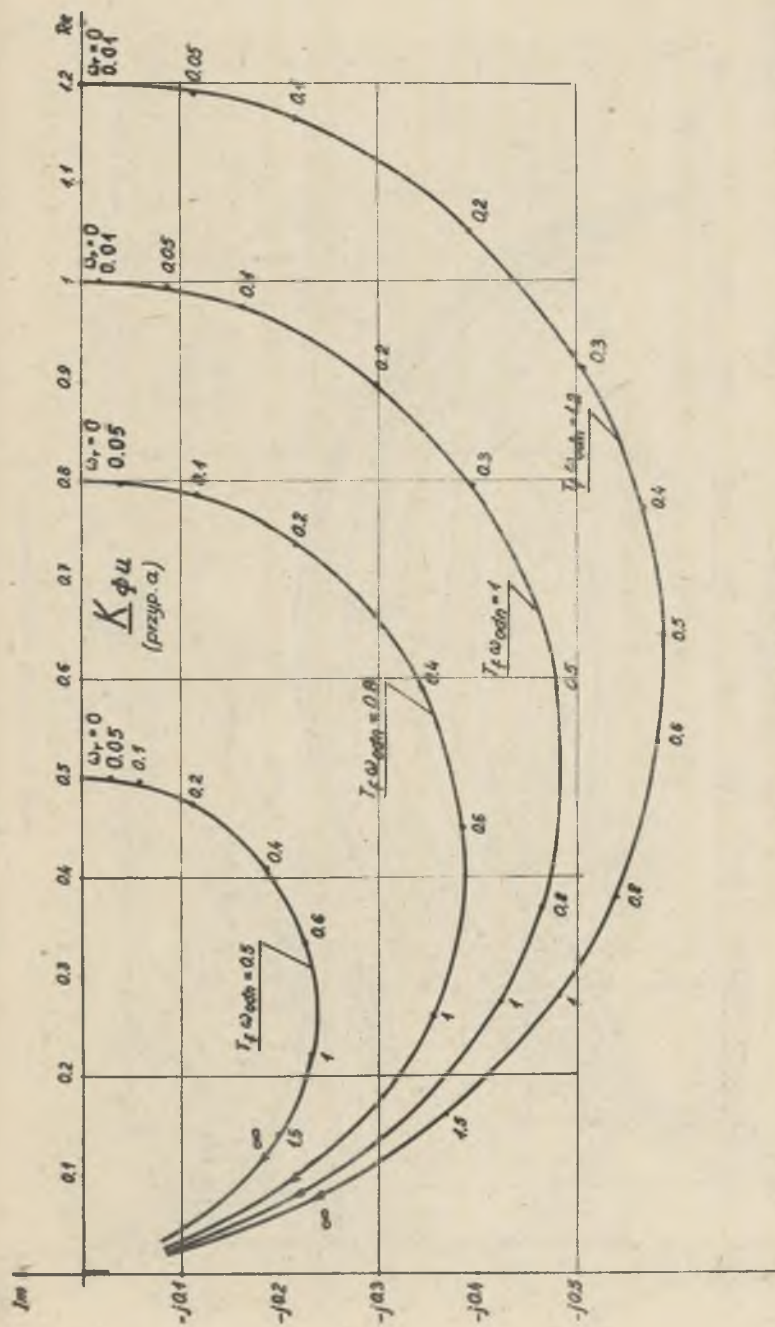
$$\left(\frac{I_f(p)}{\frac{U_f(p)}{R}} \right)_{p=j\omega} = \frac{K}{1+u} \quad \text{i rys. 5} \quad \left(\frac{\psi(p) \omega'_{odn}}{U_f(p)} \right)_{p=j\omega} = \frac{K}{1+u} \phi u$$

obliczone za pomocą wzorów (16), (18) - charakterystyka przybliżona oraz (17) i (19) - charakterystyka przybliżona, dla dwóch wartości współczynników

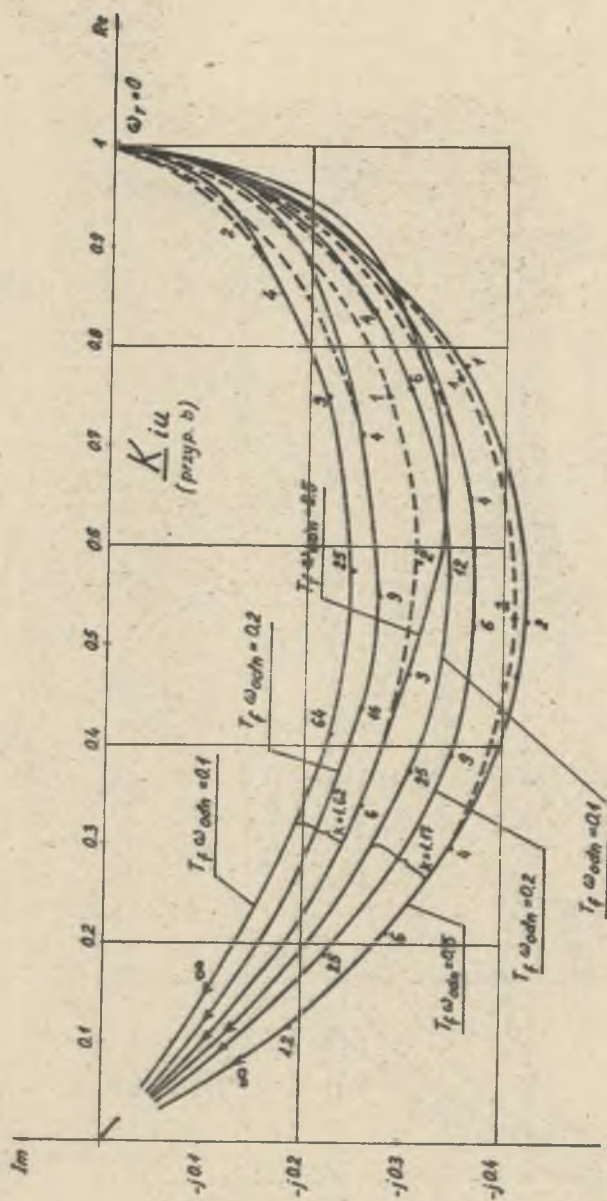
$$k = 1 + \frac{1}{\mu_{er} \delta}$$



Rys. 2. Modułowo-fazowa charakterystyka $\frac{I_f(p)}{U_f(p)} = \frac{I_f(p)}{U_f(p)} \cdot \frac{R}{R}$, $\omega_r = \frac{\omega}{\omega_{odn}}$, $\omega_{odn} = 2(2/d_e a)^2$ dla przypadku konfiguracji a

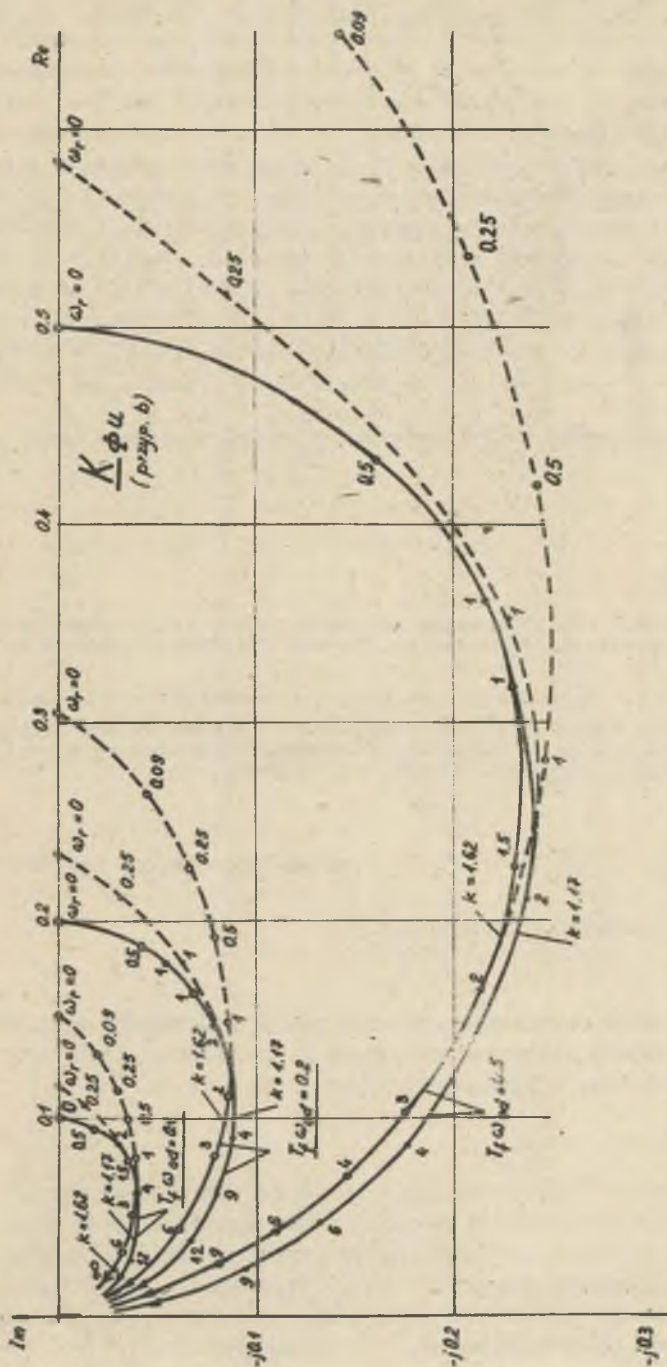


Rys. 3. Modułowo-fazowa charakterystyka $\frac{\Psi \omega_{odn}}{U_f} = \left(\frac{\Psi(p) \omega_{odn}}{U_f(p)} \right)$ $p = j\omega$, $\omega_r = \frac{\omega}{\omega_{odn}}$, $\omega_{odn} = 2(2/d_a)^2$ dla przypadku konfiguracji a



Rys. 4. Modułowo-fazowa charakterystyka $\frac{I_f(p)}{U_f(p)} = \frac{I_f(p)}{U_f(p)} \frac{R}{R}$, $\omega_f = \frac{\omega}{\omega_{odn}}$, $\omega'_{odn} = 2(2/d_n)^2$

— charakterystyka dokładna, - - - - - charakterystyka przybliżona
 dla przypadku konfiguracji b



Rys. 5. Modułowo-fazowa charakterystyka $\frac{\psi \omega'_{odn}}{U_f} = \left(\frac{\psi(p) \omega'_{odn}}{U_f(p)} \right)$, $\omega_r = \frac{\omega}{\omega'_{odn}}$, $\omega'_{odn} = 2(2/d\alpha)^2$

dla przypadku konfiguracji b
 ————— ocharakterystyka dokładna, - - - - - ocharakterystyka przybliżona

Porównując charakterystyki modułowo-fazowe $\frac{\phi}{U_f}$ można stwierdzić, że charakterystyki te zbliżone są kształtami do okręgów, aczkolwiek istnieją silne rozbieżności rozkładu skali częstotliwości dla obu analizowanych przypadków konfiguracji szczeliny w obwodzie magnetycznym. Oczywiście kształt charakterystyki zbliżony do kołowego nie świadczy o jednorodności zależności, które istnieją w elementarnym przypadku liniowego obwodu RL. Silne rozbieżności występują w charakterystykach modułowo-fazowych I_f/U_f dla obu przypadków konfiguracji szczeliny. Przybliżone charakterystyki dla przypadku b (linie kreskowane na rys. 4 i 5) są bardzo dobrze zbliżone dla dużych częstotliwości do charakterystyk dokładnych. Różnice występują i zwiększają się wraz z maleniem częstotliwości. W przypadku charakterystyk $\frac{\phi}{U_f}$ rozbieżności dotyczą zarówno kształtu jak i skali częstotliwości, w przypadku charakterystyk $\frac{I_f}{U_f}$ dotyczą głównie skali częstotliwości.

LITERATURA

- [1] Prassler H.: Schaltvorgänge im magnetischen Kreis elektrischer Maschinen mit massiven Eisenteilen. Archiv für Elektrotechnik H. 3, 1957, ss. 187-211.
- [2] Wagner K.W.: Rachunek operatorowy i przekształcenie Laplace'a. PWN 1960.
- [3] Paszek S.: Wpływ usytuowania wypadkowej szczeliny powietrznej względem bloku litego na strumień w obwodzie magnetycznym maszyny elektrycznej. Arch. Elektrot. 4/1980, ss. 893-903.

Recenzent: doc. dr inż. Jerzy Zygmunt

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

ИСПЫТАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ВОЗДУШНОГО ЗАЗОРА В МАГНИТНОМ КОНТУРЕ СО СПЛОШНЫМ БЛОКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАШИНЫ НА МОДУЛЬНО-ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОКА И ПОТОКА ВОЗБУЖДЕНИЯ

Резюме

Расположение воздушного зазора в магнитном контуре электрической машины значительно изменяет влияние вихревых токов индуктированных во сплошном блоке на магнитный поток. Для двух крайних конфигураций результирующего зазора: идеализированного воздушного зазора равномерно распределенного во сплошном блоке и зазора сосредоточенного между идеально пакетированным фрагментом сердечника, даны модульно-фазовые характеристики: $\frac{\phi}{U_f}$ и $\frac{I_f}{U_f}$.

INFLUENCE OF THE AIR GAP LOCALIZATION IN THE MAGNETIC CIRCUIT
OF AN ELECTRIC MACHINE WITH SOLID CORE ON ITS EXCITATION CURRENT
AND FLUX FREQUENCY CHARACTERISTICS

S u m m a r y

Localization of the air gap in the magnetic circuit changes remarkably the influence of the eddy current reaction on the resulting flux. The amplitude - phase of excitation current and flux $\frac{I}{u}$, $\frac{\Phi}{u}$ were derived for two extreme cases of the air gap localization: idealized air gap uniform distribution inside the solid core and the air gap concentrated outside the solid core between perfectly sheeted core parts.

Aleksander ŻYWIĘC

Instytut Maszyn
i Urządzeń Elektrycznych
Politechniki Śląskiej

WPLYW PRĄDÓW WIROWYCH

NA PERMEANCJĘ OBWODU MAGNETYCZNEGO MASZYNY ELEKTRYCZNEJ

Streszczenie. Wprowadzono ogólną postać równania na permeancję operatorową obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej w warunkach niestabilnych przebiegów elektromagnetycznych, na którą wpływają prądy wirowe w rdzeniu litym o kształcie prostopadłościennym. Przedstawiono pięć wariantów aproksymacji tej permeancji. Obliczono i porównano charakterystyki częstotliwościowe permeancji obwodu magnetycznego dla różnych aproksymacji.

1. UWAGI WSTĘPNE

Obwód magnetyczny maszyn elektrycznych wzbudzanych ze źródeł prądu stałego zawiera szeregowe uwarstwienie rdzenia pakietowanego, szczelin powietrznych i rdzenia litego (bądź pakietowanego z niez izolowanych grubych blach zwartych nitami mocującymi). Przy pracy takich maszyn w stacjach zakłóceńowych występują zmiany czasowe pola magnetycznego we wszystkich warstwach ich obwodu magnetycznego. Wówczas w rdzeniu litym indukują się prądy wirowe, które wpływają na własności elektrodynamiczne maszyny. Oddziaływanie elektromagnetyczne prądów wirowych indukowanych w rdzeniu litym jest szczególnie widoczne w maszynach o największych mocach znamionowych, w których rdzeń lity ma znaczny udział w wypadkowej reluktancji obwodu magnetycznego. Dlatego koniecznością staje się opracowanie modelu matematycznego maszyn elektrycznych z litym rdzeniem, który możliwie dokładnie odwzorowywałby wpływ prądów wirowych indukowanych w litych elementach ich obwodu magnetycznego.

Badania zjawisk elektromagnetycznych zachodzących w rdzeniu litym maszyn elektrycznych są tematem szeregu prac prowadzonych w różnych ośrodkach naukowych (np. [1], ..., [9] i inne). W badaniach tych można wyróżnić dwie najistotniejsze grupy zagadnień:

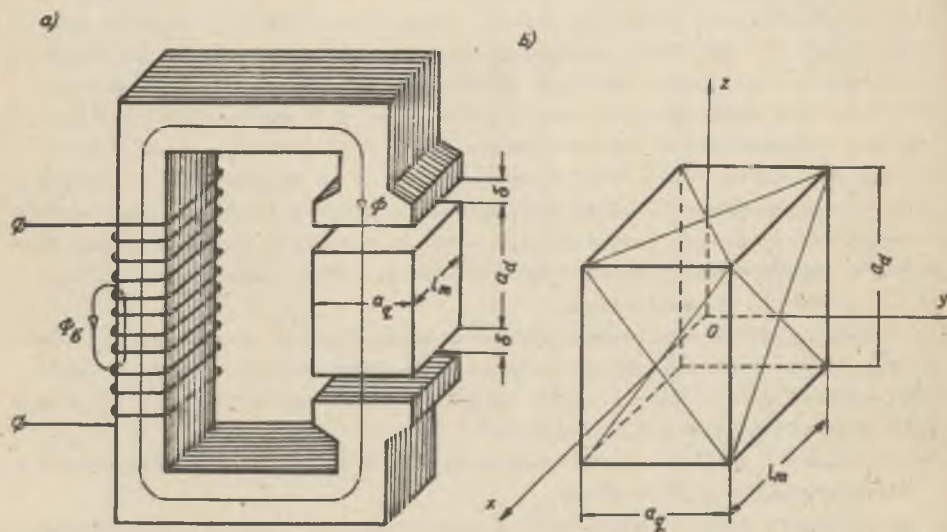
- poszukiwanie postaci równań opisujących rozkład pola magnetycznego w rdzeniu maszyny elektrycznej,
- poszukiwanie równań (dokładnych i przybliżonych) określających wypadkową reluktancję obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym w niestabilnych warunkach pracy maszyny, w celu uwzględnienia wpływa litego rdzenia w modelu matematycznym maszyn elektrycznych.

Druga grupa zagadnień jest szczególnie istotna przy analizie przebiegów zakłóceń maszyn elektrycznych z rdzeniem litym. Zagadnienia te są dość skomplikowane, bowiem chcąc wyznaczyć wpływ rdzenia litego na przebiegi nieustalone maszyny, trzeba poszukiwać pełnego rozwiązania równań pola elektromagnetycznego w rdzeniu litym, przy uwzględnieniu warunków początkowych. Trudnym problemem staje się wyznaczenie funkcji określającej warunki początkowe (tzn. funkcji określającej początkowy rozkład pola elektromagnetycznego) w rdzeniu litym, w szczególności, jeśli rozpatruje się zakłócenie pracy maszyny rozpoczynające się w dowolnie wybranej chwili jeszcze trwającego stanu nieustalonego wywołanego zakłóceniem poprzednim.

W pracy niniejszej przedstawia się ogólną postać równań określających permeancje operatorowe obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej, wynikającą z pełnego rozwiązania równań pola elektromagnetycznego w rdzeniu litym. Ponadto przedstawiono porównanie różnych przybliżonych sposobów reprezentacji wpływu rdzenia litego w permeancji operatorowej maszyny.

2. OGÓLNA POSTAĆ RÓWNAŃ PERMEANCJI OBWODU MAGNETYCZNEGO MASZyny ELEKTRYCZNEJ Z RDZENIEM LITYM PRZY UWZGLĘDNIENIU WARUNKÓW POCZĄTKOWYCH

Na rys. 1 przedstawiono uproszczony model maszyny elektrycznej, który przyjęto do analizy zjawisk elektromagnetycznych w rdzeniu litym, przy uwzględnieniu warunków początkowych. W modelu tym rdzeń lity w obwodzie ma-



Rys. 1. Model uproszczony maszyny elektrycznej z prostopadłościennym rdzeniem litym

a - szkic modelu maszyny, b - szkic wymiarowy rdzenia litego

gnetycznym maszyny jest reprezentowany za pomocą rdzenia o kształcie prostopadłościanu mającego wymiary $a_d \times a_q \times l_m$, który jest wykonany z materiału ferromagnetycznego jednorodnego o rezystywności ρ i przenikalności magnetycznej μ .

W przypadku dużej długości δ szczeliny powietrznej można przyjąć, że również w stanach nieustalonych występuje jednorodne pole magnetyczne w rdzeniu pakietowanym i w szczelinie powietrznej rozpatrywanego modelu maszyny (rys. 1). Dlatego reluktancję wypadkową szeregowego uwarstwienia rdzenia pakietowanego i szczelin powietrznych można zastąpić reluktancją $R_{m\delta z}$ zastępczej szczeliny powietrznej o długości $\delta_z > \delta$. Ponadto - przy przyjętym uproszczeniu - natężenie pola magnetycznego występujące w dowolnym punkcie płaszczyzn zewnętrznych rdzenia litego równoległych do osi z układu współrzędnych $x-y-z$ (rys. 1) ma wartość chwilową $H_0(t)$ i jest uwarunkowane wartością siły magnetomotorycznej $\Theta(t)$ uzwojenia maszyny według relacji:

$$\Theta(t) = \bar{\Phi}(t)R_{m\delta z} + a_d H_0(t), \quad (1)$$

w której $\bar{\Phi}(t)$ jest wartością chwilową strumienia magnetycznego w szczelinie powietrznej.

Wewnątrz rdzenia litego maszyny pracującej w dowolnym stanie nieustalonym pole magnetyczne nie jest jednorodne, co jest konsekwencją indukowania się prądów wirowych. Rozkład przestrzenno-czasowy pola magnetycznego w rdzeniu litym rozpatrywanego modelu maszyny (rys. 1) jest opisywany następującym równaniem różniczkowym, wynikającym z równań Maxwella

$$\frac{\partial^2 H(x,y,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H(x,y,t)}{\partial y^2} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial H(x,y,t)}{\partial t}, \quad (2)$$

w którym $H(x,y,t)$ jest wartością chwilową natężenia pola magnetycznego w dowolnym punkcie o współrzędnych $x-y$ wewnątrz rdzenia litego.

Pełne rozwiązanie równania (2) wymaga uwzględnienia warunków brzegowych $H(x = \pm \frac{1}{2}a, y, t) = H(x, y = \pm \frac{1}{2}a, t) = H_0(t)$ oraz warunków początkowych $H_0(t = -0)$ na płaszczyznach zewnętrznych rdzenia litego równoległych do osi x układu współrzędnych $x-y-z$ (rys. 1). Takie pełne rozwiązanie równania (2) przedstawiono w pracy [9] przy zastosowaniu metody operatorowej. Znając rozkład przestrzenno-czasowy (w postaci operatorowej) natężenia pola magnetycznego $H(x,y,p)$ można wyznaczyć strumień magnetyczny $\bar{\Phi}(p)$ przekładający przez rdzeń lity. W efekcie otrzymuje się równanie operatorowe w postaci [9]

$$\bar{\Phi}(p) = a_d H_0(p) \Delta_{mF}(p) - a_d H_0(t=-0) \Delta \Delta_{mF}(p), \quad (3)$$

w którym permeancje operatorowe rdzenia litego są określone następującymi szeregami:

- permeancja operatorowa $\Lambda_{mF}(p)$ rdzenia litego dla strumienia magnetycznego wywołanego zmianą przepływu uzwojenia maszyny

$$\Lambda_{mF}(p) = \mu \frac{16a_q 1_m}{a_d \mathcal{H}^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin^2(k \frac{\mathcal{H}}{2})}{k^2} \left[\frac{\text{th}(\frac{1_m}{2} \sqrt{\xi_k})}{1_m \sqrt{\xi_k}} + \frac{\text{th}(\frac{a_q}{2} \sqrt{\eta_k})}{a_q \sqrt{\eta_k}} \right], \quad (4a)$$

- permeancja operatorowa $\Delta \Lambda_{mF}(p)$ rdzenia litego dla strumienia magnetycznego wynikającego z niezerowych warunków początkowych

$$\Delta \Lambda_{mF}(p) = \mu \frac{p}{\mathcal{H}^2} \cdot \frac{16a_q 1_m}{a_d \mathcal{H}^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin^2(k \frac{\mathcal{H}}{2})}{k^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sin^2(i \frac{\mathcal{H}}{2})}{i} \left[\frac{C_{1ki}(t=0)}{\xi_k + (i \frac{\mathcal{H}}{1_m})^2} + \frac{C_{2ki}(t=0)}{\eta_k + (i \frac{\mathcal{H}}{a_q})^2} \right]. \quad (4b)$$

W zależnościach (4) współczynniki α , ξ_k , η_k oblicza się z następujących wyrażeń

$$\alpha^2 = \frac{p}{\mathcal{H}}; \quad \xi_k = \frac{p}{\mathcal{H}^2} + \left(k \frac{\mathcal{H}}{a_q}\right)^2; \quad \eta_k = \frac{p}{\mathcal{H}^2} + \left(k \frac{\mathcal{H}}{1_m}\right)^2, \quad (5a, b, c)$$

natomiast współczynniki stałe $C_{1ki}(t=0)$ i $C_{2ki}(t=0)$ mają wartość zależną od chwili wystąpienia zakłócenia w pracy maszyny (przyjętej jak w $t=0$). Wyznaczenie ogólnej postaci tych współczynników jest utrudnione, przy czym odpowiednie zasady ich obliczenia są przedstawione w pracy [9]. Jedynie w szczególnym przypadku, gdy bezpośrednio przed chwilą $t=0$ maszyna pracowała w stanie ustalonym, można wyznaczyć jednoznacznie wartość współczynników $C_{1ki}(t=0)$ i $C_{2ki}(t=0)$ i wówczas permeancja operatorowa $\Delta \Lambda_{mF}(p)$ wynika z zależności

$$\Delta \Lambda_{mF}(p) = \Lambda_{mF}(p=0) - \Lambda_{mF}(p). \quad (6)$$

Na podstawie równań (1) i (3) jest możliwe wyznaczenie permeancji operatorowych obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym. W wyniku odpowiednich przekształceń można równanie (3) zapisać w postaci [9]

$$\Phi(p) = \Theta(p) \Lambda_{mF}(p) + \Theta(t=0) \Delta \Lambda_{mF}(p), \quad (7)$$

przy czym poszczególne permeancje obwodu magnetycznego maszyny z rdzeniem litym są określone następującymi zależnościami:

- permeancja operatorowa dla zakłóceń wywołanych zmianą siły magnetomotoryznej uzwojenia maszyny

$$\Lambda_m(p) = \frac{1}{R_{m\phi z} + \frac{1}{\Lambda_{mF}(p)}}, \quad (8a)$$

- permeancja operatorowa dla niezerowych wartości początkowych siły magnetomotoryznej uzwojenia maszyny

$$\Delta\Lambda_m(p) = \frac{1}{R_{m\phi z} + \frac{1}{\Delta\Lambda_{mF}(p)}}. \quad (8b)$$

Uwzględniając wyrażenia (4) i (5) stwierdza się na podstawie zależności (8), że permeancje operatorowe $\Lambda_m(p)$ i $\Delta\Lambda_m(p)$ obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym mają postać skomplikowanych szeregów nieskończonych funkcji hiperbolicznych o argumentie będącym funkcją pierwiastka operatora różniczkowania (\sqrt{p}). Wykonywanie obliczeń stanów niestabilnych maszyny elektrycznej z rdzeniem litym przy uwzględnieniu tak skomplikowanych równań określających permeancje obwodu magnetycznego jest wręcz niemożliwe. Dlatego uzasadnione jest poszukiwanie uproszczonych postaci równań określających te permeancje.

3. UPROSZCZONE RÓWNIANIA PERMEANCJI OBWODU MAGNETYCZNEGO MASZYNY ELEKTRYCZNEJ Z RDZENIEM LITYM I ICH PORÓWNANIE

Znajomość permeancji obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym pozwala na określenie indukcyjności operatorowych uzwojenia, które są podstawowymi parametrami zastępczymi modelu matematycznego maszyny. Uwzględnienie w równaniach stanu maszyny pełnej postaci równań określających indukcyjności operatorowe, które wynikają z uwzględnienia zależności (8) i (4), stanowi poważne utrudnienie obliczeń stanów niestabilnych maszyny. To utrudnienie wynika z faktu, że wówczas otrzymuje się operatorowe równania stanu maszyny, z których w zasadzie nie jest możliwe wyznaczenie przebiegów czasowych na podstawie odwrotnej transformacji operatorowej. Z tego powodu koniecznością staje się poszukiwanie uproszczonych postaci równań określających permeancje operatorowe obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym.

Uproszczone równania permeancji operatorowej otrzymuje się z zależności (8) i (4) po wprowadzeniu założeń upraszczających, które wynikają z uwzględnienia:

- własności materiałów magnetycznych, z których wykonywany jest rdzeń lity rzeźywisłej maszyny elektrycznej,
- dopuszczalnych przybliżeń stosowanych w matematyce przy upraszczaniu postaci równań.

W opracowaniach różnych autorów spotyka się następujące równania uproszczone permeanoji operatorowej obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym:

- uproszczenie I wynikające z założenia, że rdzeń lity jest wykonany z materiału ferromagnetycznego o dużej przenikalności magnetycznej μ i o małej rezystywności ρ . Wówczas otrzymuje się [1], [2], [4], [9]:

$$\Lambda_m(p) \approx \frac{1}{R_m \sigma z} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{pT_0}}, \quad (9)$$

przy czym syntetyczna stała czasowa rdzenia litego wynika z zależności

$$T_0 = \frac{a_d^2}{4\mu\rho(a_q + l_m)^2 R_m \sigma z}, \quad (10)$$

- uproszczenie II wynikające z aproksymacji funkcji czasowej odpowiadającej równaniu (9) za pomocą funkcji czterowykładniczej. Wówczas obowiązuje następująca zależność uproszczona [2], [4], [5], [9]:

$$\Lambda_m(p) \approx \frac{1}{R_m \sigma z} \sum_{i=1}^4 \frac{A_i}{1 + pB_i T_0}, \quad (11)$$

w której współczynniki stałe mają następujące wartości:

$$A_1 = 0,32; \quad A_2 = 0,4; \quad A_3 = 0,2; \quad A_4 = 0,08, \quad (12a)$$

$$B_1 = 0,05; \quad B_2 = 1,25; \quad B_3 = 17; \quad B_4 = 300, \quad (12b)$$

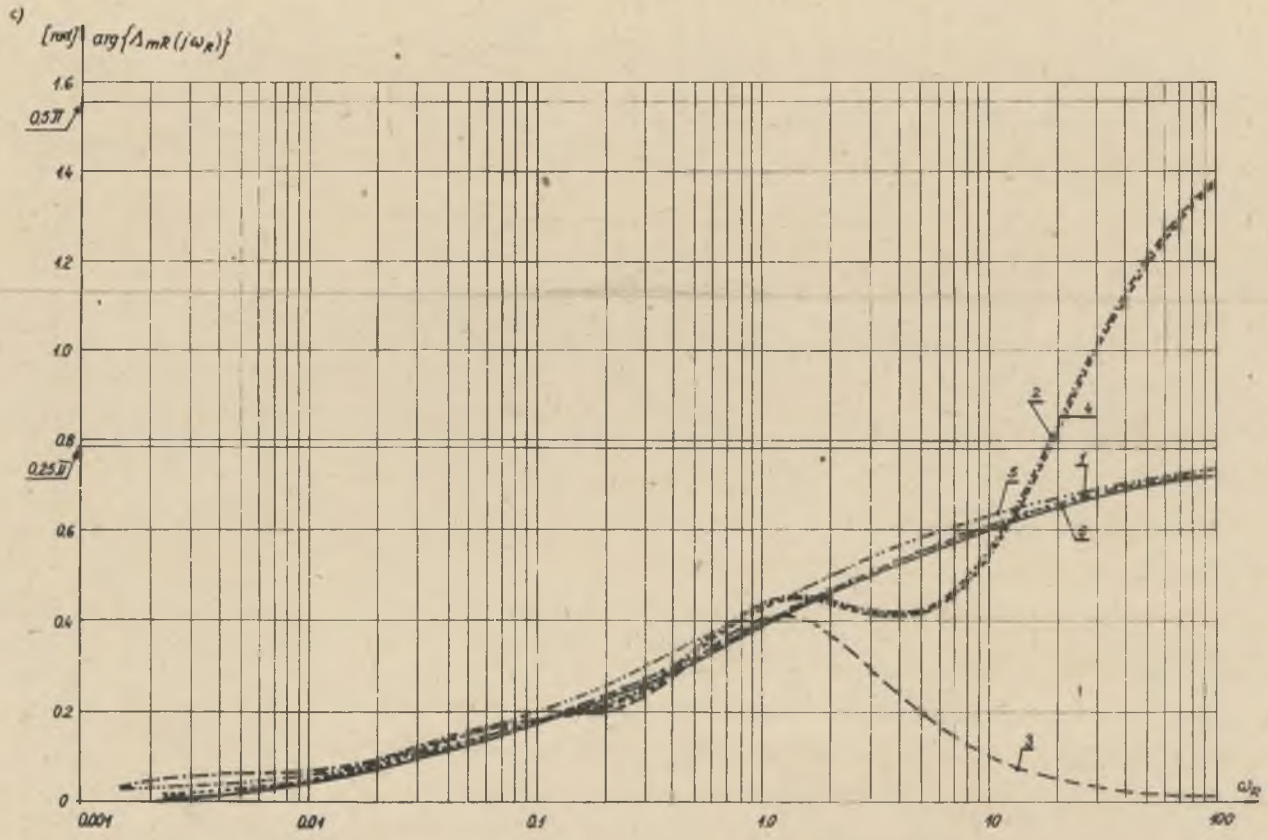
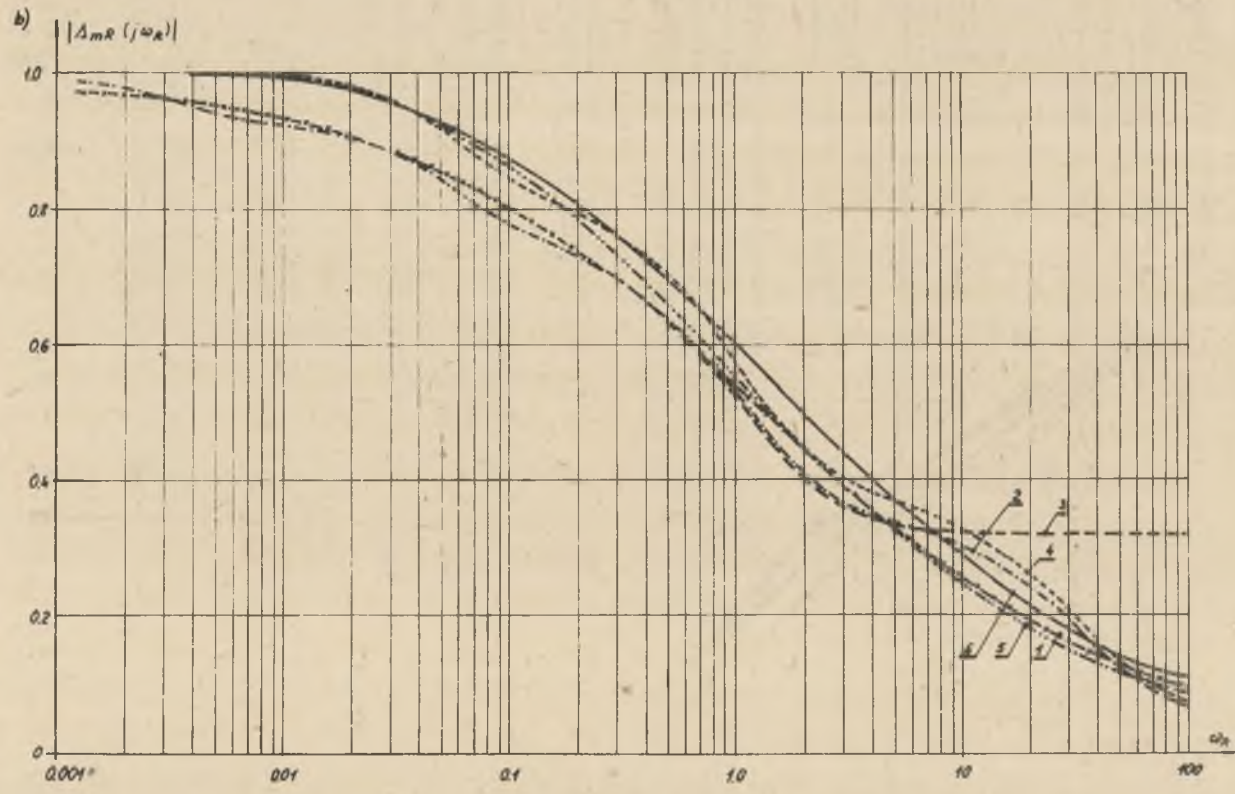
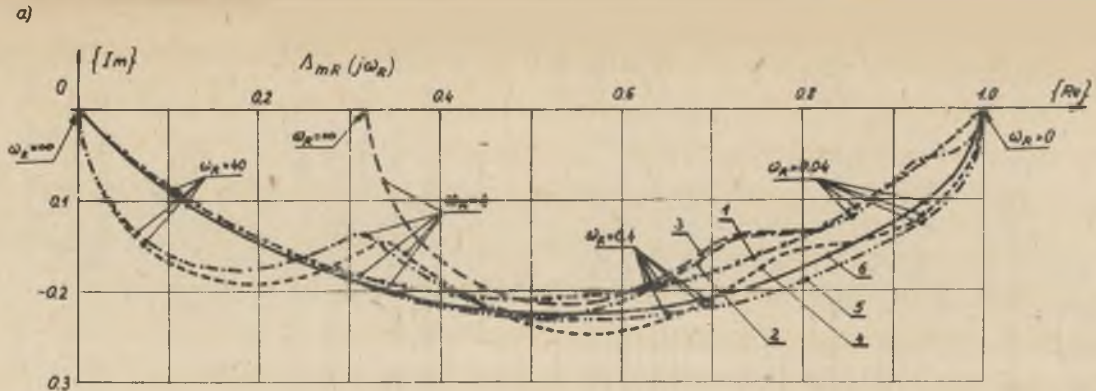
- uproszczenie III wynikające z przyjęcia, że w równaniu (11) współczynnik $B_1 = 0$ (czyli z przyjęcia, że pierwszy składnik w równaniu (11) jest bezinercyjny). Wówczas otrzymuje się [1]:

$$\Lambda_m(p) \approx \frac{1}{R_m \sigma z} \left[A_1 + \sum_{i=2}^4 \frac{A_i}{1 + pB_i T_0} \right], \quad (13)$$

przy czym współczynniki A_i i B_i wynikają z zależności (12).

Ponadto autor proponuje następujące uproszczone równania permeanoji operatorowej obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym:

- uproszczenie IV wynikające z przyjęcia w równaniu (11), że współczynnik $A_4 = 0$ (czyli z pominięcia w równaniu (11) składnika o największej stałej czasowej). Wówczas otrzymuje się:



Rys. 2. Charakterystyki częstotliwościowe permeancji obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym:
 a - charakterystyki permeancji zespolonej, b - charakterystyki amplitudowe permeancji, c - charakterystyki fazowe permeancji

1 - dla uproszczenia I wg równania (9), 2 - dla uproszczenia II wg równania (11), 3 - dla uproszczenia III wg równania (13), 4 - dla uproszczenia IV wg równania (14), 5 - dla uproszczenia V wg równań (8a) i (15), 6 - wg równań (8a) i (4a) przy uwzględnieniu $k = 1, 2, \dots, 21$ początkowych wyrazów szeregu

$$\Lambda_m(p) \approx \frac{1}{R_m \sigma_m} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i}{1 + pB_i T_i}, \quad (14)$$

przy czym współczynniki A_i oraz B_i wynikają z zależności (12).

- uproszczenie V wynikające z uwzględnienia w równaniach (8a) i (4a) jedynie pierwszego wyrazu szeregu oraz przyjęcia, że

$$\operatorname{th}\left(\frac{1}{2} \sqrt{3} k\right) \approx \operatorname{th}\left(\frac{a_q}{2} \sqrt{\gamma} k\right) \approx 1 \text{ dla } k = 1.$$

Wówczas permeancja obwodu magnetycznego wynika z równania (8a), w którym

$$\Lambda_{mF}(p) \approx \frac{16(a_q \frac{1}{m})^2}{a_d^2 \sigma_m^2} \left[\frac{1}{1^2 \sqrt{1+pT_1}} + \frac{1}{a_q^2 \sqrt{1+pT_2}} \right], \quad (15)$$

przy czym stałe czasowe oblicza się z następujących zależności:

$$T_1 = \left(\frac{a_q}{\pi \alpha}\right)^2 \quad \text{oraz} \quad T_2 = \left(\frac{1}{\pi \alpha}\right)^2. \quad (16a, b)$$

W celu porównania przedstawionych równań uproszczonych, określających permeancję operatorową obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej z rdzeniem litym, wykonano obliczenia charakterystyk częstotliwościowych permeancji $\Lambda_m(j\omega)$, które wynikają z przyjęcia uproszczenia I, II, ..., V, przy czym:

$$\Lambda_m(j\omega) = \Lambda_m(p = j\omega). \quad (17)$$

Ponadto wykonano podobne obliczenia na podstawie równań dokładnych (8a) i (4a), przy uwzględnieniu pierwszych $k = 1, 2, 3, \dots, 21$ wyrazów szeregu nieskończonego.

Charakterystyki częstotliwościowe permeancji obliczono dla obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej mającej:

- rdzeń lity o wymiarach $a_d = a_q = \frac{1}{m} = 1m$ wykonany z materiału ferromagnetycznego, dla którego $\alpha^2 = \frac{\rho}{\mu} = 1,25 \cdot 10^{-4} \frac{m^2}{s}$ oraz $\mu \rho \approx 490 \cdot 10^{-12} \Omega^2 s$,
- rdzeń pakietowany oraz szczeliny powietrzne o zastępczej reluktancji $R_m \sigma_m = 4000 \frac{1}{H}$.

Otrzymane charakterystyki, wyznaczone w jednostkach względnych $\Lambda_{mR}(j\omega_R)$, wykreślono na rys. 2, przy czym jako jednostki odniesienia przyjęto:

$$\text{- dla permeancji: } \Lambda_{modn} = \Lambda_m(j\omega = 0), \quad (18a)$$

$$\text{- dla pulsacji: } \omega_{odn} = \frac{1}{T}. \quad (18b)$$

Dzięki przyjęciu takich jednostek odniesienia krzywe 1,2,3,4 (rys. 2) wynikające z równań obowiązujących dla uproszczenia I, II, III i IV, mają charakter uniwersalny, tzn. ich przebieg jest niezależny od wymiarów i od danych materiałowych obwodu magnetycznego maszyny. Niestety, taka uniwersalność nie jest spełniona dla charakterystyk 5 i 6 (rys. 2), wyznaczonych przy przyjęciu uproszczenia V oraz z równań (8a) i (4a) przy uwzględnieniu $k = 1, 2, \dots, 21$ wyrazów szeregu. Jeśli wymiary obwodu magnetycznego maszyny są niezmiennie, to przy zmianie danych materiałowych rdzenia litego kształt charakterystyk 5 i 6 na rys. 2a nie ulega zmianie ale zmienia się skala pulsacji ω_R (i w związku z tym krzywe 5 i 6 na rys. 2b,c).

Z porównania charakterystyk częstotliwościowych permeancji operatorowej maszyny elektrycznej, wyznaczonych na podstawie przedstawionych równań uproszczonych (rys. 2), wynikają następujące wnioski zasadnicze:

- przy przyjęciu uproszczenia I (krzywa 1 na rys. 2) jest najdokładniej odwzorowywana permeancja obwodu magnetycznego rzeczywistej maszyny; świadczy o tym fakt, że na rys. 2a krzywa 6 (wynikająca z równań dokładnych (8a) i (4a) przy uwzględnieniu $k = 1, 2, 3, \dots, 21$ wyrazów szeregu) jest lepiej zbieżna do krzywej 1 aniżeli krzywa 5 (wynikająca też z równań dokładnych, lecz przy uwzględnieniu jedynie pierwszego wyrazu szeregu),
- permeancja obwodu magnetycznego maszyny wyznaczona na podstawie równań wynikających z przyjęcia uproszczenia II, III i IV (krzywe 2, 3 i 4 na rys. 2) dość znacznie różni się od permeancji rzeczywistej maszyny w szczególności w zakresie dużych wartości pulsacji ω_R ,
- przyjmując uproszczenie II, III i IV popełnia się dość znaczne błędy, głównie w wartości argumentu permeancji zespolonej obwodu magnetycznego maszyny przy dużych wartościach pulsacji (krzywe 2, 3, i 4 na rys. 2c); dla tych trzech uproszczeń błędy te są praktycznie tego samego rzędu.

4. UWAGI KOŃCOWE

Przy przyjęciu uproszczonej postaci równań permeancji operatorowej obwodu magnetycznego maszyny elektrycznej możliwe jest wykonywanie analizy stanów niustalonych maszyny. Z obliczeń wykonanych przez autora wynika, że model matematyczny maszyny otrzymywany przy przyjęciu uproszczenia I według równania (9) jest przydatny jedynie do analizy stanów niustalonych, przy zerowych warunkach początkowych, lub też przy warunkach początkowych wynikających z ustalonej pracy maszyny bezpośrednio przed chwilą wystąpienia rozpatrywanego zakłócenia. Natomiast wprowadzając równania (11) lub (13), lub (14) - odpowiadające przyjęciu uproszczenia II lub III, lub IV - otrzymuje się model matematyczny maszyny elektrycznej, umożliwiający analizę stanów niustalonych przy uwzględnieniu dowolnych warunków początkowych.

LITERATURA

- [1] Bähler H.: Einführung in die Theorie Gelegelter Gleichstromantriebe. Birkhäuser Verlag Basel, Stuttgart, 1962.
- [2] Glinka T.: Własności komutacyjne maszyn prądu stałego przy pulsującym bądź szybkozmieniającym się prądzie twornika. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 44, 1974, s. 115.
- [3] Paszek W.: Wpływ obwodów tłumiących na własności dynamiczne wzmacniacza elektromaszynowego. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 9, 1961, ss. 63-87.
- [4] Paszek W.: Beitrag zur analytischen Erfassung der Ausgleichsvorgänge von Turbogeneratoren mit massiven Läufer. Archiv für Elektrotechnik, Heft 61, 1979, ss. 309-325.
- [5] Paszek W., Glinka T.: Wyznaczenie dynamicznej strefy beziskrowej komutacji maszyn prądu stałego na podstawie charakterystyki częstotliwości. Archiwum Elektrotechniki, t. XIX, Nr 1, 1970 ss.
- [6] Paszek W., Janson Z., Rozewicz Z.: Transmitancje i funkcje przejścia turbogeneratorsa z litym wirnikiem. Archiwum Elektrotechniki, t. XXV, Nr 4, 1976, ss. 813-839.
- [7] Żywiec A.: Identyfikacja własności elektromagnetycznych turbogeneratorsa przy uwzględnieniu wpływu bloku litego magnesu. Materiały III Międzynarodowej Konferencji Naukowej "Aktualne problemy automatyki w energetyce" t. III, Gliwice, czerwiec 1979, ss. 147-167.
- [8] Żywiec A.: Wpływ bloku litego wirnika na przebiegi zakłóceniami w maszynie synchronicznej o wzbudzeniu tyrystorowym. Przegląd Elektrotechniczny, Nr 8-9, 1980, ss. 359-364.
- [9] Żywiec A.: Wpływ litego wirnika na własności elektrodynamiczne maszyny synchronicznej wzbudzonej ze źródła elektromaszynowego lub prostownikowego. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 74, 1980, s. 136.

Recenzent: doc, dr. inż. Jerzy Hickiewicz

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ НА МАГНИТНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ (КОНТУРА) ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАШИНЫ

Резюме

В работе дан вывод общей формы уравнения операторной магнитной проводимости магнитной цепи электрической машины в условиях электромагнитных переходных процессов, на которую влияют вихревые токи возбуждаемые во сплошном (массивном) сердечнике обладающим формой параллелепипеда. Предложено пять вариантов аппроксимации этой магнитной проводимости. Расчитаны и сравнены частотные характеристики магнитной проводимости цепи для разных аппроксимаций.

INFLUENCE OF EDDY CURRENT REACTION ON THE MAGNETIC PERMEANCE
OF AN ELECTRICAL MACHINE

S u m m a r y

The general form of the operational permeance of the magnetic circuit in an electrical machine under consideration of the eddy current reaction in square shaped solid core was derived. Five approximations for the magnetic permeance were presented. The amplitude-phase frequency characteristics for different approximations were computed and compared.

Jacek GIERAS, Waldemar BEDNARZ,
Wojciech PIWIARSKI
Akademia Techniczno-Rolnicza
w Bydgoszczy

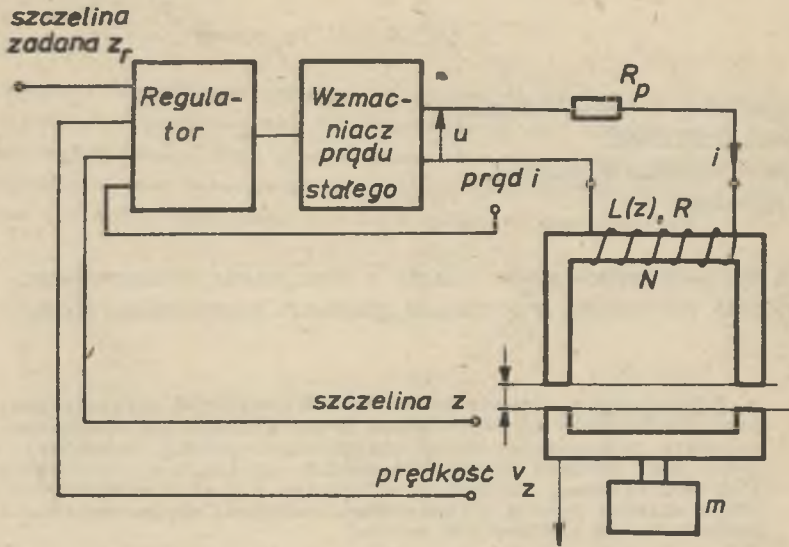
PRACA ELEKTROMAGNESÓW PRĄDU STAŁEGO O REGULOWANEJ AUTOMATYCZNIE SZCZELINIE POWIETRZNEJ W SYSTEMACH LEWITACJI ELEKTROMAGNETYCZNEJ

Streszczenie. Przedstawiono układ regulacji automatycznej szczeliny powietrznej elektromagnesu prądu stałego przeznaczonego do unoszenia pojazdów lewitacji elektromagnetycznej. Dokonano analizy pracy oraz zbadano stabilność układu regulacji automatycznej szczeliny powietrznej. Poddano ocenie wpływ sił elektrodynamicznych na pracę układu. Teorię zilustrowano badaniami eksperymentalnymi na zaprojektowanym i wykonanym modelu.

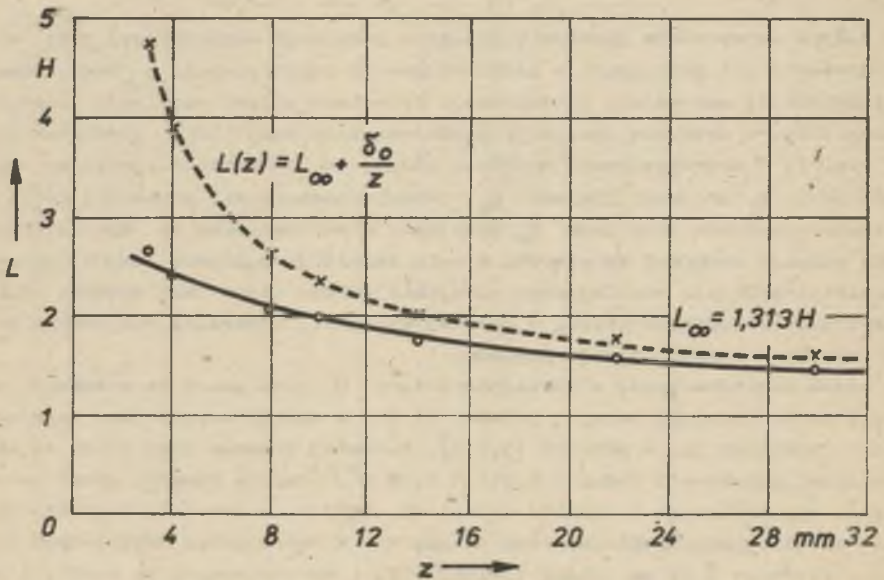
1. OPIS MODELU SYSTEMU LEWITACJI ELEKTROMAGNETYCZNEJ

Jednym ze sposobów unoszenia pojazdów lewitacji magnetycznej jest wykorzystanie sił przyciągania elektromagnesów prądu stałego o regulowanej automatycznie szczeliny powietrznej. Strukturę układu regulacji automatycznej (URA) w systemie lewitacji elektromagnetycznej (LEM) przedstawiono na rys. 1. W zaproponowanym systemie modelowym LEM wartość szczeliny powietrznej z , prędkość liniowa v_z przemieszczenia się unoszonej masy w kierunku pionowym oraz prąd i_w uzwojenia elektromagnesu są wykorzystane jako sygnały sprzężeń zwrotnych, w celu regulacji napięcia zasilającego. Regulacja napięcia zasilającego uzwojenie odbywa się w taki sposób, żeby można było utrzymywać stałą, o żądanej wartości, szczelinę powietrzną między rdzeniem a zwrą elektromagnesu.

Rdzeń elektromagnesu w kształcie litery U oraz zwora są wykonane ze stali konstrukcyjnej zwykłej jakości St 4s, o charakterystykach magnesowania podanych np. w pracach [3,4,5]. Przekrój rdzenia oraz zwory są równomierne, jednakowe i wynoszą $0,015 \times 0,12 \text{ m}^2$. Średnia długość drogi strumienia magnetycznego w rdzeniu wynosi ok. 0,27 m, w zworze natomiast - ok. 0,14 m. Uzwojenie elektromagnesu składa się z dwóch cewek nawiniętych drutem o średnicy $\emptyset,69 \text{ mm}$ (klasa izolacji F) i umieszczonych na każdej z kolumn rdzenia. W celu umożliwienia pracy elektromagnesu przy niskim napięciu zasilania ze wzmacniacza tranzystorowego prądu stałego, cewki połączone równolegle. Rezystancja uzwojenia elektromagnesu w temp. 20°C wynosi $R = 22,76 \Omega$ (dwie cewki połączone równolegle). Zależność indukcyjności $L(z)$



Rys. 1. Układ regulacji automatycznej szczeliny powietrznej elektromagnesu z zaznaczonymi torami sprzężeń zwrotnych



Rys. 2. Zależność indukcyjności L uzwojenia elektromagnesu modelowego od szczeliny powietrznej z
linia ciągła - pomiary, linia przerywana - aproksymacja za pomocą wzoru (1)

dwoch cewek połączonych równolegle od szczeliny powietrznej z przedstawiono na rys. 2. Przebieg $L(z)$ uzyskany z pomiarów można wyrazić analitycznie za pomocą równania [12]:

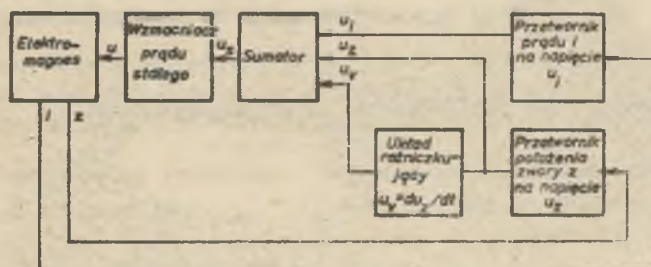
$$L(z) = L_{\infty} + L_0 \frac{\delta_0}{z}, \quad (1)$$

gdzie:

- L_{∞} - indukcyjność uzwojenia elektromagnesu przy nieskończonym wielkiej szczelinie powietrznej,
- z - szczelina powietrzna,
- δ_0 - szczelina powietrzna znamionowa (punkt pracy),
- $L_{\infty} + L_0$ - indukcyjność dla szczeliny powietrznej δ_0 .

W omawianym przypadku $L_{\infty} = 1,313$ H, $L_0(\delta_0 = 8 \text{ mm}) = 1,295$ H.

Do celów badawczych - w przeciwieństwie do rozwiązań stosowanych w pojazdach modelowych LEM, np. [1,9,10] - nie stosowano dodatkowej bezstykowej stabilizacji bocznej zwory. Problem ten rozwiązano w prosty sposób przez wyposażenie zwory w prowadnicę teleskopową zapewniającą minimalny współczynnik tarcia statycznego. Przekładka tefalolitowa o grubości 3 mm na powierzchni aktywnej rdzenia służy do eliminacji zjawiska "klejenia się" zwory pod wpływem magnetyzmu szczątkowego. Masa zwory wynosi 2,105 kg, obciążników dodatkowych odpowiednio: 1; 2x2; 5 kg, co umożliwia zmianę masy podwieszanej w zakresie od 2,105 do 12,105 kg, co 1 kg.

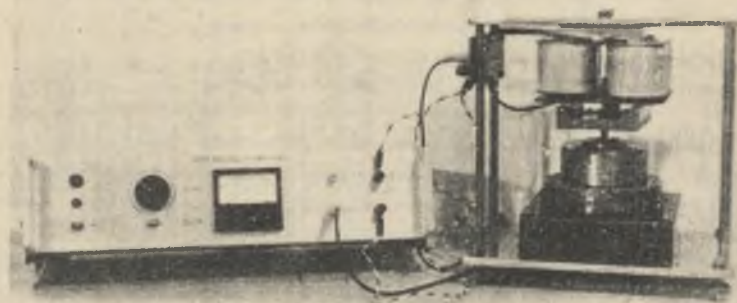


Rys. 3. Schemat funkcjonalny układu regulacji automatycznej szczeliny powietrznej elektromagnesu

Schemat funkcjonalny URA szczeliny powietrznej elektromagnesu prądu stałego jest przedstawiony na rys. 3. Do zasilania uzwojenia elektromagnesu zastosowano wzmacniacz impulsowy prądu stałego o regulowanym współczynniku wypełnienia impulsów. Okres powtarzania impulsów jest o wiele większy od stałej czasowej elektromagnetycznej obiektu regulacji. Pomiar szczeliny powietrznej zrealizowano w sposób stykowy, przy użyciu liniowego potencjometru suwakowego o rezystancji 10 k Ω . Autorzy pracują nad konstrukcją odpowiednich osujników bezstykowych położenia zwory. Pomiaru prędkości v_z ruchu zwory dokonuje się przez różniczkowanie sygnału wyjściowego z prze-

twornika połączenia zwory, pomiaru prądu natomiast - poprzez pomiar spadku napięcia na oporniku R_p włączonym szeregowo z uzwojeniem elektromagnesu (rys. 1). W sumatorze odbywa się sumowanie wszystkich trzech sygnałów sprzężeń zwrotnych i dalsza obróbka sygnału napięciowego doprowadzonego do wejścia wzmacniacza prądu stałego.

Zaprojektowany i wykonany przez autorów model systemu LEM zawierający elektromagnes wraz z URA szczeliny powietrznej jest przedstawiony na rysunku 4.



Rys. 4. Model systemu lewitacji elektromagnetycznej

2. ANALIZA PRACY SYSTEMU LEWITACJI ELEKTROMAGNETYCZNEJ

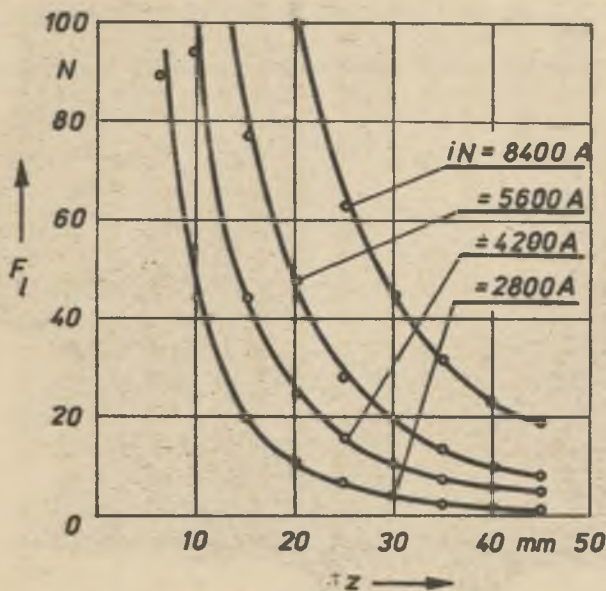
Siła przyciągania elektromagnesu w zależności od szczeliny powietrznej wyraża się wzorem:

$$F_1 = \frac{\mu_0 L b_p (iN)^2}{4 \left(\frac{1}{\mu_r} + \pi \right)} \approx \frac{\mu_0 L b_p (iN)^2}{4 \pi^2}, \quad [N] \quad (2)$$

w którym:

- μ_0 - przenikalność magnetyczna próżni,
- μ_r - względna przenikalność magnetyczna rdzenia,
- L - długość rdzenia elektromagnesu,
- iN - przepływ elektromagnesu,
- l_{Fe} - średnia długość drogi strumienia magnetycznego w rdzeniu oraz eworze,
- b_p - szerokość bieguna elektromagnesu.

W omawianym przypadku $L = 0,12$ m; $l_{P_0} = 0,41$ m; $b_p = 0,015$ m. Zależność siły przyciągania F_1 od szczeliny powietrznej z przy zasilaniu prądem niezmennym w osie oraz przy stałym przepływie $iN = \text{const}$ przedstawiono na rys. 5.



Rys. 5. Zależność siły przyciągania F_1 elektromagnesu modelowego od szczeliny powietrznej przy stałym przepływie $iN = \text{const}$.
linia ciągła - obliczenia wg wzoru uproszczonego (2), wyniki pomiarów zaznaczono kółkami

Elektromagnes wraz z URA (rys. 3), przy niewielkich odchyleniach zwory od punktu pracy δ_0 można opisać układem równań elektromechanicznych liniowych [12]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dz'}{dt_0} &= 2H v_z' \\ \frac{dv_z'}{dt_0} &= 2(\ddot{y}' - 1') \\ \frac{di'}{dt_0} &= \frac{1}{n} (2H v_z' - 1' + u') \end{aligned} \right\} , \quad (3)$$

gdzie:

α' , ν'_z , i' , u' - odchylenia względne szczeliny powietrznej, prędkości ruchu zwroty, prądu w uzwojeniu oraz napięcia zasilającego od punktu pracy;

H , a - stałe,

$$t_0 = \frac{t}{T_0} = t \frac{R}{L_0}.$$

Wymienione wielkości można wyznaczyć na podstawie następujących zależności [12]:

$$H = 0,5 g \frac{T_0^2}{d_0^2}, \quad (4)$$

$$a = \frac{L_m}{L_0} + 1, \quad (5)$$

$$T_0 = \frac{L_0}{R}, \quad (6)$$

$$\nu'_z = \nu_{z0} = \frac{\nu_z}{\nu_{z0}} = \frac{\nu_z}{g T_0}, \quad (7)$$

$$i' = i_0 - 1, \quad (8)$$

$$\alpha' = \alpha_0 - 1, \quad (9)$$

$$u' = u_0 - 1, \quad (10)$$

$$i_0 = \frac{1}{I_0} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2mgd_0}{L_0}}} \quad (11)$$

$$\alpha_0 = \frac{\alpha}{d_0}, \quad (12)$$

$$u_0 = \frac{u}{U_0} = \frac{u}{R I_0}, \quad (13)$$

przy czym:

m - unoszona masa,

g - przyspieszenie ziemskie,

R - rezystancja uzwojenia,

u - napięcie zasilające.

URA charakteryzują trzy zmienne stanu: przemieszczenie zwory z , prędkość ruchu zwory ν_z oraz prąd i . Rozważając wszystkie zmienne stanu jako sygnały sprzężeń zwrotnych, należy regulować napięcie u w taki sposób, ażeby było spełnione następujące równanie [12]:

$$u = K(z - z_r) + K_v \nu_z + K_i \left(\frac{I_0 z_r}{d_0} - i \right) + U_0 \frac{z_r}{d_0}, \quad (14)$$

gdzie:

K, K_v, K_i - współczynniki sprzężeń zwrotnych dla odległości, prędkości oraz prądu,

z_r - szczelina powietrzna odpowiadająca punktowi równowagi.

Jeżeli regulacja napięcia zasilającego odbywa się zgodnie z równaniem (14), wtedy w stanie ustalonym $z = z_r = d_0$, $v_z = 0$, $i = I_0$ oraz $u = U_0$. Stosując wielkości względne (7), (11), (12), (13), równanie (14) przyjmuje postać:

$$u_0 = K_0(z_0 - z_{r0}) + K_{v0}v_{z0} + K_{i0}(z_{r0} - i_0) + z_{r0}, \quad (15)$$

gdzie:

$$K_0 = \frac{K d_0}{U_0}, \quad K_{v0} = \frac{K_v v_{z0}}{U_0}, \quad K_{i0} = \frac{K_i I_0}{U_0}, \quad z_{r0} = \frac{z_r}{d_0}. \quad (16)$$

Linearyzując równanie (15) w sąsiedztwie punktu równowagi odpowiadającemu $z_{r0} = 1$, otrzymuje się:

$$u' = K_0 z' + K_{v0} v_z' - K_{i0} i' + (-K_0 + K_{i0} + 1) z_r', \quad (17)$$

gdzie:

$$z_r' = z_{r0} = 1. \quad (18)$$

Stosując przekształcenia Laplace'a do układu równań (3) oraz równania (17), otrzymuje się:

$$\begin{aligned} s Z(s) &= 2 H V(s) \\ s V(s) &= 2 [Z(s) - I(s)] \\ s I(s) &= \frac{1}{s} [2 H V(s) - I(s) + U(s)] \end{aligned} \quad (19)$$

$$U(s) = K_0 Z(s) + K_{v0} V(s) - K_{i0} I(s) + (-K_0 + K_{i0} + 1) Z_r(s)$$

gdzie: $Z(s), V(s), I(s)$ oraz $Z_r(s)$ są transformacjami Laplace'a wielkości z', v_z', i', u' oraz z_r' .

Na podstawie powyższego układu równań (19) można zbudować schemat blokowy URA szczeliny powietrznej elektromagnesu - rys. 6, o transmitancji operatorowej:

$$\frac{Z(s)}{Z_r(s)} = \frac{4 H (K_0 - K_{i0} - 1)}{M(s)} \quad (20)$$

gdzie:

$$M(s) = as^3 + (1 + K_{i0})s^2 + (4 H - 4 H_a + 2 K_{v0})s + 4 H(K_0 - K_{i0} - 1) \quad (21)$$

Badanie stabilności układu liniowego sprowadza się do badania położenia pierwiastków równania charakterystycznego $M(s) = 0$ na płaszczyźnie zmiennej zespolonej s .

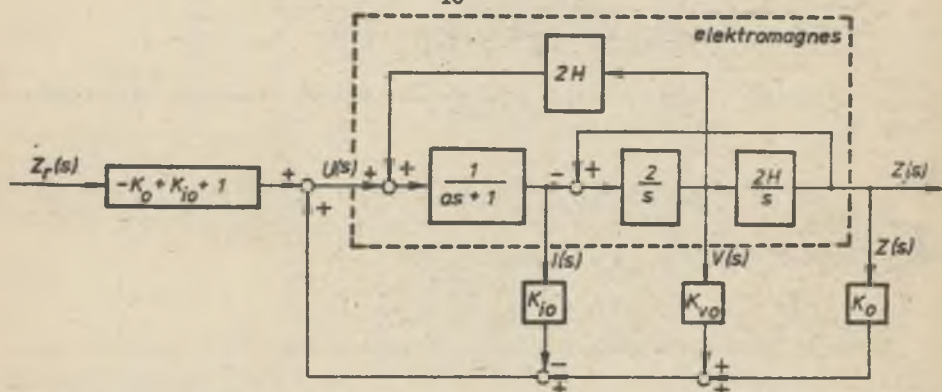
Inne schematy blokowe systemów LEM zawierają np. prace [1,2,6,8,9,10].

Obszar stabilności URA, przedstawiono na rys. 3 oraz na rys. 6, można wyznaczyć na podstawie kryterium Hurwitza, z którego wynika, że:

$$-1 < K_{i0} < K_0 - 1$$

$$K_{v0} > 2H(a-1) \quad (22)$$

$$K_{v0} > 2H\left(\frac{aK_0}{K_{i0}+1} - 1\right).$$



Rys. 6. Schemat blokowy układu regulacji automatycznej szczeliny powietrznej elektromagnesu

Nieograniczony obszar stabilności (22) na płaszczyźnie K_{i0}, K_{v0} umożliwia przyjęcie dowolnych wartości współczynników sprzężeń zwrotnych z tego obszaru. Równanie charakterystyczne jest równaniem trzeciego stopnia i ma jeden pierwiastek rzeczywisty oraz dwa pierwiastki zespolone sprzężone w lewej półpłaszczyźnie zmiennej zespolonej s . Postać równania (21) umożliwia takie przyjęcie pierwiastków, aby otrzymać najbardziej odpowiednie wartości wszystkich trzech współczynników sprzężeń zwrotnych. Zakłada się dla URA oscylacyjność równą $\sqrt{3}$, co jest równoważne wymaganiu, aby pierwiastki zespolone równania charakterystycznego tego układu leżały w części lewej półpłaszczyzny zmiennej zespolonej s ograniczonej z prawej strony dwiema półprostymi nachylonymi względem osi rzeczywistej pod kątem 60° . Przyjmując ponadto stopień stabilności URA wynoszący $0,5\omega_D$, gdzie ω_D - pulsacja drgań własnych nie tłumionych, pierwiastki zespolone sprzężone, będą równe $s_{1,2} = -0,5\omega_D(1 \pm j\sqrt{3})$. Trzeci pierwiastek można przyjąć $s_3 = -\omega_D$. Takie umiejscowienie pierwiastków na płaszczyźnie zmiennej zespolonej s - aczkolwiek nie zawsze konieczne - jest typowe dla konwen-

cyjonalnych serwomechanizmów i nie prowadzi do zbyt dużych wartości współczynników sprzężeń zwrotnych. Równanie (21) po wprowadzeniu przyjętych pierwiastków ma postać

$$H(s) = a(s + \omega_n)(s^2 + \omega_n s + \omega_n^2). \quad (23)$$

Porównując stronami równania (20) i (23) otrzymuje się:

$$\left. \begin{aligned} K_o &= a \omega_n \left(\frac{\omega_n^2}{4H} + 2 \right) \\ K_{vo} &= a \omega_n^2 + 2H(a - 1) \\ K_{io} &= 2a\omega_n - 1 \end{aligned} \right\}. \quad (24)$$

Wartość ω_n może być określona za pomocą różnych kryteriów. Na przykład jeżeli ciałem unoszonym jest pędzący pojazd LEM, wartość ω_n powinna być tak dobrana, aby zapewnić pasażerom maksymalny komfort jazdy. Współczynniki sprzężeń zwrotnych można wyznaczyć dla określonej jednej wartości ω_n .

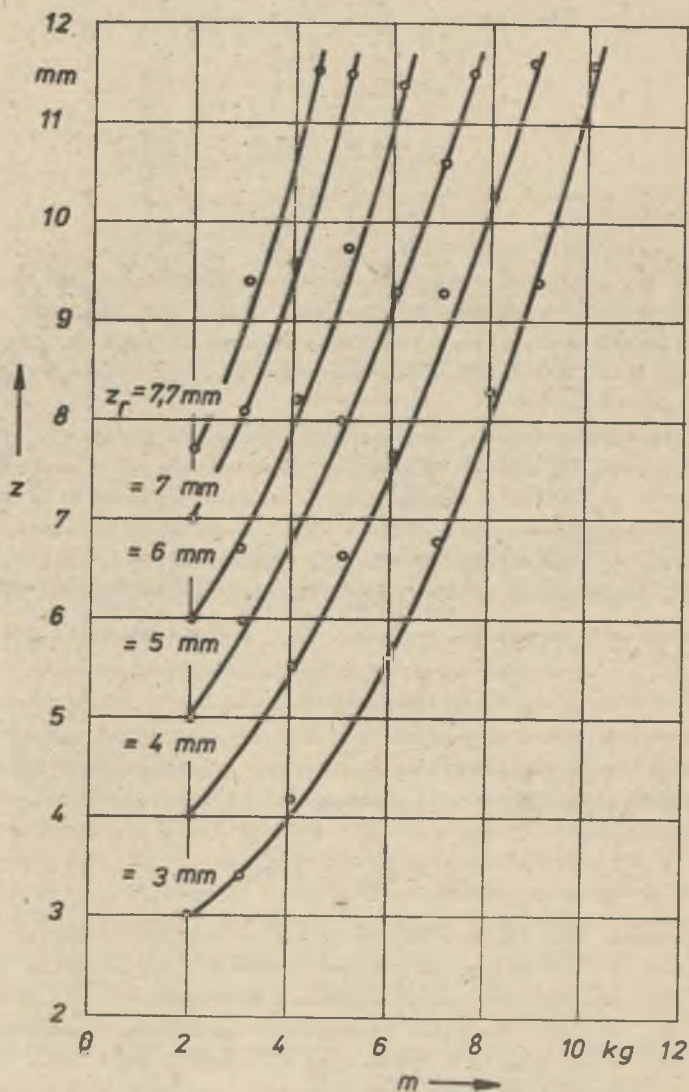
Czas odpowiedzi układu można zmniejszyć przez wzrost ω_n . Nie można jednak zwiększać ω_n nieograniczenie, gdyż wzrost ω_n wywołuje wzrost współczynnika wzmożenia wzmacniacza i czasami prowadzi do nasycenia wzmacniacza. Nasycenie wzmacniacza może z kolei spowodować niestabilność URA. Niech szczelina powietrzna zmienia się sinusoidalnie w czasie o niewielką wartość. Aby moduł transmitancji widmowej $\left| \frac{U(j\omega)}{Z_r(j\omega)} \right|$ nie był zbyt duży w porównaniu z jednością, pulsacja ω_n powinna spełniać nierówność:

$$\omega_n < \omega_{n1} = \sqrt[3]{\frac{4H}{a}}. \quad (25)$$

Podobnie, aby nie dopuścić do zbyt dużego wzrostu $\left| \frac{I(j\omega)}{Z_r(j\omega)} \right|$ w porównaniu z jednością, pulsacja ω_n powinna spełniać warunek

$$\omega_n < \omega_{n2} = 2\sqrt{H}. \quad (26)$$

W rozważanym URA dla $m = 12,105$ kg, $\delta_o = 0,008$ m, położenia początkowego swozy z (0) = 0,013 m, na podstawie wzorów (24) uzyskano następujące wartości względne współczynników sprzężeń zwrotnych: $K_o = 7,270$; $K_{vo} = 8,739$; $K_{io} = 5,271$. Wartości bezwzględne natomiast - zgodnie z zależnościami (16) - wynoszą: $K = 25598$ V/m; $K_v = 450,8$ Va/m; $K_i = 122,6$ V/λ. Wyznaczone wartości współczynników sprzężeń zwrotnych były niezbędne do prawidłowego zaprojektowania URA.



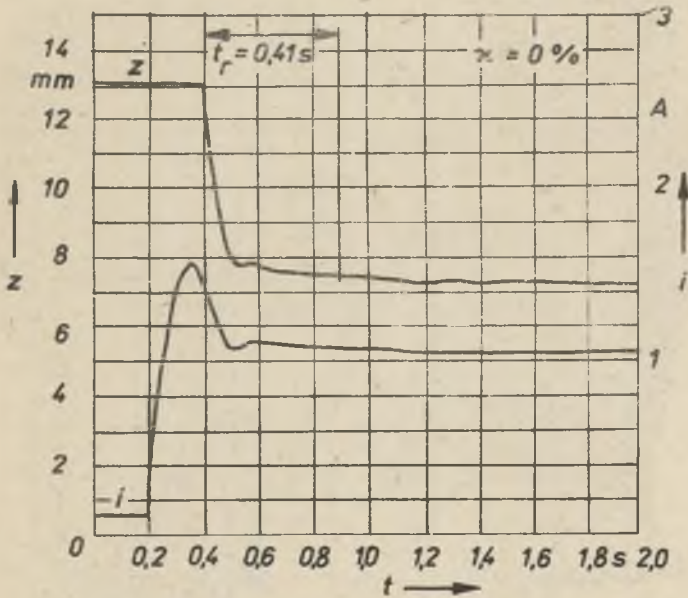
Rys. 7. Zależność szczeliny powietrznej z od masy unoszonej m przy stałej szczelinie zadanej $z_r = \text{const}$ (odpowiadającej punktowi równowagi) - wyniki pomiarów

3. BADANIA EKSPERYMENTALNE

Charakterystyki elektromechaniczne $z(m)$ przy stałej szczelinie zadanej z_r modelu systemu LEM przedstawiono na rys. 7. Jako wartość szczeliny zadanej z_r przyjmuje się szczelinę przy masie unoszonej $m = 2,105 \text{ kg}$ dla określonej nastawy potencjometru zadającego tę wartość. Sztywność charakterystyk $z(m)$ przy $z_r = \text{const}$ zawiera się w przedziale

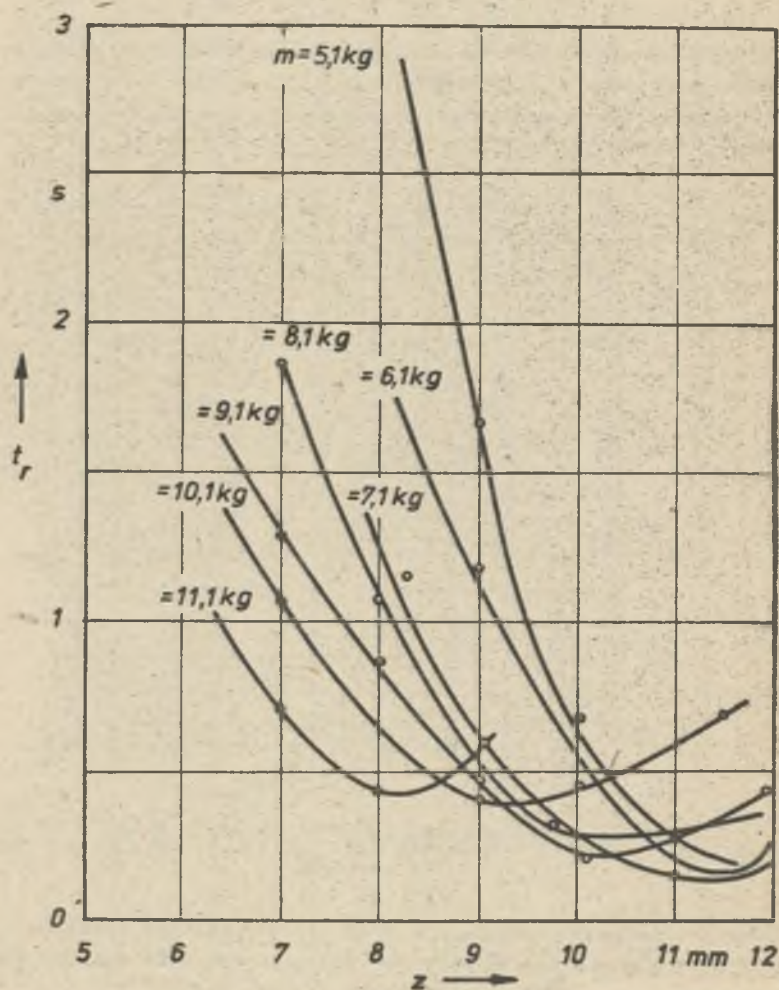
$$0,6 \cdot 10^{-3} \leq \frac{m}{k_g} \leq 1,6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{kg}},$$

przy czym sztywność maksymalna odpowiada małym szczelinom zadany i maleje wraz ze wzrostem z_r . Na podstawie charakterystyk $z(m)$ przy $z_r = \text{const}$ można wykreślić charakterystyki regulacyjne $z(z_r)$ dla $m = \text{const}$.



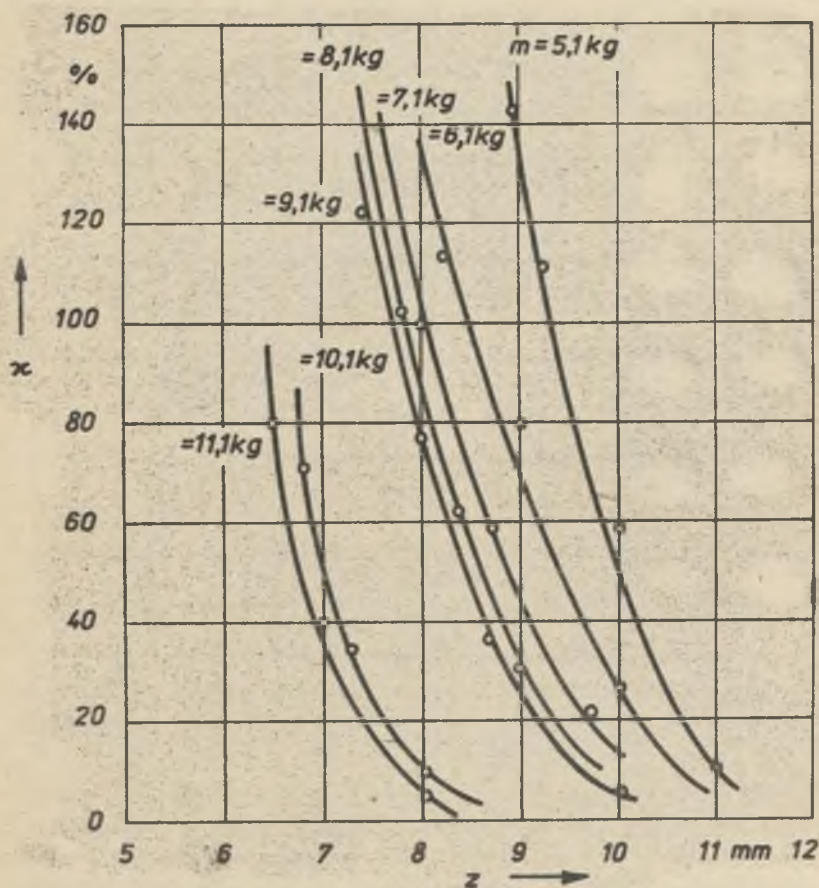
Rys. 8. Przebiegi czasowe położenia zwory $z(t)$ oraz prądu w uzwojeniu $i(t)$ wywołane zmianą skokową wymuszenia dla $m = 8,1 \text{ kg}$ oraz $z_r = 8 \text{ mm}$ - wyniki pomiarów

Badania odpowiedzi układu na wymuszenie jednostkowe dokonano przez skokowe zadawanie szczeliny od wartości początkowej $z(0) = 0,013 \text{ m}$ do punktu równowagi z_r . Jeden z oseylogramów przedstawiający przebieg czasowy położenia zwory $z(t)$ oraz prądu w uzwojeniu $i(t)$ wywołany zmianą skokową wymuszenia dla $m = 8,1 \text{ kg}$ oraz $z_r = 0,008 \text{ m}$ zamieszczono na rys. 8. Przebieg czasowy prądu otrzymuje się poprzez rejestrację spadku napięcia na



Rys. 9. Zależność czasu regulacji t_r układu od szczeliny powietrznej z przy stałej masie unoszonej $m = const$ - wyniki pomiarów

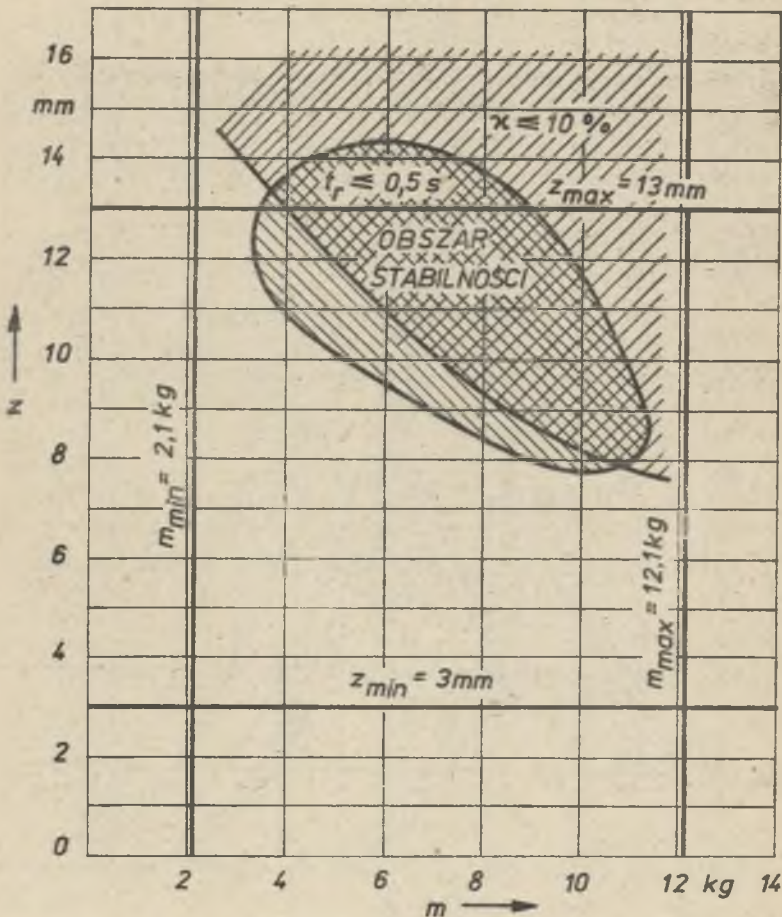
rezystorze szeregowym R_p (rys. 1), przebieg czasowy położenia zwory natomiast poprzez rejestrację napięcia u_z przetwornika odległości (rys. 3). Oscylogramy odpowiedzi skokowej pozwalają wyznaczyć podstawowe kryteria czasowe jakości regulacji, tzn. czas regulacji (ustalania) t_r oraz przeregulowanie $\% [11]$. Na podstawie oscylogramów uzyskanych przy szczelinach $z = 3 \div 12$ mm oraz masie unoszonej $m = 2,105 \div 12,105$ kg wykreślono zależności $t_r(z)$ przy $m = \text{const}$ - rys. 9 oraz $\% (z)$ dla $m = \text{const}$ - rys. 10. Znajomość przebiegów tych charakterystyk pozwala określić obszar pracy stabilnej - rys. 11, przy następujących przyjętych ograniczeniach: $t_r \leq 0,5$ s, $\% \leq 10\%$. Ponadto obszar pracy stabilnej układu jest ograniczony parametrami konstrukcyjnymi elektromagnesu modelowego, tj. masą $2,105 \leq m \leq 12,105$ kg oraz szczeliną $3 \leq z \leq 13$ mm.



Rys. 10. Zależność przeregulowania $\%$ od szczeliny powietrznej z przy stałej masie unoszonej $m = \text{const}$ - wyniki pomiarów

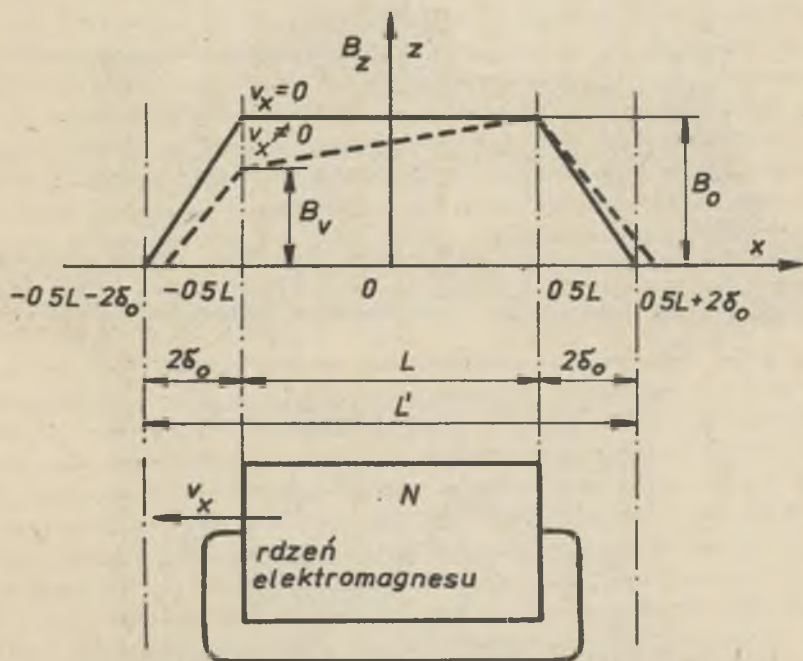
4. SILY ELEKTRODYNAMICZNE W SYSTEMACH LEWITACJI ELEKTROMAGNETYCZNEJ

Rolę kół w pojazdach LEM pełnią elektromagnesy zbliżone kształtem do rozpatrywanego elektromagnesu modelowego. URA szczeliny powietrznej jest również podobny do układu rozważanego w poprzednich rozdziałach. Zworami dla układu elektromagnesów są lite przewodnice stalowe. Na skutek ruchu elektromagnesu z prędkością liniową v_x , prądy wirowe w przewodnicy osłabiają pole magnetyczne w szczeliny powietrznej, wzbudzone przez elektro-



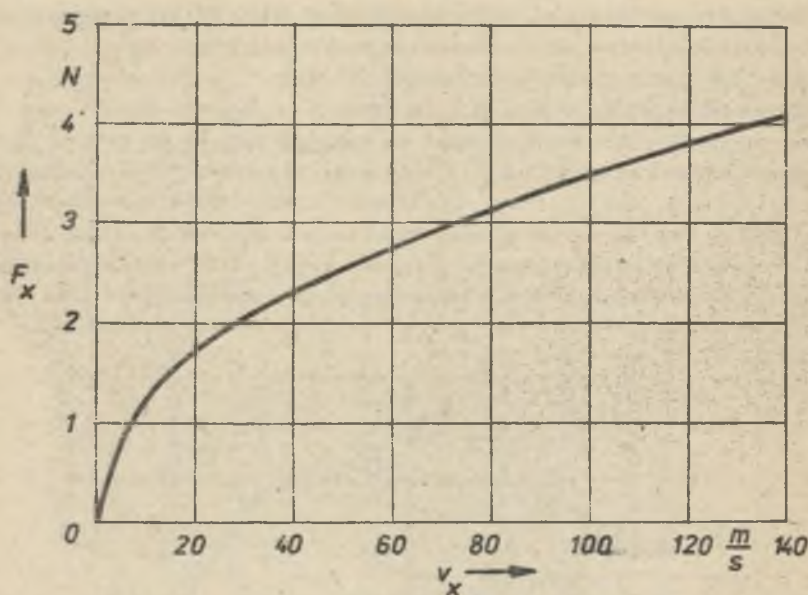
Rys. 11. Obszar pracy stabilnej (podwójnie zakreskowany) układu dla czasu regulacji $t_r \leq 0,5$ s oraz przeregulowania $\kappa \leq 10\%$

magnes - rys. 12. Czyż wyższa prędkość v_x , tym większa jest reakcja pola prądów wirowych rotacji na pole pierwotne. Oprócz siły przyciągania F_1 określonej wzorem (2), tzn. siły unoszącej pojazd, działają dwie siły elektrodynamiczne zależne od prędkości v_x : siła hamująca $F_x(v_x)$ oraz siła normalna $F_z(v_x)$, przeciwnie skierowana do siły F_1 . Zależności na siły elektrodynamiczne F_x oraz F_z uzyskane na podstawie teorii pola elektromagnetycznego (trójwymiarowego) są wyprowadzone np. w pracy [7]. Na rys. 13 przedstawiono zależność $F_x(v_x)$, na rys. 14 natomiast zależność $F_z(v_x)$ oraz $F_1(v_x) = F_1 - F_z(v_x)$ dla rozważanego elektromagnesu modelowego przy $iN = 5600$ A; $z = 10$ mm oraz harmonicznych podstawowych rozkładu przestrzennego pola wzdłuż współrzędnych \underline{x} oraz \underline{y} [7]. Siły elektrodynamiczne F_x oraz F_z od wyższych harmonicznych rozkładu przestrzennego pola są pomi-

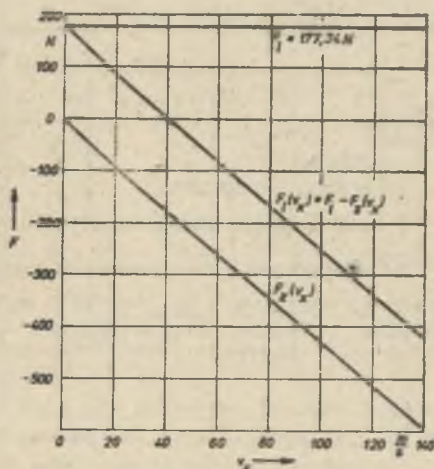


Rys. 12. Rozkład składowej normalnej B_z indukcji magnetycznej w szczelinie powietrznej (między rdzeniem elektromagnesu a prowadnicą stalową) wzdłuż współrzędnej x (w kierunku przemieszczania się elektromagnesu)

alnie małe. Jak wynika z rys. 13 oraz rys. 14, siły elektrodynamiczne spełniają nierówność $|F_z(v_x)| \gg |F_x(v_x)|$ oraz istnieje - bez dodatkowych środków zapobiegawczych - niebezpieczeństwo odpadnięcia pojazdu od toru pewnej, uwarunkowanej konstrukcją elektromagnesu, prędkości krytycznej. Aby siła hamująca $F_x(v_x)$ była mała w porównaniu z siłą F_1 określoną wzo-



Rys. 13. Zależność siły elektrodynamicznej hamującej F_x od prędkości v_x elektromagnesu modelowego - obliczenia na podstawie pracy [7] dla $g = 10$ mm, $i_N = 5600$ A oraz harmonicznych podstawowych rozkładu pola magnetycznego.



Rys. 14. Siła przyciągania F_1 oraz siły elektrodynamiczne normalne F_2 i $F_1(v_x)$ elektromagnesu modelowego - obliczenia wg wzoru (1) oraz pracy [7] dla $g = 10$ mm, $i_N = 5600$ A oraz harmonicznych podstawowych rozkładu pola elektromagnetycznego

rem (2), należy konstruować elektromagnesy o dużej długości rdzenia L , ażeby siła normalna $F_z(v_x)$ była natomiast mała w porównaniu z siłą F_1 , stał zastosowana na przewodnicę powinna charakteryzować się niską konduktywnością (lub wykonanie powierzchni aktywnej przewodnicy z blach elektrotechnicznych).

5. WNIOSKI

Zaprojektowany i wykonany system modelowy LEM miał na celu praktyczne wykazanie możliwości bezstykowego unoszenia ciał ferromagnetycznych za pomocą elektromagnesów. Charakterystyki elektromechaniczne - rys. 7 posiadają dobrą sztywność, obszar pracy stabilnej (rys. 11) jest dostatecznie rozległy. Do współpracy z elektromagnesem zastosowano wzmacniacz impulsowy, którego zaletą jest prosta budowa i szeroki zakres regulacji napięcia wyjściowego, wadą zaś - mała moc wyjściowa. Unoszenie ciał ferromagnetycznych o masie rzędu setek lub tysięcy kilogramów jest możliwe za pomocą znacznie większych (przede wszystkim dłuższych) elektromagnesów niż elektromagnes modelowy, współpracujących z impulsowymi sterownikami tyrystorowymi prądu stałego o regulowanym współczynniku wypełnienia i dużej częstotliwości powtarzania impulsów [9, 12]. Prawidłowe zaprojektowanie URA szczeliny powietrznej elektromagnesu zależy od właściwego doboru pulsacji ω_n oraz na tej podstawie - prawidłowego wyznaczenia współczynników sprzężeń zwrotnych K_0, K_{v0}, K_{i0} .

Podczas ruchu elektromagnesu wzdłuż przewodnicy stalowej, będącej jednocześnie zworą, powstają siły elektrodynamiczne: hamująca F_x oraz normalna F_z osłabiająca siłę przyciągania F_1 , jak również ma miejsce osłabianie pola magnetycznego w szczelinie powietrznej przez prądy wirowe rotacji wzniesione w przewodnicy. Zarówno osłabianie pola jak i siły F_1 może być przyczyną niestabilności układu. Aby ograniczyć negatywne skutki tych zjawisk, należy wprowadzić dodatkowe dodatnie sprzężenie zwrotne reagujące na prędkość v_x poruszania się elektromagnesu (pojazdu LEM). W odniesieniu do zastosowania w transporcie, wydaje się, że system LEM jest odpowiedni dla małych prędkości v_x , tzn. poniżej $100 \frac{\text{km}}{\text{h}}$ (transport miejski), system lewitacji elektrodynamicznej (LED) natomiast - dla dużych prędkości, tzn. do $500 \frac{\text{km}}{\text{h}}$. Przemawia za tym zarówno wzrost siły $F_z(v_x)$ wraz z prędkością v_x jak i mała szczelina powietrzna (rzędu kilku do kilkadziesiąt milimetrów) w systemie LEM. Z ekonomicznego punktu widzenia, system LEM zawierający elektromagnesy konwencjonalne i układy elektroniczne, jest tańszy niż system LED zawierający elektromagnesy nadprzewodzące wraz z niezbędnymi urządzeniami kriogenicznymi.

LITERATURA

- [1] Albrecht C., Bohn G.: Neue spurgeführte Transportmittel (Teil I), Physikalische Blätter, vol. 32, 1976, Nr 7, ss. 309-326.
- [2] Appun P.: Ein elektromagnetisches Trag- und Führungssystem für Schienengebundene Hochgeschwindigkeitsfahrzeuge, Elektrische Bahnen, vol. 46, 1975, Nr 4, ss. 86-93.
- [3] Cicho J., Dąbrowski M.: Badania własności magnetycznych stali konstrukcyjnych, Archiwum Elektrotechniki, t. 24, 1975, z.2, ss.329-343.
- [4] Dąbrowski M., Gieras J.: Maszyny indukcyjne o wirniku masywnym, PWN, Warszawa-Poznań 1977.
- [5] Gieras J.: Analytical method of calculating the electromagnetic field and power losses in ferromagnetic halfspace taking into account saturation and hysteresis. Proceedings IEE, vol. 124, 1977, Nr 11 ss. 1098-1104.
- [6] Gieras J.: Perspektywy zastosowania zjawiska lewitacji magnetycznej w szybkim transporcie naziemnym. Przegląd Elektrotechniczny, 1981, Nr 1, ss. 3-9.
- [7] Gieras J.: Electrodynamic forces in electromagnetic levitation systems, Acta Technica CSAV (w druku).
- [8] Jayavant B.V., Sinha P.K., Aylwin D.G.: Feedback control systems for d.c. electromagnets in passenger-carrying vehicles, Int. J. Control, vol. 24, 1976, Nr 5, ss. 627-639.
- [9] Jayavant B.V., Sinha, P.K., Wheeler A.R., Whorlow R.J.: Development of 1-ton magnetically suspended vehicle using controlled d.c. electromagnets, Proceedings IEE, vol. 123, 1976, Nr 9, ss. 941-948.
- [10] Jayavant B.V., Sinha P.K.: Passenger carrying vehicles and bearings using controlled d.c. electromagnets for suspension, Proceedings of the 6th Int. Conference on Magnet Technology MT-6, Bratislava, 1977, ss. 172-176.
- [11] Kacozrek T.: Teoria sterowania (tom 1), PWN, Warszawa 1977.
- [12] Matsumura F., Yamada S.: A Method to Control the Suspension System Utilizing Magnetic Attractive Force, Electrical Engineering in Japan, vol. 94, 1974, Nr 6, ss. 50-57.

Recenzent: prof. dr hab. inż. Władysław Paszek

Wpłynęło do redakcji 5.IV.1982 r.

РАБОТА ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА С АВТОМАТИЧЕСКИ РЕГУЛИРОВАННЫМ ВОЗДУШНЫМ ЗАЗОРОМ В СИСТЕМАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЛЕВИТАЦИИ

Резюме

В работе представлена схема автоматического регулирования воздушного зазора электромагнита постоянного тока предназначенного для подвески электромагнитной левитации. Приведен анализ работы и исследована устойчивость системы автоматического регулирования воздушного зазора. Проведена оценка влияния электродинамических сил на работу системы. Теоретические рассуждения

проиллюстрированы экспериментальными исследованиями на спроектированной и изготовленной модели.

OPERATION OF D.C. ELECTROMAGNETS WITH CONTROLLED AIR GAP IN ELECTROMAGNETIC LEVITATION SYSTEMS

S u m m a r y

The control system of the air gap of a d.c. electromagnet for electromagnetic levitation vehicles is given. The operation of the control system is analysed and its stability is investigated. The influence of electrodynamic forces on the operation of the system is discussed. To verify the theory, the model of electromagnetic levitation system was constructed and some experiments were carried out.