ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1982

Seria: ELEKTRYKA z. 82 Nr kol. 723

Stefan PASZEK

Instytut Podstawowych Problemów
Elektrotechniki i Energoelektroniki
Politechniki Śląskiej

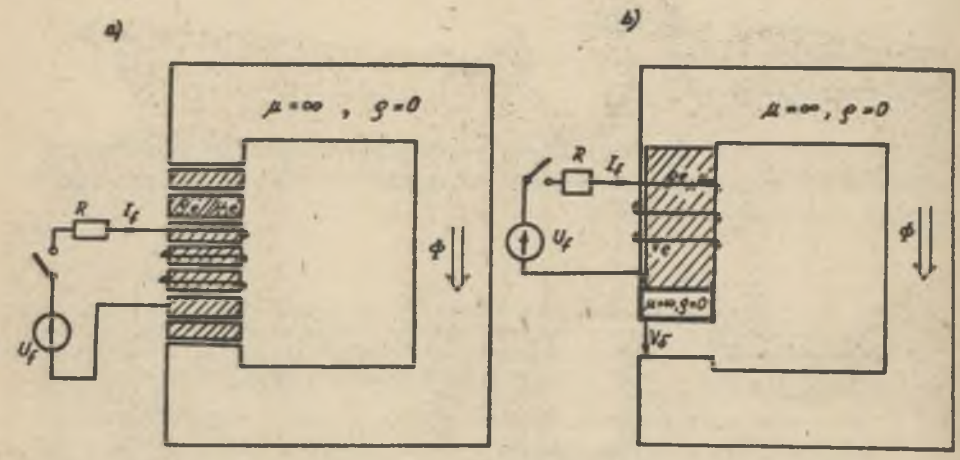
BADANIE WPŁYWU USYTUOWANIA SZCZELINY POWIETRZNEJ W OBWODZIE MAGNETYCZNYM Z BLOKIEM LITYM MASZYNY ELEKTRYCZNEJ NA MODUŁOWO-FAZOWE CHARAKTERYSTYKI PRĄDU I STRUMIENIA WZBUDZENIA

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, umiejlonej szczeliny powietrznej rozłożonej równomiernie w bloku litym i szczeliny skoncentrowanej między idealnie pakietowanym fragmentem rdzenia, podano charakterystyki modułowo fazowe $\frac{I}{U}$ oraz $\frac{\Phi}{U}$.

1. OPIS OBWODU MAGNETYCZNEGO I ZAŁOŻENIA UPRASZCZAJĄCE

W obwodach magnetycznych maszyn elektrycznych występują często szeregowe 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 modułowo-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_e i rezystywność ρ_e. 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 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 całkowicie między ferromagnetykiem pakietowanym

2. MODELE MATEMATYCZNE OBWODU MAGNETYCZNEGO Z BLOKIEM LITYM

Układ równań Maxwella dla litego bloku, przy pominięciu prądu przesunięcia w bloku litym

$$\mathrm{rot}\, E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \qquad \mathrm{rot}\, H = J,$$

$$\mathrm{div}\, B = 0, \qquad E = \rho J, \qquad B = \mu H. \tag{1a}$$

Po eliminacji gęstości prądowej prądów wirowych

$$\mathrm{rot\ rot}\, B = \mathrm{grad\ div}\, B - \nabla^2 B = -\nabla^2 B = -d^2 \frac{\partial B}{\partial t}, \tag{1b}$$

przy czym $d^2 = \mu/\rho$,

stąd ostatecznie równanie obrazujące pole elektromagnetyczne ma postać

$$\nabla^2 B = d^2 \frac{\partial B}{\partial t}. \tag{1c}$$

Równanie (1c) w rozpatrywanym przypadku jednowymiarowego pola magnetycznego przy ustalonych warunkach początkowych ma postać

$$\frac{\partial^2 B(x,t)}{\partial x^2} = d^2 \frac{\partial B(x,t)}{\partial t} \tag{2a}$$

i w zapisie operatorowym dla zmiennej czasu, przy uwzględnieniu zerowych warunków początkowych,

$$\frac{\partial^2 B(x,p)}{\partial x^2} = d^2 p B(x,p), \tag{2b}$$

którego rozwiązanie ma uwzględniać warunki symetrii

$$B(x,p) = B(-x,p)$$

i warunek brzegowy wynikający z całki liniowej $\oint Hdl = \Theta$ 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 nieznacznej 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

$$\frac{\delta}{\mu_o S} + \frac{l_e}{\mu_e S} = \frac{l_e + \delta}{\mu_z S} = \frac{l_z}{\mu_z S},$$

$$\mu_z = \frac{l_e + \delta}{\frac{\delta}{\mu_o} + \frac{l_e}{\mu_e}} = \frac{\mu_o}{\delta} \cdot \frac{l_e + \delta}{1 + \frac{l_e}{\delta \mu_{er}}}, \tag{3a}$$

gdzie:

$\mu_{er} = \mu_e / \mu_o$.

Zwiększenie długości zastępczej bloku litego z l_e do $l_e + \delta$ trzeba skompensować odpowiednim zwiększeniem rezystywności zastępczej, przy niezmienionym oddziaływaniu prądów wirowych na pole elektromagnetyczne w rdzeniu litym

$$\rho_z = \rho_e \frac{l_e + \delta}{l_e}. \tag{3b}$$

Rozwiązanie równania (2b)

$$B(x, p) = \frac{\Theta(p)}{l_z} \mu_z \frac{ch(\sqrt{p}\, d_z x)}{ch(\sqrt{p}\, d_z \frac{a}{2})}, \tag{4}$$

przy czym

$$\Theta(p) = l_z H(\tfrac{a}{2}, p),$$

$$d_z^2 = \mu_z / \rho_z = \frac{\mu_o \mu_{er}}{\rho_e(\frac{\delta \mu_{er}}{l_e} + 1)},$$

$$\Phi(p) = b \int_{-a/2}^{+a/2} B(x,p)dx = \frac{S \mu_z}{l_z} \cdot \frac{th(\sqrt{p}\, \frac{d_z a}{2})}{\sqrt{p}\, \frac{d_z a}{2}} \Theta(p) =$$

$$= A(p) \frac{S \mu_z}{l_z} \Theta(p), \tag{5}$$

gdzie

$$A(p) = \frac{th(\sqrt{p}\, \frac{d_z a}{2})}{\sqrt{p}\, \frac{d_z a}{2}}$$

względna permeancja operatorowa rdzenia.

Przy skokowym wymuszeniu przepływu $\Theta(p) = \frac{\Theta_o}{p}$ można wyrazić względny strumień rdzenia równaniem

$$\Phi_r(p) = \frac{\Phi(p)}{\Phi_o} = \frac{1}{p} A(p) = \frac{th(\frac{d_z a}{2} \sqrt{p})}{p(\sqrt{p}\, \frac{d_z a}{2})}, \tag{6}$$

gdzie

$\Phi_o = \Theta_o \frac{S \mu_z}{l_z}$ - strumień ustalony.

Funkcję $\Theta_r(p)$ można rozłożyć na nieskończony szereg ułamków prostych i przeprowadzić odwrotną transformację operatorową [2,3].

$$\Phi_r(t) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \, e^{-\frac{t}{T_n}} \tag{7a}$$

$$\gamma_n = \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{1}{(2n-1)^2} \qquad T_n = \left(\frac{d_z a}{\pi}\right)^2 \frac{1}{(2n-1)^2} \tag{7b}$$

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 nieustalonych z uwagi na wyrównanie pola indukcji przez idealny ferromagnetyk pakietu blach. Przepływ wzbudzający w tym przypadku jest sumą spadku napięcia magnetycznego na rdzeniu litym $V_e(p)$, w którym pole magnetyczne jest niejednorodne i spadku napięcia w szczelinie $V_\delta(p)$, w której pole magnetyczne jest jednorodne

$$\Theta(p) = V_e(p) + V_\delta(p); \tag{8a}$$

$$V_\delta(p) = \frac{\Phi(p)\delta}{S\,\mu_o}. \tag{8b}$$

Strumień $\Phi(p)$ jest jednakowy w przekroju szczeliny i bloku litego. Z równania (5) wynika przy uwzględnieniu współczynników materiałowych μ_e, ρ_e rdzenia litego

$$\Phi(p) = A_e(p) \, \frac{S\,\mu_e}{l_e} \, V_e(p). \tag{8c}$$

Po uwzględnieniu (8b), (8c) w równaniu (8a), otrzymamy

$$\Phi(p) = \frac{\Theta(p)\, S\,\mu_o}{\delta} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{pT_e}\,\mathrm{cth}\left(\sqrt{p}\,\frac{da}{2}\right)}, \tag{9a}$$

gdzie

$$\sqrt{T_e} = \frac{da}{2} \cdot \frac{l_e}{\mu_{er}\delta} = \frac{\mu_o\, l_e\, a}{2\delta\sqrt{\rho_e\,\mu_e}}. \tag{9b}$$

Podobnie jak w równaniu (6) można też w tym przypadku określić $\Phi_r(p)$

$$\Phi_r(p) = \frac{\Phi(p)}{\Phi_o} = \frac{1}{p} A_e(p) = \frac{1}{p}\left(1 + \frac{l_e}{\mu_{er}\delta}\right) \frac{th\left(\sqrt{p}\,\frac{da}{2}\right)}{th\left(\sqrt{p}\,\frac{da}{2}\right) + \sqrt{pT_e}}, \tag{10}$$

gdzie

$\Phi_o = \Theta_o \dfrac{S}{\dfrac{\delta}{\mu_o} + \dfrac{l_e}{\mu_e}}$ - strumień ustalony przy skokowym wymuszeniu przepływu $\Theta(p) = \dfrac{\Theta_o}{p}$.

Rozwiązanie przebiegu $\Phi_r(t)$ zawarte jest w pracy [3].

Dla wielkości $\sqrt{\mu_e/\varrho_e} \to$ upraszcza się postać równania (10) i obowiązuje przybliżenie

$$\Phi_r(p) = \frac{1}{p} A_e(p) \approx \frac{1}{p} \cdot \frac{1 + \dfrac{l_e}{\delta\mu_{er}}}{1 + \sqrt{pT_e}} = \frac{1}{p} \cdot \frac{k}{1 + \sqrt{pT_e}} \tag{11a}$$

przy $p \neq 0$ oraz

$$A_e(p = 0) = 1. \tag{11b}$$

W szczególnym przypadku przy rosnącej nieograniczenie względnej przenikalności magnetycznej ferromagnetyka $\mu_{er} \to \infty$ przy $\mu_e/\varrho_e = \infty$, jedynym współczynnikiem materiałowym jest wartość $\sqrt{\mu_e\ \varrho_e}$ i obowiązuje

$$\Phi_r(p) = \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{pT_e}}. \tag{12}$$

3. WYZNACZENIE CHARAKTERYSTYK MODUŁOWO-FAZOWYCH STRUMIENIA MAGNETYCZNEGO I PRADU UZWOJENIA WZBUDZENIA

Równanie obwodu elektrycznego uzwojenia wzbudzenia przy założeniu indukcyjności rozproszenia równej zero można zapisać w następujący sposób

$$U_f(t) = I_f(t)\,R + Z_f \frac{d\Phi(t)}{dt} \tag{13a}$$

lub w zapisie operatorowym

$$U_f(p) = I_f(p)\,R + Z_f\,p\,\Phi(p). \tag{13b}$$

Korzystając z równania (5) dla szczeliny konfiguracji a, otrzymujemy

$$U_f(p) = \left[R + p\,L_f\,A(p)\right]\,I_f(p), \tag{14a}$$

gdzie

$$L_f = Z_f^{\,2}\,\frac{S\,\mu_z}{l_z}.$$

Przekształcając równanie (14), otrzymujemy

$$\frac{I_f(p)}{U_f(p)} = \frac{1}{R + pL_f\,A(p)} \tag{14b}$$

lub

$$\frac{I_f(p)}{\frac{U_f(p)}{R}} = K_{iu}(p) = \frac{1}{1 + pT_f\,A(p)} = \frac{1}{1 + pT_f\,\frac{\mathrm{th}\left(\sqrt{p}\,\frac{d_z a}{2}\right)}{\sqrt{p}\,\frac{d_z a}{2}}}, \tag{14c}$$

gdzie $T_f = \frac{L_f}{R}$ - stała czasowa uzwojenia wzbudzenia.

Przy wymuszeniu skokowym napięcia wzbudzenia przebieg prądu wynika z odwrotnej transformacji operatorowej

$$I_f(t) = \frac{U_{fo}}{R}\,\mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{1}{p}\cdot\frac{1}{1 + pT_f\,A(p)}\right\}. \tag{14d}$$

Zastępcza stała czasowa prądu wzbudzenia przy skokowym załączeniu napięcia

$$(T_{zi})_u = \int_0^{\infty}\frac{\left[I_f(t=\infty) - I_f(t)\right]dt}{I_f(t=\infty)} = -\left[\frac{d}{dp}K_{iu}(p)\right]_{p=0} = T_f. \tag{14e}$$

Przekształcając inaczej równanie (13b), otrzymujemy wyrażenie na strumień magnetyczny

$$\frac{\Phi(p)}{U_f(p)} = \frac{T_f\,A(p)}{Z_f\left[1 + pT_f\,A(p)\right]} \tag{15a}$$

lub

$$\frac{\Psi_p\ \omega_{odn}}{U_f(p)} = K_{\Phi u}(p) = \frac{T_f\,\omega_{odn}\ A(p)}{1 + pT_f\ A(p)} = \frac{T_f\,\omega_{odn}\ \dfrac{\mathrm{th}\left(\sqrt{p}\,\frac{d_z a}{2}\right)}{\sqrt{p}\,\frac{d_z a}{2}}}{1 + pT_f\ \dfrac{\mathrm{th}\left(\sqrt{p}\,\frac{d_z a}{2}\right)}{\sqrt{p}\,\frac{d_z a}{2}}}. \tag{15b}$$

gdzie $\omega_{odn} = 2(2/d_z a)^2$, $\Psi(p) = Z_f\,\Phi(p)$.

Zastępcza stała czasowa strumienia przy skokowym załączeniu napięcia

$$(T_{z\Phi})_u = -\frac{\left[\frac{d}{dp}\,K_{\Phi u}(p)\right]_{p=0}}{T_f\,\omega_{odn}} = (T_{z\Phi})_i + T_f, \tag{15c}$$

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 szczeliny powietrznej

$$K_{iu}(p) = \frac{I_f(p)}{\frac{U_f(p)}{R}} = \frac{1}{1 + pT_f\ A_e(p)} =$$

$$= \frac{1}{1 + pT_f\ k\ \dfrac{\mathrm{th}\left(\sqrt{p}\,\frac{da}{2}\right)}{\mathrm{th}\left(\sqrt{p}\,\frac{da}{2}\right) + \sqrt{pT_e}}}, \tag{16}$$

gdzie:

$$T_f = \frac{L_f}{R}, \quad L_f = Z_f^2\ \frac{S}{\frac{l_e}{\mu_e} + \frac{\delta}{\mu_o}}$$

oraz

$$K_{\Phi u}(p) = \frac{\Psi_f(p)\ \omega'_{odn}}{U_f(p)} = \frac{T_f\ \omega'_{odn}\ A_e(p)}{1 + pT_f\ A_e(p)} =$$

$$= \frac{T_f\ \omega'_{odn}\ k\ \dfrac{th(\sqrt{p}\ \frac{da}{2})}{th(\sqrt{p}\ \frac{da}{2}) + \sqrt{pT_e}}}{1 + pT_f\ k\ \dfrac{th(\sqrt{p}\ \frac{da}{2})}{th(\sqrt{p}\ \frac{da}{2}) + \sqrt{pT_e}}}, \tag{17}$$

gdzie $\omega'_{odn} = 2(2/da)^2$.

Dla $\sqrt{\mu_e / \rho_e} \to \infty$ obowiązują przybliżenia

$$\frac{\dfrac{I_f(p)}{U_f(p)}}{R} = \frac{1}{1 + pT_f\ \dfrac{k}{1 + \sqrt{pT_e}}}, \tag{18}$$

$$\frac{\Psi_f(p)\ \omega'_{odn}}{U_f(p)} = \frac{T_f\ \omega'_{odn}\ \dfrac{k}{1 + \sqrt{pT_e}}}{1 + pT_f\ \dfrac{k}{1 + pT_e}}. \tag{19}$$

Na rys. 2 przedstawiono charakterystyki modułowo-fazowe

$$\left(\frac{\dfrac{I_f(p)}{U_f(p)}}{R}\right)_{p=j\omega} = \underline{K}_{iu}$$

obliczone według równania (14c), natomiast na rys. 3 przedstawiono charakterystyki modułowo-fazowe

$$\left(\frac{\Psi(p)\ \omega_{odn}}{U_f(p)}\right)_{p=j\omega} = \underline{K}\ \Phi u$$

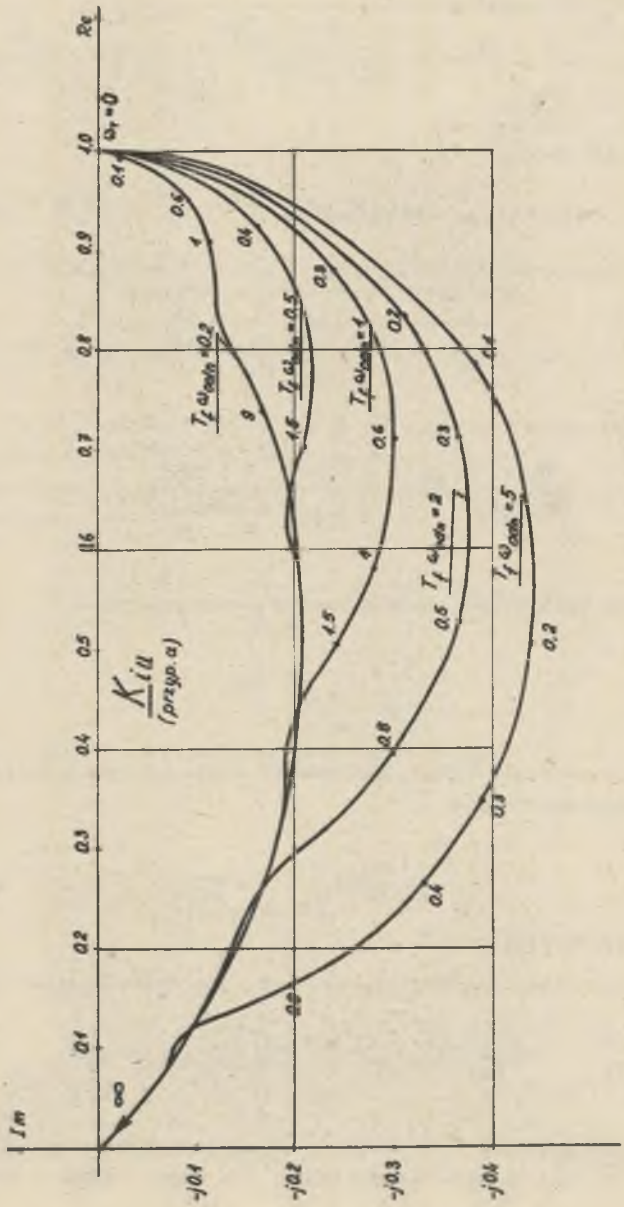
obliczone według równania (15).

Podobne charakterystyki dla konfiguracji b przedstawiono na rys. 4

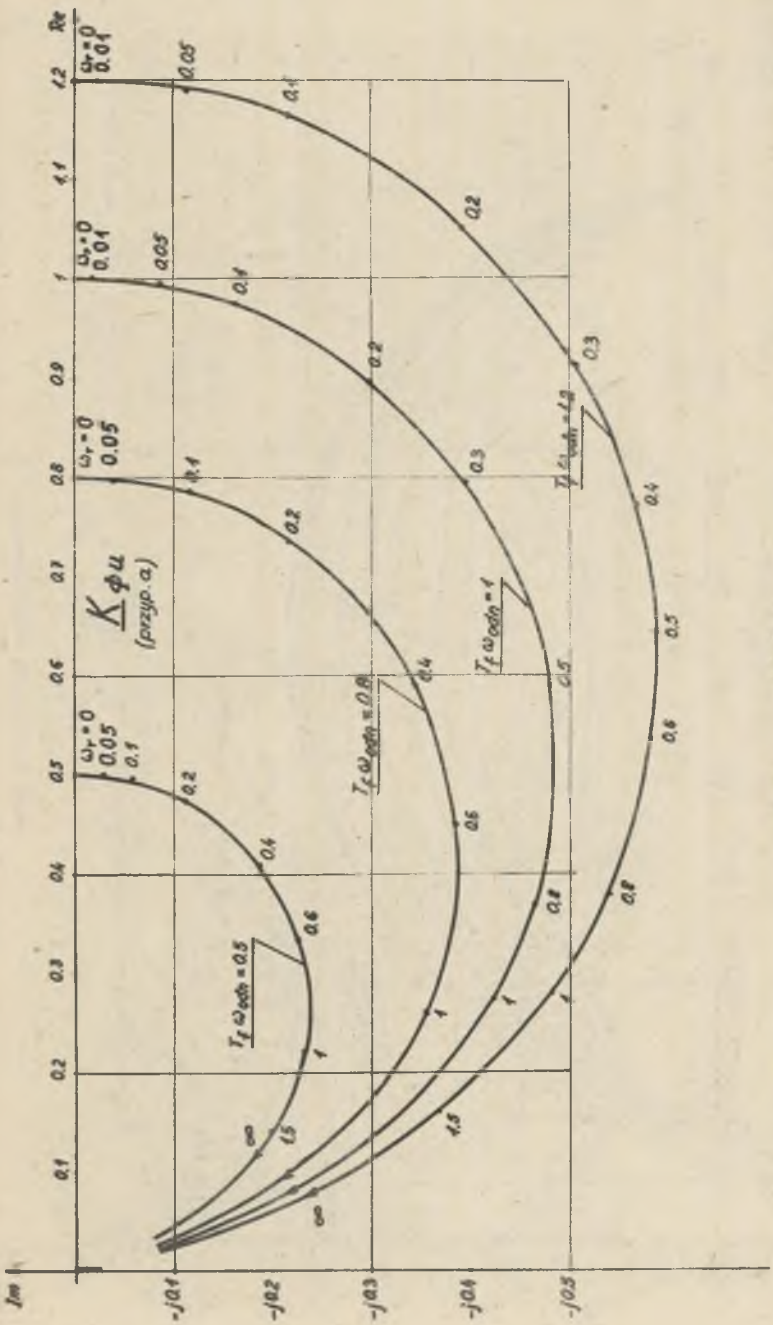
$$\left(\frac{\dfrac{I_f(p)}{U_f(p)}}{R}\right)_{p=j\omega} \underline{K}_{iu} \quad \text{i rys. 5} \quad \left(\frac{\Psi(p)\ \omega'_{odn}}{U_f(p)}\right)_{p=j\omega} \underline{K}\ \Phi u$$

obliczone za pomocą wzorów (16), (18) - charakterystyka przybliżona oraz (17) i (19) - charakterystyka przybliżona, dla dwóch wartości współczynnika

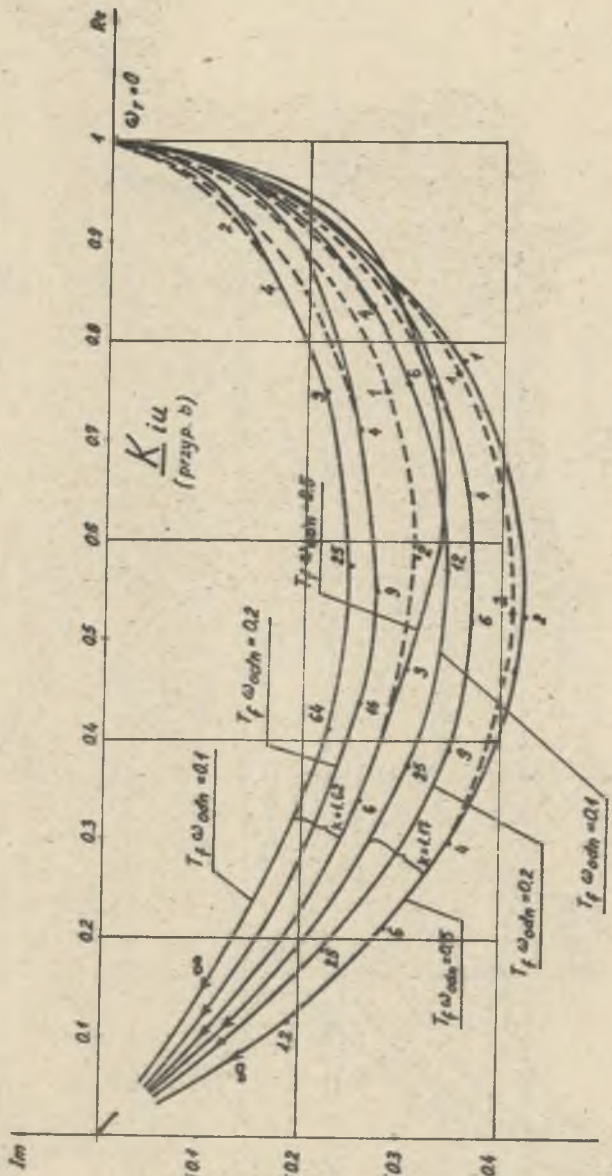
$$k = 1 + \frac{1_e}{\mu_{er}\delta}.$$



Rys. 2. Modułowo-fazowa charakterystyka $\frac{I_f}{\frac{U_f}{R}} = \left(\frac{I_f(p)}{U_f(p)}\right)\frac{}{R}$, $\omega_r = \frac{\omega}{\omega_{odn}}$, $\omega_{odn} = 2(2/d_z a)^2$ dla przypadku konfiguracji a



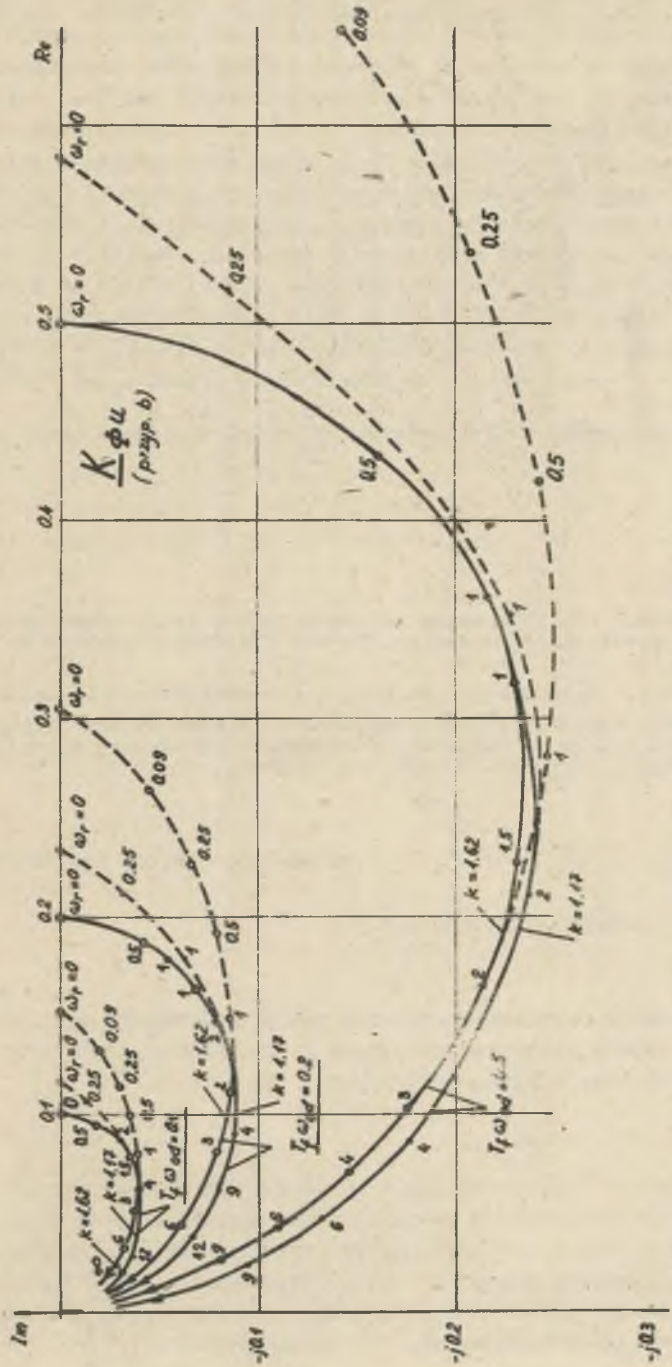
Rys. 3. Modułowo-fazowa charakterystyka $\frac{\Phi\omega_{odn}}{U_f} = \left(\frac{\psi(p)\,\omega_{odn}}{U_f(p)}\right)$ $p = j\omega$, $\omega_r = \frac{\omega}{\omega_{odn}}$, $\omega_{odn} = 2(2/d_z a)^2$ dla przypadku konfiguracji a



Rys. 4. Modułowo-fazowa charakterystyka $\frac{I_f}{\frac{U_f}{R}} = \left(\frac{I_f(p)}{U_f(p)}\right)\frac{R}{}$, $p = j\omega$, $\omega_r = \frac{\omega}{\omega'_{odn}}$, $\omega'_{odn} = 2(2/d_s)^2$

dla przypadku konfiguracji b

——— charakterystyka dokładna, - - - - - - charakterystyka przybliżona



Rys. 5. Modułowo-fazowa charakterystyka $\frac{\Psi\,\omega'_{odn}}{U_f} = \left(\frac{\psi(p)\,\omega'_{odn}}{U_f(p)}\right)$ $p = j\omega$, $\omega_r = \frac{\omega}{\omega'_{odn}}$, $\omega'_{odn} = 2(2/da)^2$

dla przypadku konfiguracji b

——— charakterystyka dokładna, - - - - - - charakterystyka 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 jednoinercyjności 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 zbieżne 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

Р е з ю м е

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: $\frac{I}{U}$ и $\frac{\Phi}{U}$

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 $\frac{\underline{I}}{\underline{U}}$, $\frac{\underline{\Phi}}{\underline{U}}$ 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.