ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1983

Seria: ELEKTRYKA z. 86 Nr kol. 758

Bernard BARON

CEWKA TOROIDALNA W QUASI-STACJONARNYM POLU MAGNETYCZNYM

Streszczenie. W pracy wyprowadzono wzór na sygnał napięciowy cewki Rogowskiego w kształcie toroidu o przekroju prostokątnym i kołowym przy założeniu ciągłej i stałej gęstości zwojów tej cewki, indukowany przez zmienny w czasie prąd płynący w przewodzie usytuowanym prostopadle do płaszczyzny położenia toroidu.

1. Wstęp

Precyzyjne utrzymanie parametrów łuku elektrycznego jest bardzo istotne ze względu na efektywność pieców łukowych i łukowo-oporowych. Prądy płynące w piecach łukowych znacznie przekraczają 10 kA. Do pomiaru takich prądów względnie nowym rozwiązaniem jest cewka Rogowskiego. Zastosowanie takich układów pomiarowych w regulacji pracy ręcznej, jak i automatycznej pieca umożliwia symetryzację i stabilizację mocy wydzielanej w otoczeniu poszczególnych elektrod pieca w określonych fazach cyklu technicznego, a także skrócenie czasu topienia i zmniejszenie zużycia energii [5].

Eliminację wpływu obcych pól magnetycznych można osiągnąć stosując nawinięcie dwuwarstwowe cewki Rogowskiego [3] lub stosując wyprowadzenie początku i końca cewki jednowarstwowej podane w pracy [1].

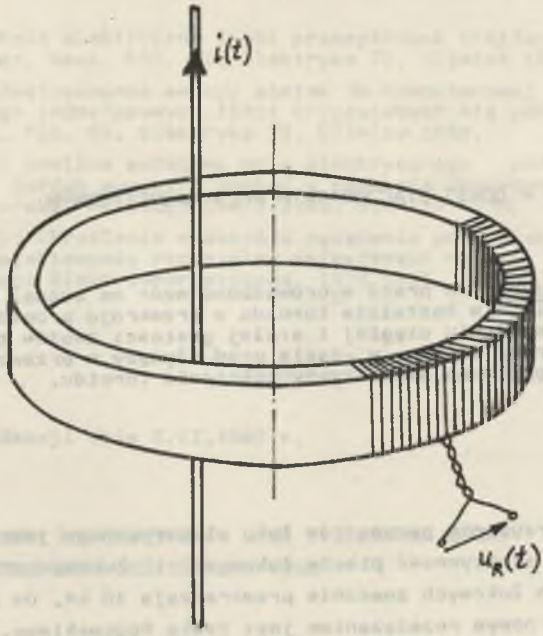
Sygnał napięciowy $u_R(t)$ cewki Rogowskiego wyraża się wzorem

$$u_R(t) = \mu_0 ws \frac{di}{dt} \tag{1}$$

gdzie:

- w - gęstość zwojów cewki stała wzdłuż osi cewki,
- s - pole powierzchni przekroju poprzecznego,
- μ_0 - przenikalność magnetyczna próżni,
- $i(t)$ - natężenie prądu w przewodzie objętym cewką (rys. 1).

Wzór (1) wyprowadza się przy założeniu, że strumień magnetyczny przenikający przez wdl zwojów cewki jest równy $\mu_0 H_\varphi s$, gdzie H_φ jest składową natężenia pola magnetycznego styczną do osi paska w danym punkcie przekroju cewki (rys. 1). Takie obliczenie strumienia magnetycznego w oparciu o wartość indukcji w osi paska jest niewątpliwie pewnym przybliżeniem. W niniejszej pracy postawiono sobie za cel wyprowadzenie wzoru na sygnał



Rys. 1. Cewka Rogowskiego

napięciowy cewki Rogowskiego przy znacznie osłabionych założeniach, uwzględniających niejednorodność pole magnetycznego przy obliczaniu strumienia skojarzonego z poszczególnymi zwojami cewki oraz dowolność miejsca przenikania prądu $i(t)$ przez powierzchnię położenia cewki toroidalnej.

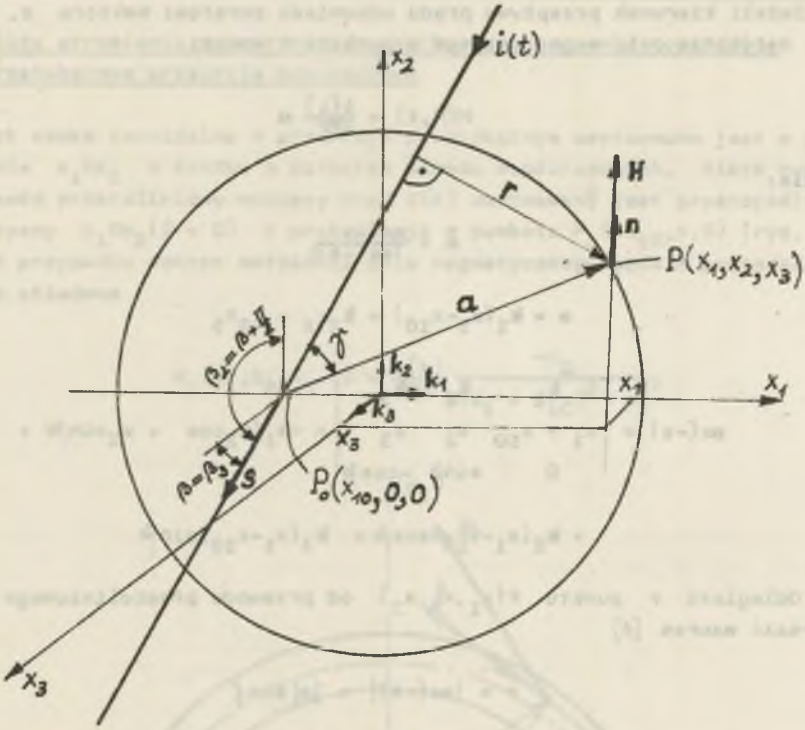
2. Pole magnetyczne przewodu prostoliniowego

Mając na uwadze obliczanie strumienia magnetycznego skojarzonego z cewką toroidalną, zakłada się dowolne usytuowanie przewodu prostoliniowego wiodącego prąd $i(t)$ względem prostokątnego układu współrzędnych. Nie tracąc nic z ogólności rozważań, zakłada się, że przewód prostoliniowy przechodzi przez punkt o współrzędnych $(x_{10}, 0, 0)$ (rys. 2) oraz jest prostopadły do osi x_1, a jego kosinusy kierunkowe względem osi x_2 i x_3 wynoszą odpowiednio $\cos\beta_2$ i $\cos\beta_3$. Składowe wektora s stanowią kosinusy kierunkowe przewodu prostoliniowego

$$s = k_2\cos\beta_2 + k_3\cos\beta_3 \tag{2}$$

gdzie

$$\cos^2\beta_2 + \cos^2\beta_3 = 1$$



Rys. 2. Przewód prostoliniowy z prądem w prostokątnym układzie współrzędnych

Zgodnie z założeniem przewód prostoliniowy leży w płaszczyźnie $x_1 = x_{10}$ równoległej do płaszczyzny x_2Ox_3. Przyjmując więc oznaczenie $\beta = \beta_3$ oraz uwzględniając, że $\beta_2 = \beta + \frac{\pi}{2}$ (rys. 2), wektor s można zapisać w postaci

$$s = -k_2 \sin\beta + k_3 \cos\beta \tag{3}$$

Moduł wektora natężenia pola magnetycznego tak usytuowanego przewodu prostoliniowego wiodącego prąd $i(t)$ wyraża się wzorem

$$H = \frac{i(t)}{2\pi r}$$

gdzie:

r - odległość punktu P o współrzędnych x_1, x_2, x_3 od przewodu prostoliniowego.

Jeżeli kierunek przepływu prądu odpowiada zwrotowi wektora s, to wektor natężenia pola magnetycznego w punkcie P wynosi

$$H(P,t) = \frac{i(t)}{2\pi r}\, n \tag{4}$$

gdzie:

$$n = \frac{a \times (-s)}{|a \times (-s)|} \tag{5}$$

$$a = k_1(x_1 - x_{10}) + k_2 x_2 + k_3 x_3 \tag{6}$$

$$a \times (-s) = \begin{vmatrix} k_1 & k_2 & k_3 \\ x_1 - x_{10} & x_2 & x_3 \\ 0 & \sin\beta & -\cos\beta \end{vmatrix} = -k_1(x_2\cos\beta + x_3\sin\beta) + k_2(x_1 - x_{10})\cos\beta + k_3(x_1 - x_{10})\sin\beta \tag{7}$$

Odległość r punktu $P(x_1, x_2, x_3)$ od przewodu prostoliniowego można wyrazić wzorem [4]

$$r = |a \times (-s)| = |a| \sin\gamma \tag{8}$$

Uwzględniając we wzorze (4) wyrażenie (5), (7) i (8), otrzymuje się ostatecznie następujący wzór na wektor natężenia pola magnetycznego

$$H(x_1, x_2, x_3, t) = \frac{i(t)}{2\pi} \cdot \frac{-k_1(x_2\cos\beta + x_3\sin\beta) + k_2(x_1 - x_{10})\cos\beta + k_3(x_1 - x_{10})\sin\beta}{(x_2\cos\beta + x_3\sin\beta)^2 + (x_1 - x_{10})^2} \tag{9}$$

Składowe wektora (9) wynoszą

$$H_1(x_1, x_2, x_3, t) = \frac{i(t)}{2\pi} \cdot \frac{-(x_2\cos\beta + x_3\sin\beta)}{(x_2\cos\beta + x_3\sin\beta)^2 + (x_1 - x_{10})^2} \tag{10}$$

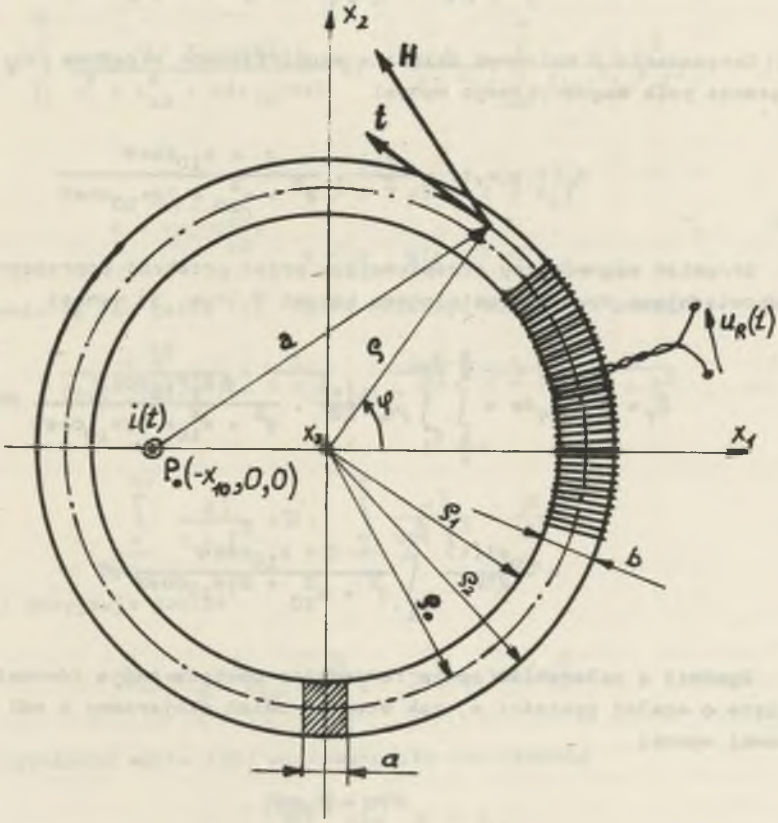
$$H_2(x_1, x_2, x_3, t) = \frac{i(t)}{2\pi} \cdot \frac{(x_1 - x_{10})\cos\beta}{(x_2\cos\beta + x_3\sin\beta)^2 + (x_1 - x_{10})^2} \tag{11}$$

$$H_3(x_1, x_2, x_3, t) = \frac{i(t)}{2\pi} \cdot \frac{(x_1 - x_{10})\sin\beta}{(x_2\cos\beta + x_3\sin\beta)^2 + (x_1 - x_{10})^2} \tag{12}$$

3. Analiza strumienia magnetycznego skojarzonego z cewką toroidalną o prostokątnym przekroju poprzecznym

Niech cewka toroidalna o przekroju prostokątnym usytuowana jest w płaszczyźnie x_1Ox_2 o środku w początku układu współrzędnych. Niech ponadto przewód prostoliniowy wiodący prąd $i(t)$ usytuowany jest prostopadle do płaszczyzny $x_1Ox_2(\beta = 0)$ i przecina ją w punkcie $P_0(-x_{10},0,0)$ (rys. 3). W takim przypadku wektor natężenia pola magnetycznego będzie posiadał tylko dwie składowe

$$H_1(x_1,x_2,x_3,t) = \frac{i(t)}{2\pi}\frac{-x_2}{(x_1 + x_{10})^2 + x_2^2};$$



Rys. 3. Cewka toroidalna o przekroju prostokątnym w polu magnetycznym przewodu prostoliniowego

$$H_2(x_1,x_2,x_3,t) = \frac{i(t)}{2\pi}\,\frac{x_1 + x_{10}}{(x_1 + x_{10})^2 + x_2^2}$$

Składowa styczna wektora natężenia pola magnetycznego do okręgów o promieniu ϱ koncentrycznych z osią x_3 (rys. 3) wynosi

$$H_\varphi(x_1,x_2,x_3,t) = \mathbf{H}(x_1,x_2,x_3,t).\mathbf{t} \tag{14}$$

gdzie:

$$x_1 = \varrho\cos\varphi, \quad x_2 = \varrho\sin\varphi \tag{15}$$

$$\mathbf{t} = \frac{1}{\varrho}\,\mathbf{k}_1\,\frac{dx_1}{d\varphi} + \mathbf{k}_2\,\frac{dx_2}{d\varphi} = -\mathbf{k}_1\sin\varphi + \mathbf{k}_2\cos\varphi \tag{16}$$

Ostatecznie w walcowym układzie współrzędnych składowa H_φ wektora natężenia pola magnetycznego wynosi

$$H_\varphi(\varrho,\varphi,x,t) = \frac{i(t)}{2}\cdot\frac{\varrho + x_{10}\cos\varphi}{\varrho^2 + x_{10}^2 + 2\varrho x_{10}\cos\varphi} \tag{17}$$

Strumień magnetyczny przepływający przez przekrój poprzeczny toroidu odpowiadający dowolnie ustalonemu kątowi φ (rys. 3) wynosi

$$\Phi_\varphi = \int_{S_\varphi}\mu_0 H_\varphi ds = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}}\int_{\varrho_1}^{\varrho_2}\mu_0\,\frac{i(t)}{2\pi}\cdot\frac{\varrho + x_{10}\cos\varphi}{\varrho^2 + x_{10}^2 + 2\varrho x_{10}\cos\varphi}\,d\varrho dx =$$

$$= \frac{\mu_0 a i(t)}{2\pi}\int_{\varrho_1}^{\varrho_2}\frac{\varrho + x_{10}\cos\varphi}{\varrho^2 + x_{10}^2 + 2\varrho x_{10}\cos\varphi}\,d\varrho \tag{18}$$

Zgodnie z założeniem cewka toroidalna posiada zwoje równomiernie nawinięte o stałej gęstości w, tak więc strumień skojarzony z wdl zwojami tej cewki wynosi

$$d\Psi_\square = \Phi_\varphi w dl \tag{19}$$

gdzie miara łuku dl toroidu liczona jest na osi cewki, tj. na promieniu ϱ_0, a więc $dl = \varrho_0 d\varphi$.

Całkowity strumień magnetyczny skojarzony z cewką toroidalną wyniesie więc

$$\Psi_{\square} = \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_i w \rho_0 d\varphi = \mu_0 a \rho_0 w\, i(t) \frac{1}{2\pi} \int_{\rho_1}^{\rho_2} \frac{\rho + x_{10}\cos\varphi}{\rho^2 + x_{10}^2 + 2\rho x_{10}\cos\varphi}\, d\varphi\, d\rho \tag{20}$$

Wykonując w całce podwójnej (20) całkowanie ze względu na zmienną, należy dokonać podstawienia

$$\xi = \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}; \quad \cos\varphi = \frac{1-\xi^2}{1+\xi^2}; \quad d\varphi = \frac{2d\xi}{1+\xi^2}$$

dla którego

$$\mathcal{C}_1 = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho + x_{10}\cos\varphi}{\rho^2 + x_{10}^2 + 2\rho x_{10}\cos\varphi}\, d\varphi = \frac{2}{\rho - x_{10}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{c + \xi^2}{(1+\xi^2)(c^2+\xi^2)} \tag{21}$$

gdzie:

$$c = \frac{\rho + x_{10}}{\rho - x_{10}}; \quad \begin{array}{ll} c > 0 & \text{dla } \rho > x_{10} \\ c < 0 & \text{dla } \rho < x_{10} \end{array} \tag{22}$$

Funkcję wymierną pod całką (21) można rozwinąć na ułamki proste

$$\frac{c + \xi^2}{(1+\xi^2)(c^2+\xi^2)} = \frac{1}{c+1} \cdot \frac{1}{1+\xi^2} + \frac{c}{c+1} \cdot \frac{1}{c^2+\xi^2} \tag{23}$$

Ponieważ

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{1+\xi^2} = \pi; \quad \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{c+\xi^2} = \frac{\pi}{|c|}$$

całka (21) przyjmuje postać

$$\mathcal{C}_1 = \frac{2}{\rho - x_{10}} \left[\frac{\pi}{c+1} + \frac{\pi}{c+1}\sin(c)\right]$$

a po uwzględnieniu wzoru (22) otrzymuje się ostatecznie

$$\mathcal{C}_1 = \begin{cases} \frac{2\pi}{\rho} & \text{dla } \rho > x_{10} \\ 0 & \text{dla } \rho < x_{10} \end{cases} \tag{24}$$

Ze wzoru (24) wynika, że jeżeli przewód prostoliniowy leży na zewnątrz cewki toroidalnej $(\varrho < x_{10})$, to całkowity strumień magnetyczny skojarzony z tą cewką jest równy zeru. Jeżeli natomiast cewka toroidalna obejmuje przewód prostoliniowy $(\varrho > x_{10})$, to wzór (20) przyjmie postać:

$$\Psi_{\square} = \mu_0 a \varrho_0 w\, i(t) \int_{\varrho_1}^{\varrho_2} \frac{d\varrho}{\varrho} = \mu_0 a \varrho_0 w\, i(t) \ln \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \tag{25}$$

Zakładając, że $\varrho_2 = \varrho_0 + \frac{b}{2}$, $\varrho_1 = \varrho_0 - \frac{b}{2}$ oraz $\frac{b}{2\varrho_0} < 1$, można skorzystać z następującego rozwinięcia

$$\ln \frac{\varrho_2}{\varrho_1} = \ln \frac{\varrho_0 + \frac{b}{2}}{\varrho_0 - \frac{b}{2}} = \ln \frac{1 + \frac{b}{2\varrho_0}}{1 - \frac{b}{2\varrho_0}} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n-1} \left(\frac{b}{2\varrho_0}\right)^{2n-1}$$

$$= \frac{b}{\varrho_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)2^{2n}} \left(\frac{b}{\varrho_0}\right)^{2n} \tag{26}$$

Uwzględniając szereg (26) we wzorze (25), otrzymuje się następujący wzór na całkowity strumień magnetyczny skojarzony z cewką toroidalną

$$\Psi_{\square} = \mu_0 abw\, i(t) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)2^{2n}} \left(\frac{b}{\varrho_0}\right)^{2n} \tag{27}$$

Napięcie $u(t)$ indukowane w cewce Rogowskiego wyraża się wzorem

$$u_R(t) = \frac{d\Psi_{\square}}{dt} = \mu_0 abw \frac{di}{dt} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)2^{2n}} \left(\frac{b}{\varrho_0}\right)^{2n} \tag{28}$$

Porównując otrzymany wzór (28) ze wzorem (1) znanym z literatury, można zauważyć, że ten drugi stanowi pierwsze przybliżenie wzoru wyprowadzonego w niniejszej pracy dla $n=0$. Różnica ta jest tym mniejsza, im mniejszy jest stosunek wymiaru poprzecznego cewki b do promienia toroidu ϱ_0. Z przeprowadzonych rozważań wynika, że napięcie $u(t)$ indukowane w cewce toroidalnej nie zależy od położenia punktu przecięcia przewodu prostoliniowego wiodącego prąd $i(t)$ z płaszczyzną, na której leży toroid. Jeżeli bowiem tylko cewka toroidalna obejmuje przewód prostoliniowy z prądem $i(t)$,

to napięcie indukowane w niej wyraża się wzorem (28) niezależnym od współrzędnych punktu $P_0(x_{10},0,0)$, natomiast w przypadku przeciwnym napięcie to jest zawsze równe zeru.

4. Analiza strumienia magnetycznego skojarzonego z cewką toroidalną o kołowym przekroju poprzecznym

Ażeby uchwycić analitycznie wpływ kształtu przekroju poprzecznego cewki toroidalnej na napięcie indukowane w tej cewce, proponuje się wyprowadzenie wzoru również dla cewki toroidalnej o przekroju kołowym, z uwzględnieniem wszystkich założeń poczynionych w punkcie 3. Zgodnie z tym założeniem w walcowym układzie współrzędnych składowa H_φ wektora natężenia pola magnetycznego wyraża się wzorem (17). Podstawiając we wzorze (17)

$$\rho = \rho_0 + r\cos\alpha \tag{29}$$

otrzymuje się

$$H_\varphi(\varphi,\alpha,r,t) = \frac{i(t)}{2\pi}\cdot\frac{\rho_0 + r\cos\alpha + x_{10}\cos\varphi}{x_{10}^2 + (\rho_0 r\cos\alpha)^2 + 2(\rho_0 + r\cos\alpha)x_{10}\cos\varphi} \tag{30}$$

Strumień magnetyczny przepływający przez przekrój poprzeczny toroidu odpowiadający dowolnie ustalonemu kątowi φ (rys. 4) wynosi

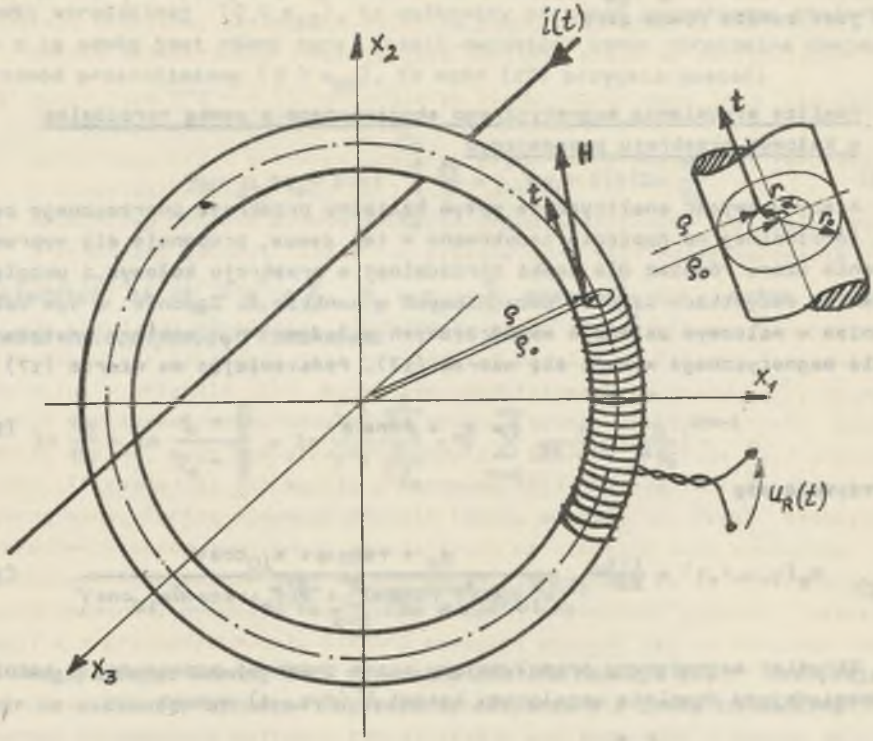
$$\Phi_\varphi = \int_{s_\varphi}\mu_0 H_\varphi ds = \int_0^{r_0}\int_{-\pi}^{\pi}\mu_0\frac{i(t)}{2\pi}\frac{(\rho_0+r\cos\alpha+x_{10}\cos\varphi)rdrd\alpha}{x_{10}^2 + (\rho_0+r\cos\alpha)^2 + 2(\rho_0+r\cos\alpha)x_{10}\cos\varphi} \tag{31}$$

Całkowity strumień magnetyczny skojarzony z cewką toroidalną wynosi więc

$$\Psi_0 = \int_{-\pi}^{\pi}\Phi_\varphi w\rho_0 d\varphi = \mu_0 w\rho_0 i(t)\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\int_0^{r_0}\int_{-\pi}^{\pi}\frac{(\rho+r\cos\alpha+x_{10}\cos\varphi)rdrd\alpha d\varphi}{x_{10}^2+(\rho_0+r\cos\alpha)^2+2(\rho_0+r\cos\alpha)x_{10}\cos\varphi} \tag{32}$$

Wykonując całkowanie w całce (32) ze względu na zmienną φ, otrzymuje się zgodnie ze wzorem (24), po podstawieniu za $\rho = \rho_0 + r\cos\alpha$, następujący wynik

$$\Psi_0 = \mu_0 w\rho_0\, i(t)\int_{-\pi}^{\pi}\int_0^{r_0}\frac{rdrd\alpha}{\rho_0 + r\cos\alpha} \tag{33}$$



Rys. 4. Cewka toroidalna o przekroju kołowym w polu magnetycznym przewodu prostoliniowego

Całkując następnie w całce (33) ze względu na zmienną α stosując podstawienie $\eta = \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}$, otrzymuje się

$$\mathcal{C}_2 = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\alpha}{\varrho_0 + r\cos\alpha} = \frac{2}{\varrho_0 - r}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\eta}{\frac{\varrho_0 + r}{\varrho_0 - r} + \eta^2} = \frac{2\pi}{\sqrt{\varrho_0^2 - r^2}} \tag{34}$$

Uwzględniając całkowanie (34) w całce podwójnej (33), otrzymuje się

$$\Psi_0 = \mu_0 w\, \varrho_0 i(t) 2\pi \int_0^{r_0} \frac{r\,dr}{\sqrt{\varrho_0^2 - r^2}} \tag{35}$$

Operację całkowania w całce (35) można wykonać, stosując podstawienie

$$z = \sqrt{\varrho_o^2 - r^2}$$

dla którego

$$\mathcal{C}_3 = \int_0^{r_o} \frac{r\,dr}{\sqrt{\varrho_o^2 - r^2}} = -\int_{\varrho_o}^{\sqrt{\varrho_o^2 - r_o^2}} dz = \varrho_o\left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_o}{\varrho_o}\right)^2}\right) \tag{36}$$

Ostatecznie strumień magnetyczny skojarzony z cewką toroidalną o kołowym przekroju poprzecznym wyraża się wzorem

$$\Psi_o = \mu_o w \pi \varrho_o^2 i(t) 2 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_o}{\varrho_o}\right)^2}\right) \tag{37}$$

Jeżeli $\frac{r_o}{\varrho_o} < 1$, to istnieje następujące rozwinięcie funkcji $\sqrt{1 - \left(\frac{r_o}{\varrho_o}\right)^2}$

$$\sqrt{1 - \left(\frac{r_o}{\varrho_o}\right)^2} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[2(n-1)]!}{2^{2n-1}(n!)(n-1)!} \left(\frac{r_o}{\varrho_o}\right)^{2n} \tag{38}$$

W związku z tym wzór na całkowity strumień magnetyczny skojarzony z cewką toroidalną o kołowym przekroju poprzecznym jest następujący

$$\Psi_o = \mu_o w \pi r_o^2 i(t) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)!}{2^{2n}(n+1)!\,(n!)} \left(\frac{r_o}{\varrho_o}\right)^{2n} \tag{39}$$

co pozwala napisać wzór na napięcie indukowane w tej cewce w postaci

$$u_R(t) = \frac{d\Psi_o}{dt} \mu_o w \pi r_o^2 \frac{di(t)}{dt} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)!}{2^{2n}(n+1)!\,(n!)} \left(\frac{r_o}{\varrho_o}\right)^{2n} \tag{40}$$

Dla $n = 0$ wzór (40) pokrywa się ze wzorem (1) znanym z literatury, w którym $s = \pi r_o^2$.

5. Zakończenie

Porównując wzory (26) i (40) na napięcie indukowane w cewkach toroidalnych o przekrojach poprzecznych (odpowiednio: prostokątnym i kołowym), można zauważyć, że różnią się one postacią szeregu począwszy od drugiego wyrazu. Szeregi te stanowią funkcję określającą wpływ wymiarów geometrycznych $\frac{b}{\varrho_0}$, $\frac{r_0}{\varrho_0}$ na napięcie indukowane w cewce toroidalnej. Funkcja ta jest szczególnie istotna, gdy toroid znajduje się w bezpośredniej bliskości przewodu wiodącego prąd. Wówczas w celu określenia napięcia indukowanego w cewce toroidalnej należy zgodnie ze wzorami (28) i (40) wziąć dostatecznie dużo wyrazów tych szeregów.

Jeżeli promień przewodu wiodącego prąd i(t) jest bardzo mały w porównaniu z promieniem cewki toroidalnej obejmującej ten przewód, to niezależnie od kształtu przekroju poprzecznego toroidu napięcie indukowane w jego cewce, z dokładnością do pierwszego przybliżenia, wyraża się wzorem (1).

Należy również podkreślić, że wzory (28) i (40) zostały wyprowadzone przy idealizacji polegającej na założeniu ciągłej i stałej gęstości w zwojów cewki toroidalnej. Było to niezbędne z uwagi na możliwość całkowania wyrażeń na całkowity strumień magnetyczny skojarzony z cewką, zamiast sumowania jego składowych po wszystkich zwojach. Należy się więc liczyć z tym, że w rzeczywistych cewkach toroidalnych napięcie indukowane w nich w pewnym stopniu będzie zależało od położenia przewodu z prądem względem toroidu cewki. Będzie tak wówczas, gdy przewód z prądem o małym promieniu w porównaniu z promieniem toroidu cewki będzie znajdował się blisko zwojów cewki, których równomierność nawinięcia podyktowana jest możliwościami technicznymi.

LITERATURA

[1] Bartodziej G., Giś W., Piętka E.: Koncepcja pomiaru wielkich prądów w torach wielkoprądowych pieców łukowych i łukowo-oporowych, Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 76, Gliwice 1981.

[2] Fichtenholz G.M.: Rachunek różniczkowy i całkowy. T. II, PWN, Warszawa 1978.

[3] Kierus K., Dmochowski Z.: Analizator przebiegów prądu na piecu łukowym. Opis patentu nr 102707 Kl. Goir, 19, 16, Ho5b 7,00, zgł. 30, 12.76.

[4] Leja F.: Geometria analityczna. PWN, Warszawa 1963.

[5] Lebeda S., Machler A.: Rogowski-Spulen zur exakten Strommessung bei der Elektrodenregelung von Lichtbogenschmelzofen. Brown Boveri Mitteilungen 10/11 1981 (68) s. 387-389.

[6] Lebeda S., Grossniklaus U.: Kompaktgerat für die Messung von wechtselstromen unter Verwendung von Rogowski-Spulen. Energie 33 1981 (2) 28-31.

Recenzent: prof. dr inż. Maciej Krakowski

Wpłynęło do redakcji dnia 16.VI.1982 r.

ТОРОИДАЛЬНАЯ КАТУШКА В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р е з ю м е

В статье выведено уравнение на напряжение катушек Роговского тороидальной формы с прямоугольным и круглым сечениями. Уравнения выведено при допущению непрерывной и постоянной плотности намотки а также перпендикулярного к плоскости торида положения провода с током.

TOROIDAL COIL IN THE QUASISTATIONARY MAGNETIC FILD

S u m m a r y

In the paper a formula for the voltage signal of Rogowski's coil formed as the toroid with the rectangular or circle section is found. It is assumed that coil density is continuous, constant and a signal is inducted by the time variable current flowing in the conductor perpendicular to the plane of toroid.