

Tomasz SZCZEGIELNIAK\*  
Dariusz KUSIAK\*  
Zygmunt PIĄTEK\*

## POLE MAGNETYCZNE WOKÓŁ EKRANOWANYCH TRÓJFAZOWYCH TORÓW WIELKOPRĄDOWYCH

Pole magnetyczne generowane przez prądy w torach wielkopiędowych osiąga duże wartości, co może zakłócać pracę sąsiednich urządzeń elektrycznych jak również niekorzystnie wpływać na zdrowie ludzkie. Dlatego też dokładne wyznaczenie pola magnetycznego w otoczeniu torów wielkopiędowych jest zagadnieniem bardzo ważnym. Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie analitycznej metody wyznaczenia pola magnetycznego w otoczeniu rurowych ekranowanych torów wielkopiędowych. Zaprezentowaną analityczną metodę skonfrontowano z metodą numeryczną opartą na metodzie elementów skończonych, zastosowaną w programie FEMM. W obliczeniach analitycznych uwzględniono zjawiska naskórkowości oraz zbliżenia.

SŁOWA KLUCZOWE: tory wielkopiędowe, pole elektromagnetyczne, FEMM

### 1. WSTĘP

Projektowanie torów wielkopiędowych na coraz większe prądy i napięcia stwarza konieczność precyzyjnego opisu zjawisk elektromagnetycznych, dynamicznych i termicznych. Podstawę do analizy zjawisk dynamicznych i termicznych zachodzących w torach wielkopiędowych stanowi informacja o rozkładzie pola elektromagnetycznego. Pola te, o częstotliwości przemysłowej, oddziałują na własne elementy oraz na szeroko rozumiane otoczenie - inne urządzenia i aparaty elektroenergetyczne, konstrukcje stalowe, elektroniczne obwody sterowania, kontroli i transmisji danych, środowiska naturalne i na człowieka. Przekroczenie przez te pola pewnych dopuszczalnych wartości natężeń prowadzi do nieprawidłowego funkcjonowania urządzeń elektrycznych, nadmiernego nagrzewania się konstrukcji stalowych, degradacji środowiska naturalnego i może także stwarzać zagrożenia dla człowieka [1-10]. Wszystkie te problemy można sprowadzić do zagadnień kompatybilności elektromagnetycznej, dla której wymaga się precyzyjnego określania wartości natężeń pól ma-

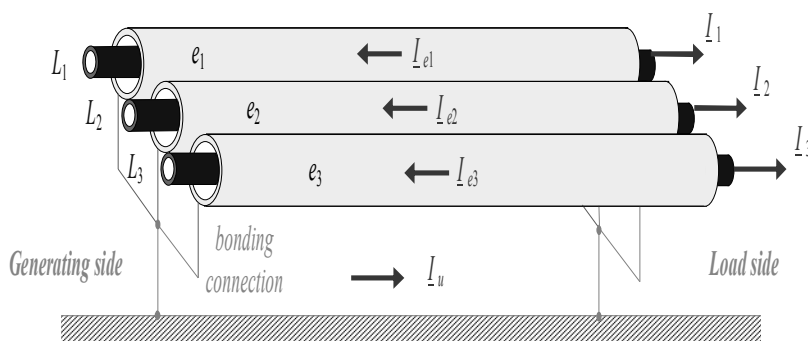
---

\* Politechnika Częstochowska.

gnetycznych o częstotliwości przemysłowej różnych rozwiązań konstrukcyjnych torów wieloprądowych [1-10].

Analiza zjawisk elektrodynamicznych zachodzących w torach wieloprądowych wymaga uwzględnienia kształtów przewodów fazowych oraz osłon. Ponadto konieczne jest uwzględnianie wszystkich wzajemnych sprzężeń pomiędzy poszczególnymi przewodami a także między przewodami i osłoną.

Tory prądowe jednobiegunowe z izolowanymi fazami są budowane dla wysokich i najwyższych napięć. Każda faza znajduje się w osobnej osłonie (ang. IPGIL - Isolated Phase Gas Insulated Line). Przewód fazowy jest zazwyczaj przewodem rurowym lub profilowanym z aluminium, ze stopu aluminium lub miedzi. Osłony wykonane są ze stopów aluminiowych, rzadziej ze stali niemagnetycznej (Rys. 1). Jeżeli tor prądowy układany jest w ziemi, to dodatkowo instaluje się koncentryczną, zewnętrzną obudowę stalową [1-10].



Rys. 1. Trójfazowy płaski tor wieloprądowy z izolowanymi fazami

Rozróżnia się trzy zasadnicze sposoby połączeń osłon toru wieloprądowego:

- osłony izolowane, uziemione w jednym punkcie,
- osłony ciągłe z uziemieniem na ich końcach lub także w punktach pośrednich,
- osłony ciągłe z uziemieniem na ich końcach poprzez dławiki.

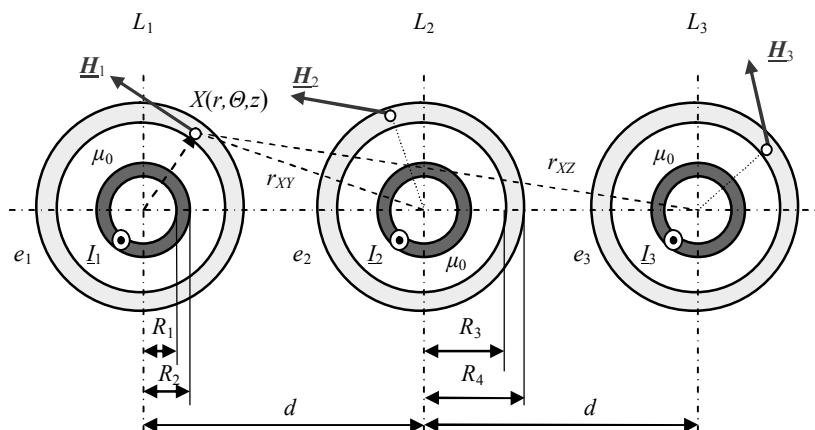
W osłonach torów wieloprądowych indukują się siły elektromotoryczne wywołane przemiennym polem magnetycznym prądów w przewodach fazowych. Jeśli osłony te zwarte są między sobą lub uziemiane, to pojawiają się w nich tzw. prądy powrotne. Wartości tych prądów zależą od sposobów połączenia osłon między sobą, od sposobów uziemienia oraz od parametrów elektrycznych osłoniętego toru wieloprądowego, tzn. impedancji własnych przewodów fazowych i osłon oraz impedancji wzajemnych między przewodami i osłonami [1-10].

W niniejszej pracy wyznaczono pole magnetyczne wokół trójfazowego jednobiegunowego toru wieloprądowego z izolowanymi ekranami.

## 2. POLE MAGNETYCZNE W OBSZARZE ZEWNĘTRZNYM TRÓJFAZOWEGO EKRANOWANEGO TORU WIELKOPRĄDOWEGO

### 2.1. Pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym fazy $L_1$

Metalowa osłona dla własnego przewodu fazowego jest tzw. ekranem otwartym, co oznacza, że pole magnetyczne w jej obszarze zewnętrznym jest takie jak dla przypadku braku osłony. Własne pole magnetyczne w tym obszarze jest równe polu wytworzonemu przez nitkowy przewód fazowy z własnym prądem fazowym. Oznacza to, że rurowe przewody fazowe z rysunku 1 mogą być zastąpione przez przewody nitkowe odpowiednio z prądami  $\underline{I}_1$ ,  $\underline{I}_2$  oraz  $\underline{I}_3$  – Rys. 2.



Rys. 2. Trójfazowego jednobiegunowy ekranowany płaski tor wieloprądowy

Wtedy też pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym jest polem wytworzonym przez prądy fazowe w nitkowych przewodach fazowych oraz prądy wirowe indukowane w ekranach. Te ostatnie prądy generują tzw. pole magnetyczne oddziaływania zwrotnego.

Rozwiązując analitycznie różniczkowe równanie Helmholtza dla ośrodków przewodzących oraz równanie Laplace'a w środowisku nieprzewodzącym oraz korzystając z równań Maxwella można wyznaczyć pole elektromagnetyczne we wszystkich obszarach toru wieloprądowego przedstawionego na rysunku 2.

Całkowite pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym pierwszego przewodu określone jest wzorem

$$\underline{H}_1^{zew}(\underline{r}, \vartheta) = \underline{H}_{11}^{zew}(\underline{r}) + \underline{H}_{12}^{zew}(\underline{r}, \vartheta) + \underline{H}_{13}^{zew}(\underline{r}, \vartheta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{1r}^{zew}(\underline{r}, \vartheta) + \mathbf{1}_\vartheta \underline{H}_{1\vartheta}^{zew}(\underline{r}, \vartheta) \quad (1)$$

Pole magnetyczne wytworzone przez prąd  $\underline{I}_1$  (ekran otwarty) wynosi

$$\underline{H}_{11}^{zew}(\underline{r}) = \mathbf{1}_\vartheta \underline{H}_{11\vartheta}^{zew}(\underline{r}) \quad (2)$$

gdzie

$$\underline{H}_{11\theta}^{zew}(r) = \frac{\underline{I}_1}{2\pi r} \quad (2a)$$

Pole magnetyczne wywołane przez prąd  $\underline{I}_2$  ma postać

$$\underline{H}_{12}^{zew}(r, \Theta) = \underline{H}_{12}^w(r, \Theta) + \underline{H}_{12}^{oz}(r, \Theta) \quad (3)$$

We wzorze (3) pole magnetyczne  $\underline{H}_{12}^w(r, \Theta)$  generowane jest przez prąd  $\underline{I}_2$  i w układzie współrzędnych  $(r, \Theta)$  związanym z ekranem fazy  $L_1$  ma dwie składowe, czyli

$$\underline{H}_{12}^w(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{12r}^w(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{12\theta}^w(r, \Theta) \quad (4)$$

Składowe te mają postać

$$\underline{H}_{12r}^w(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_2}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{d}\right)^n \sin n\Theta \quad (4a)$$

oraz

$$\underline{H}_{12\theta}^w(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_2}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{d}\right)^n \cos n\Theta \quad (4b)$$

We wzorze (3) pole magnetyczne  $\underline{H}_{12}^{oz}(r, \Theta)$  jest tzw. polem magnetycznym oddziaływania zwrotnego i jest generowane przez prąd  $\underline{I}_2$ . W układzie współrzędnych  $(r, \Theta)$  związanym z ekranem fazy  $L_1$  pole to ma dwie składowe, czyli

$$\underline{H}_{12}^{oz}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{12r}^{oz}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{12\theta}^{oz}(r, \Theta) \quad (5)$$

Składowe tego pola mają postać

$$\underline{H}_{12r}^{oz}(r, \Theta) = \frac{\underline{I}_2}{2\pi \underline{\Gamma} R_3 r} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{d}\right)^n \frac{\underline{S}_{cn}}{\underline{d}_{cn}} \sin n\Theta \quad (5a)$$

oraz

$$\underline{H}_{12\theta}^{oz}(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_2}{2\pi \underline{\Gamma} R_3 r} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{d}\right)^n \frac{\underline{S}_{cn}}{\underline{d}_{cn}} \cos n\Theta \quad (5b)$$

W powyższych wzorach zespolony współczynnik propagacji fali elektromagnetycznej w ośrodku dobrze przewodzącym

$$\underline{\Gamma} = \sqrt{j\omega\mu\gamma} = \sqrt{\omega\mu\gamma} \exp[j\frac{\pi}{4}] = k + jk = \sqrt{2}j k \quad (6)$$

w którym współczynnik tłumienia

$$k = \sqrt{\frac{\omega\mu\gamma}{2}} = \frac{1}{\delta} \quad (7)$$

Ponadto współczynniki

$$\underline{d}_{cn} = I_{n-1}(\underline{\Gamma}R_4) K_{n+1}(\underline{\Gamma}R_3) - I_{n+1}(\underline{\Gamma}R_3) K_{n-1}(\underline{\Gamma}R_4) \quad (8)$$

oraz

$$\begin{aligned} \underline{s}_{cn} = & -n \frac{R_3}{R_4} K_n(\underline{\Gamma}R_4) [I_{n-1}(\underline{\Gamma}R_3) + I_{n+1}(\underline{\Gamma}R_3)] + \\ & + n \{ 2 I_{n+1}(\underline{\Gamma}R_4) K_n(\underline{\Gamma}R_3) + I_n(\underline{\Gamma}R_3) [K_{n-1}(\underline{\Gamma}R_4) + K_{n+1}(\underline{\Gamma}R_4)] \} + \quad (9) \\ & + \underline{\Gamma} R_3 [I_{n+1}(\underline{\Gamma}R_4) K_{n-1}(\underline{\Gamma}R_3) - I_{n-1}(\underline{\Gamma}R_3) K_{n-1}(\underline{\Gamma}R_4)] \end{aligned}$$

wyrażone są za pomocą zmodyfikowanych funkcji Bessela [11].

Ostatecznie pole magnetyczne w otoczeniu ekranu fazy  $L_1$  generowane przez prąd  $\underline{I}_2$  ma postać

$$\underline{H}_{12}^{zew}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{12r}^{zew}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{12\theta}^{zew}(r, \Theta) \quad (10)$$

którego składowe określone są wzorami

$$\underline{H}_{12r}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_2}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left( \frac{r}{d} \right)^n - \frac{1}{\underline{\Gamma} R_3} \left( \frac{R_4}{r} \right)^n \left( \frac{R_4}{d} \right)^n \frac{\underline{s}_{cn}}{d_{cn}} \right] \sin n\Theta \quad (10a)$$

oraz

$$\underline{H}_{12\theta}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_2}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left( \frac{r}{d} \right)^n + \frac{1}{\underline{\Gamma} R_3} \left( \frac{R_4}{r} \right)^n \left( \frac{R_4}{d} \right)^n \frac{\underline{s}_{cn}}{d_{cn}} \right] \cos n\Theta \quad (10b)$$

W podobny sposób jak powyżej wyznacza się pole magnetyczne generowane przez prąd  $\underline{I}_3$  w postaci wzoru

$$\underline{H}_{13}^{zew}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{13r}^{zew}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{13\theta}^{zew}(r, \Theta) \quad (11)$$

w którym składowe pola magnetycznego dane są wzorami

$$\underline{H}_{13r}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_3}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left( \frac{r}{2d} \right)^n - \frac{1}{\underline{\Gamma} R_3} \left( \frac{R_4}{r} \right)^n \left( \frac{R_4}{2d} \right)^n \frac{\underline{s}_{cn}}{d_{cn}} \right] \sin n\Theta \quad (11a)$$

oraz

$$\underline{H}_{13\theta}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_3}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left( \frac{r}{2d} \right)^n + \frac{1}{\underline{\Gamma} R_3} \left( \frac{R_4}{r} \right)^n \left( \frac{R_4}{2d} \right)^n \frac{\underline{s}_{cn}}{d_{cn}} \right] \cos n\Theta \quad (11b)$$

W podobny sposób można wyznaczyć pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym ekranu fazy  $L_2$  i  $L_3$ .

## 2.2. Pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym fazy $L_2$

Całkowite pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym ekranu fazy  $L_2$  określone jest wzorem

$$\underline{H}_2^{zew}(r, \Theta) = \underline{H}_{22}^{zew}(r) + \underline{H}_{21}^{zew}(r, \Theta) + \underline{H}_{23}^{zew}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{2r}^{zew}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{2\theta}^{zew}(r, \Theta) \quad (12)$$

Pole magnetyczne wytworzone przez prąd  $\underline{I}_2$  wynosi

$$\underline{H}_{22}^{zew}(r) = \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{22\theta}^{zew}(r) \quad (12a)$$

gdzie

$$\underline{H}_{22\theta}^{zew}(r) = \frac{I_2}{2\pi r} \quad (12b)$$

Pole magnetyczne wywołane przez prąd  $I_1$  opisuje równanie

$$\underline{H}_{21}^{zew}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{21r}^{zew}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{21\theta}^{zew}(r, \Theta) \quad (13)$$

którego składowe dane są wzorami

$$\underline{H}_{21r}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{I_1}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \left(\frac{r}{d}\right)^n - \frac{1}{\Gamma R_3} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{d}\right)^n \frac{s_{cn}}{d_{cn}} \right] \sin n\Theta \quad (13a)$$

oraz

$$\underline{H}_{21\theta}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{I_1}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \left(\frac{r}{d}\right)^n + \frac{1}{\Gamma R_3} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{d}\right)^n \frac{s_{cn}}{d_{cn}} \right] \cos n\Theta \quad (13b)$$

Pole magnetyczne generowane przez prąd  $I_3$  określone jest wzorem

$$\underline{H}_{23}^{zew}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{23r}^{zew}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{23\theta}^{zew}(r, \Theta) \quad (14)$$

którego składowe dane są wzorami

$$\underline{H}_{23r}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{I_3}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left(\frac{r}{d}\right)^n - \frac{1}{\Gamma R_3} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{d}\right)^n \frac{s_{cn}}{d_{cn}} \right] \sin n\Theta \quad (14a)$$

oraz

$$\underline{H}_{23\theta}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{I_3}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \left(\frac{r}{d}\right)^n + \frac{1}{\Gamma R_3} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{d}\right)^n \frac{s_{cn}}{d_{cn}} \right] \cos n\Theta \quad (14b)$$

### 2.3. Pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym fazy $L_3$

Całkowite pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym przewodu fazy  $L_3$  określone jest wzorem

$$\underline{H}_3^{zew}(r, \Theta) = \underline{H}_{33}^{zew}(r) + \underline{H}_{32}^{zew}(r, \Theta) + \underline{H}_{31}^{zew}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{3r}^{zew}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{3\theta}^{zew}(r, \Theta) \quad (15)$$

Pole magnetyczne wytworzone przez prąd  $I_3$

$$\underline{H}_{33}^{zew}(r) = \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{33\theta}^{zew}(r) \quad (16)$$

gdzie

$$\underline{H}_{33\theta}^{zew}(r) = \frac{I_3}{2\pi r} \quad (16a)$$

Pole magnetyczne wywołane przez prąd  $I_2$

$$\underline{H}_{32}^{zew}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{32r}^{zew}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{32\theta}^{zew}(r, \Theta) \quad (17)$$

którego składowe dane są wzorami

$$\underline{H}_{32r}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{I_2}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \left(\frac{r}{d}\right)^n - \frac{1}{\Gamma R_3} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{d}\right)^n \frac{s_{cn}}{d_{cn}} \right] \sin n\Theta \quad (17a)$$

oraz

$$\underline{H}_{32\theta}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{I_2}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \left(\frac{r}{d}\right)^n + \frac{1}{\Gamma R_3} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{d}\right)^n \frac{s_{cn}}{d_{cn}} \right] \cos n\Theta \quad (17b)$$

Pole magnetyczne generowane przez prąd  $I_1$  ma postać

$$\underline{H}_{31}^{zew}(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{31r}^{zew}(r, \Theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_{31\theta}^{zew}(r, \Theta) \quad (18)$$

którego składowe dane są wzorami

$$\underline{H}_{31r}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{I_1}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \left(\frac{r}{2d}\right)^n - \frac{1}{\Gamma R_3} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{2d}\right)^n \frac{s_{cn}}{d_{cn}} \right] \sin n\Theta \quad (18a)$$

oraz

$$\underline{H}_{31\theta}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{I_1}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[ \left(\frac{r}{2d}\right)^n + \frac{1}{\Gamma R_3} \left(\frac{R_4}{r}\right)^n \left(\frac{R_4}{2d}\right)^n \frac{s_{cn}}{d_{cn}} \right] \cos n\Theta \quad (18b)$$

### 3. PRZYKŁAD OBLICZENIOWY

W celu weryfikacji analitycznych wzorów przeprowadzono przykładowe obliczenia pola magnetycznego występującego wokół toru ELPE-36/15 produkowanego przez firmę Elektrobudowa SA [12]. Ponadto wykonano obliczenia numeryczne korzystając z programu FEMM [13] opartego na metodzie elementów skończonych.

Szynoprzewód ELPE-36/15 posiada następujące parametry geometryczne:  $R_1 = 0,236$  m,  $R_2 = 0,25$  m,  $R_3 = 0,594$  m,  $R_4 = 0,6$  m,  $d = 1,8$  m. Przewody fazowe oraz ekrany wykonane są z aluminium o konduktywności  $\gamma = 35$  MS·m<sup>-1</sup>. Prądy płynące przez przewody fazowe wynoszą odpowiednio

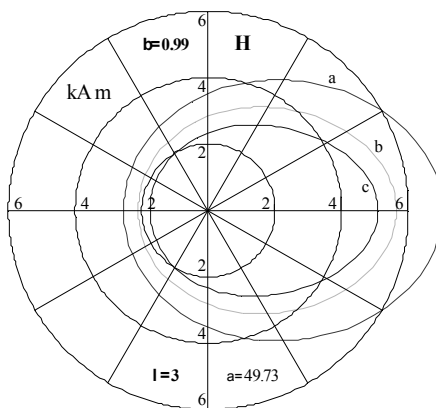
$$\underline{I}_1 = 15000 \exp[-j0] \text{ A}, \quad \underline{I}_2 = 15000 \exp[-j\frac{2}{3}\pi] \text{ A}, \quad \underline{I}_3 = 15000 \exp[j\frac{2}{3}\pi] \text{ A}$$

a częstotliwość wynosi 50 Hz.

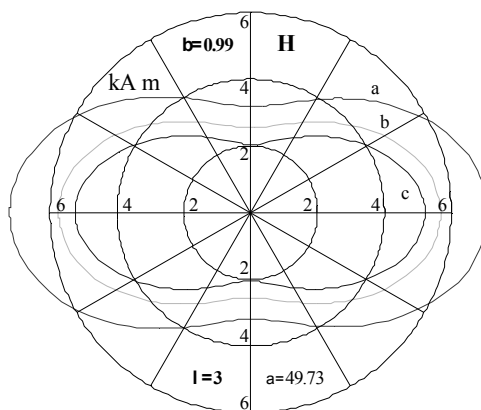
Pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym szynoprzewodu ELPE-36/15 wyznaczone metodą analityczną przedstawiono na rysunku 3.

Dla celów porównawczych, korzystając z programu FEMM, wyznaczono pole magnetyczne wokół szynoprzewodu ELPE-36/15 (Rys. 4) oraz wzdłuż odcinków A, B, C, D przedstawionych na rysunku 5. Odcinki A, B, C, D mają taką samą długość, która wynosi 0,6 m.

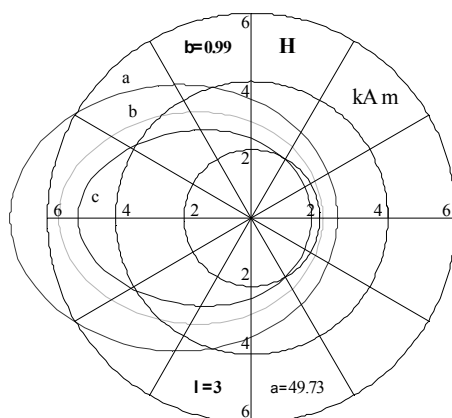
a)



b)



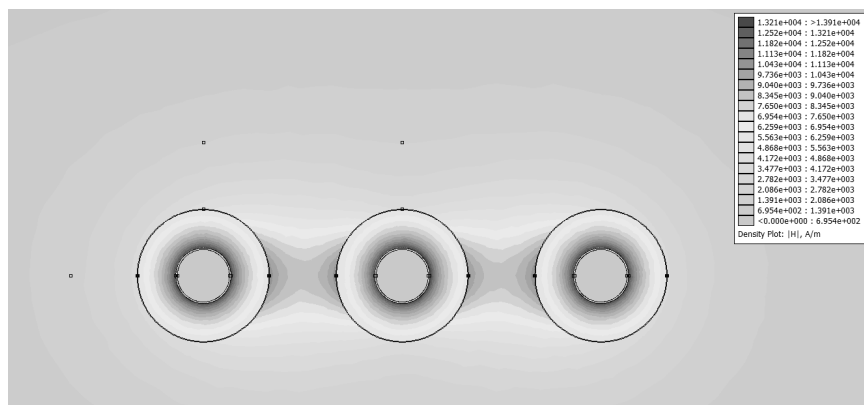
c)



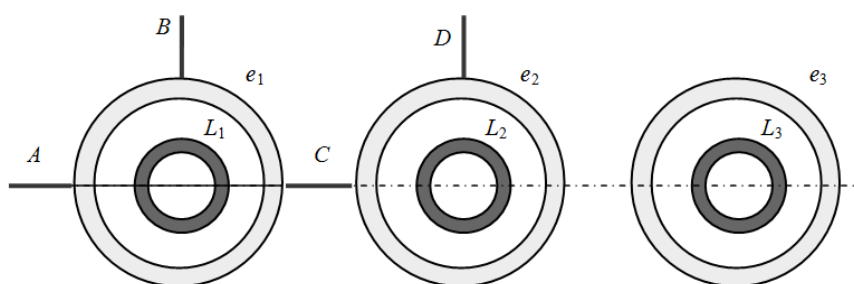
Rys. 3. Rozkład pola magnetycznego w obszarze zewnętrznym szynoprzewodu ELPE-36/15:

a)  $r = R_4$ ; b)  $r = R_4 + 0.15$ ; c)  $r = R_4 + 0.3$ ;





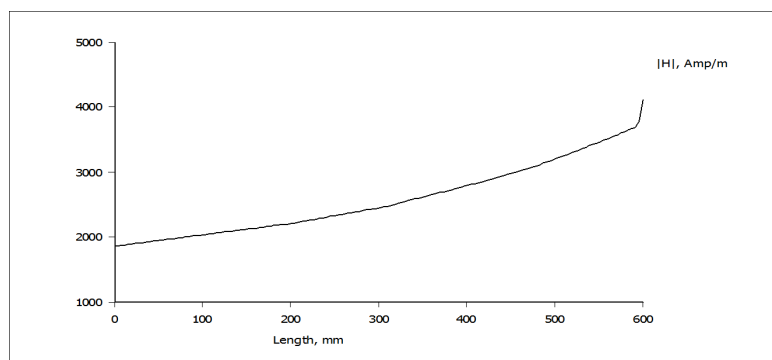
Rys. 4. Rozkład amplitudy pola magnetycznego dla szynoprzewodu ELPE-36/15 z izolowanymi ekranami



Rys. 5. Szynoprzewód ELPE z zaznaczonymi odcinkami *A*, *B*, *C*, *D* wzdłuż których zostanie pole magnetyczne

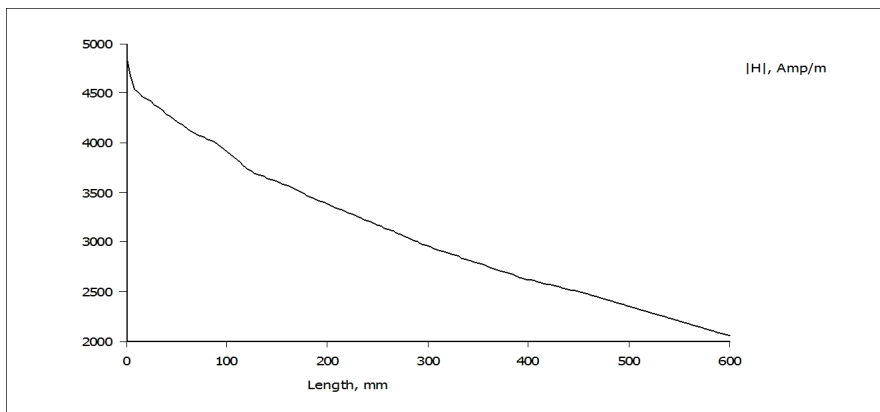
Na rysunku 6 przedstawiono rozkłady amplitudy pola magnetycznego dla szynoprzewodu ELPE-36/15 wyznaczone na odcinkach *A*, *B*, *C*, *D*.

a)

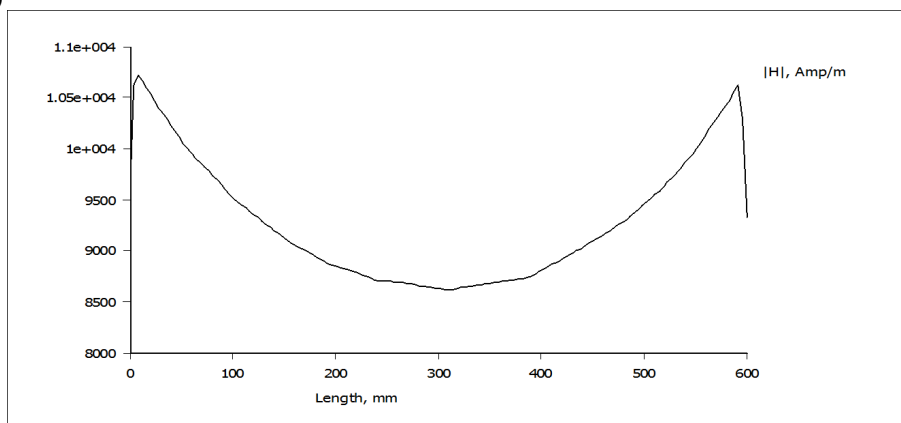


Rys. 6. Rozkład amplitudy pola magnetycznego wzdłuż odcinków: a) *A*; b) *B*; c) *C*; d) *D*

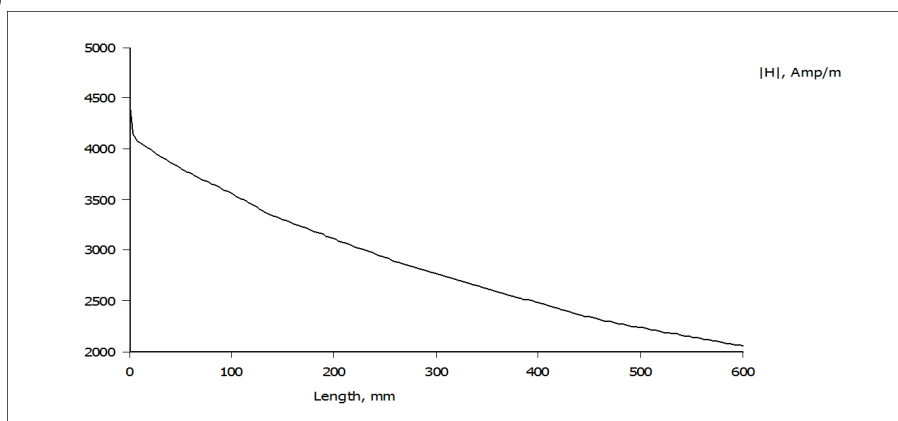
b)



c)



d)



Rys. 6 cd. Rozkład amplitudy pola magnetycznego wzdłuż odcinków: a) A; b) B; c) C; d) D

#### 4. WNIOSKI

Praca przedstawia analityczną metodę wyznaczania pola magnetycznego wokół trójfazowych szynoprzewodów rurowych. Przedstawioną analityczną metodę następnie skonfrontowano z metodą numeryczną opartą na metodzie elementów skończonych, zastosowaną w programie FEMM. W obliczeniach analitycznych uwzględniono zjawiska naskórkowości oraz zbliżenia.

Z rysunków 3 i 6 wynika, że wartości pola magnetycznego wyznaczone na podstawie rozwiązań analitycznych są nieco niższe od wartości wyznaczonych za pomocą programu FEMM. Różnice w wartościach pola wyznaczonych oboma metodami wynikają z pewnych uproszczeń w modelu matematycznym. W przypadku metody analitycznej przewody fazowe traktowane są jako przewody nitkowe, a to uproszczenie powoduje powstawanie tym większych błędów im większe są rozmiary poprzeczne szynoprzewodu.

#### LITERATURA

- [1] Nawrowski R.: Tory wieloprądowe izolowane powietrzem lub SF<sub>6</sub>. Wyd. Pol. Poznańskiej, Poznań 1998.
- [2] Piątek Z.: Impedances of high-current busducts. Wyd. Pol. Częst., Częstochowa 2008.
- [3] Piątek Z.: Pole magnetyczne w otoczeniu jednobiegunowych osłoniętych torów wieloprądowych. Zesz. Nauk. Pol. Śl. 1999, Elektryka, z. 166.
- [4] Piątek Z., Kusiak D., Szczegielniak T.: Pole magnetyczne oddziaływania zwrotnego w dwuprzewodowym nieekranowanym torze wieloprądowym, XV Conference Computer Applications in Electrical Engineering, Poznań 2010, ss. 33 - 34.
- [5] Kusiak D., Piątek Z., Szczegielniak T.: The Asymmetry of the Magnetic Field Distribution in a Flat Unshielded 3-Phase High Current Busduct, Acta Technica Jaurinensis Vol. 6 nr 1, s. 49 - 55, 2013.
- [6] Piątek, Z.: Method of Calculating Total Eddy Currents Induced in Screens of a Symmetrical Three-Phase Single-Pole Gas-Insulated Transmission Line, Acta Technica CSAV 53, 2008, pp. 103 - 120.
- [7] Piątek Z.: Modelowanie linii, kabli i torów wieloprądowych. Wyd. Pol. Częst., Częstochowa 2007.
- [8] Koch, H.: Gas-Insulated Transmission Lines (GIL). John Wiley & Sons, 2012.
- [9] CIGRE TB 218.: Gas Insulated Transmission Lines (GIL), CIGRE, Paris, France, 2003.
- [10] CIGRE TB 351.: Application of Long High Capacity Gas Insulated Lines (GIL), CIGRE, Paris, France, 2008.
- [11] Mc Lachlan N.W.: Funkcje Bessela dla inżynierów. PWN, Warszawa 1964.
- [12] Elektrobudowa SA Katowice: Jednofazowe przewody ekranowane ELPE, [Online] Available: [http://www.busduct.pl/main/produkty\\_busduct/idp:121.html](http://www.busduct.pl/main/produkty_busduct/idp:121.html)
- [13] Meeker, D.C., Finite Element Method Magnetics, version 4.2 (11apr2012, Mathematica Build), <http://www.femm.info>.

### **MAGNETIC FIELD AROUND THE SCREENED THREE-PHASE HIGH-CURRENT BUSDUCTS**

This paper presents an analytical method for determining the magnetic field in the three-phase gas-insulated transmission line (*i.e.*, high-current busduct) of circular cross-section geometry. The mathematical model takes into account the skin effect and the proximity effects, as well as the complete electromagnetic coupling between phase conductors and enclosures (*i.e.*, screens). Apart from analytical calculation, computer simulations for high-current busduct system magnetic field were also performed with the aid of the commercial FEMM software, using two-dimensional finite elements.

*(Received: 21. 01. 2016, revised: 4. 03. 2016)*