ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1981

Seria: ELEKTRYKA z. 75 Nr kol. 681

Bernard BARON

Instytut Podstawowych Problemów
Elektrotechniki i Energoelektroniki
Politechniki Śląskiej

ANALIZA POLA ELEKTRYCZNEGO POD SKRZYŻOWANIEM DWÓCH TORÓW TRÓJFAZOWYCH

Streszczenie. W artykule skonstruowano model matematyczny pola elektrycznego quasi-statycznego w otoczeniu krzyżowania się dwóch torów trójfazowych. Wyprowadzono podstawowe wzory na parametry elipsy zakreślonej w ciągu okresu przez wektor natężenia pola elektrycznego, zaczepiony w dowolnym punkcie rozpatrywanego obszaru.

1. Wstęp

Linie przesyłowe usytuowane względem siebie pod kątem prostym występują przede wszystkim jako fragmenty stacji transformatorowo rozdzielczych. Z punktu widzenia ochrony środowiska jest to przypadek bardzo ważny, gdyż na obszarze pod skrzyżowaniem należy spodziewać się znacznych wartości natężenia pola elektrycznego. Badania tego pola na modelach fizycznych prowadzone są w Instytucie Energetyki oraz "Energopomiarze" Gliwice (patrz np. [5]). W niniejszej pracy postawiono sobie za cel opracowanie modelu matematycznego pola elektrycznego w obszarze skrzyżowania dwóch torów trójfazowych.

2. Model matematyczny

Punktem wyjścia przy konstrukcji modelu matematycznego pola elektrycznego w obszarze skrzyżowania dwóch torów trójfazowych będzie założenie stałej gęstości liniowej ładunków $q_k(t)$ wzdłuż poszczególnych przewodów, wynikających z oddziaływania quasi-statycznego przewodów prowadzonych równolegle. Przy takim założeniu pominięto wpływ oddziaływania przewodów usytuowanych względem siebie pod kątem prostym. Należy się spodziewać, że założenie to będzie prawdziwe przy dostatecznie dużej odległości między przewodami prowadzonymi względem siebie pod kątem prostym. Ponadto zakłada się, że potencjały poszczególnych przewodów linii są sinusoidalnie zmienne

$$v_k(t) = V_{mk}\sin(\omega t+\varphi_k) \quad (k = 1,\dots,n), \tag{1a}$$

natomiast potencjał ziemi przyjmuje się jako zerowy, tj.

$$v(0,y,z,t) = 0. \tag{1b}$$

Przy oddalaniu się do nieskończoności musi być spełniony warunek regularności potencjału. Jeżeli warunki brzegowe są sinusoidalnie zmienne, to należy poszukiwać rozwiązania równania Laplace'a

$$\Delta v(x,y,z,t) = 0$$

w postaci

$$v(x,y,z,t) = V_m(x,y,z)\sin\left[\omega t + \varphi(x,y,z)\right]. \tag{2}$$

Łatwo wykazać, że jeżeli spełnione jest równanie Laplace'a dla funkcji (2) z warunkami brzegowymi (1), to zachodzi również równanie Laplace'a

$$\Delta \underline{V}(x,y,z) = 0 \tag{3}$$

dla funkcji zespolonej

$$\underline{V}(x,y,z) = \frac{V_m(x,y,z)}{\sqrt{2}}\, e^{j\varphi(x,y,z)} \tag{4}$$

z warunkami brzegowymi w postaci potencjałów zespolonych poszczególnych przewodów linii

$$\underline{V}_k = \frac{V_{mk}}{\sqrt{2}}\, e^{j\varphi_k} \tag{5a}$$

oraz na powierzchni ziemi

$$\underline{V}(0,y,z) = 0. \tag{5b}$$

Na mocy zasady superpozycji oraz przyjętych założeń upraszczających, możemy potencjał zespolony $\underline{V}(x,y,z)$, stanowiący rozwiązanie równania (3) z warunkami brzegowymi (5), przyjąć [2] w postaci

$$\underline{V}(x,y,z) = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\sum_{k=1}^{n_1}\sum_{l=1}^{n_2} C_{kl}^{(g)}\,\underline{V}_l^{(g)}\,\ln\frac{\sqrt{(x+x_{(g)k})^2+(y-y_{(g)k})^2}}{\sqrt{(x-x_{(g)k})^2+(y-y_{(g)k})^2}} +$$

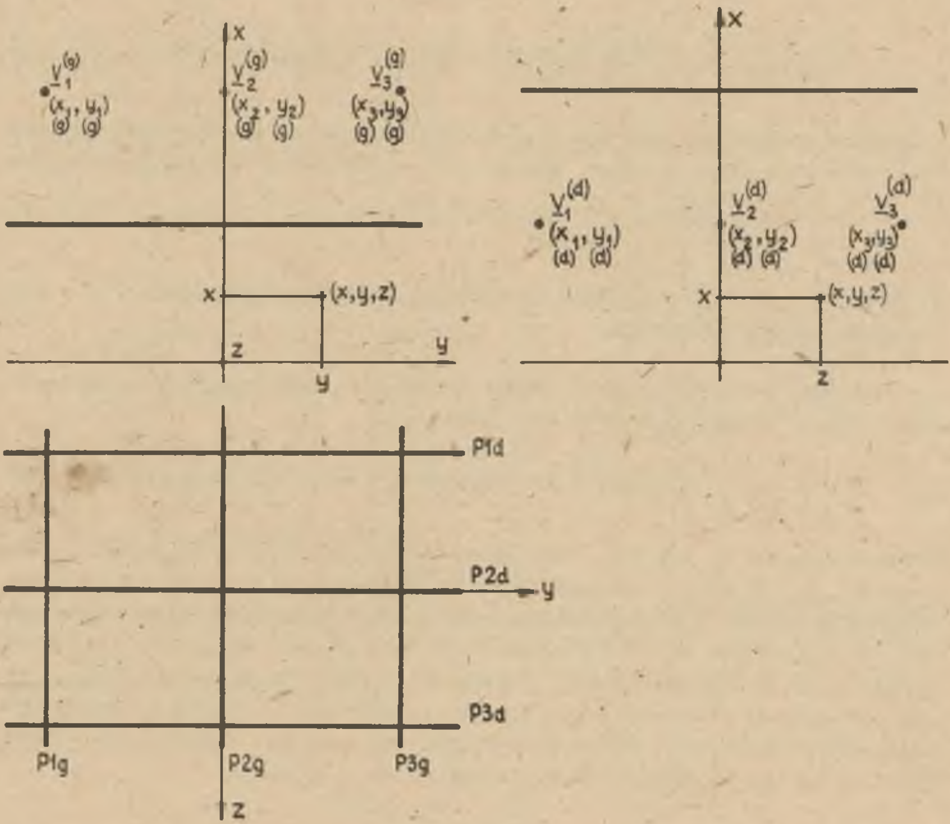
$$+\frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\sum_{k=1}^{n_2}\sum_{l=1}^{n_2} C_{kl}^{(d)}\, \underline{V}_l^{(d)} \ln \frac{\sqrt{(x+x_{(d)k})^2+(z-z_{(d)k})^2}}{\sqrt{(x-x_{(d)k})^2+(z-z_{(d)k})^2}}\,,$$

gdzie:

n_1, n_2 – liczba przewodów w torze dolnym i górnym

$C_{kl}^{(d)}$, $C_{kl}^{(g)}$ – pojemności wzajemne ($k\neq l$) i własne ($k=l$) toru dolnego (d) i górnego (g); (patrz wzory w pracy [2]),

$\underline{V}_l^{(d)}$, $\underline{V}_l^{(g)}$ – potencjały zespolone przewodów toru dolnego i górnego.



Rys. 1. Linie przesyłowe usytuowane względem siebie pod kątem prostym

Składowe wektora zespolonego natężenia pola elektrycznego wynoszą wówczas

$$\underline{E}_x(x,y,z) = -\frac{\partial \underline{V}(x,y,z)}{\partial x} = E_x(x,y,z)\, e^{j\varphi_x(x,y,z)}\,. \tag{7}$$

$$\underline{E}_y(x,y,z) = -\frac{\partial \underline{V}(x,y,z)}{\partial y} = E_y(x,y,z)\, e^{j\varphi_y(x,y,z)} \tag{8}$$

$$\underline{E}_z(x,y,z) = -\frac{\partial \underline{V}(x,y,z)}{\partial z} = E_z(x,y,z)\, e^{j\varphi_z(x,y,z)}, \tag{9}$$

natomiast odpowiadające im wartości chwilowe są równe:

$$E_x(x,y,z,t) = -\frac{\partial v(x,y,z,t)}{\partial x} = \sqrt{2}\, E_x(x,y,z)\sin\left[\omega t + \varphi_x(x,y,z)\right], \tag{10}$$

$$E_y(x,y,z,t) = -\frac{\partial v(x,y,z,t)}{\partial y} = \sqrt{2}\, E_y(x,y,z)\sin\left[\omega t + \varphi_y(x,y,z)\right], \tag{11}$$

$$E_z(x,y,z,t) = -\frac{\partial v(x,y,z,t)}{\partial z} = \sqrt{2}\, E_z(x,y,z)\sin\left[\omega t + \varphi_z(x,y,z)\right]. \tag{12}$$

W dalszej kolejności przebadane będą pewne własności geometryczne wektora natężenia pola elektrycznego $\mathbf{E}(x,y,z,t)$ o składowych określonych wzorami (10), (11) i (12).

3. Własności geometryczne pola elektrycznego quasi-statycznego, sinusoidalnie zmiennego

Dowolnemu punktowi rozpatrywanego obszaru o współrzędnych prostokątnych x,y,z przyporządkowany jest wektor

$$\mathbf{E}(x,y,z,t) = \mathbf{k}_x E_x(x,y,z,t) + \mathbf{k}_y E_y(x,y,z,t) + \mathbf{k}_z E_z(x,y,z,t), \tag{13}$$

gdzie składowe: E_x, E_y, E_z określone są wzorami (10), (11) i (12), natomiast: $\mathbf{k}_x$, $\mathbf{k}_y$, $\mathbf{k}_z$ - wektory jednostkowe na osiach prostokątnego układu współrzędnych. Przy tym założeniu przebadane będzie miejsce geometryczne, jakie zakreśla wektor $\mathbf{E}$ zaczepiony w ustalonym punkcie (x,y,z) w czasie t w przedziale jednego okresu T. W celu zbadania własności krzywej zakreślonej przez wektor $\mathbf{E}(x,y,z,t)$ w czasie t należy wyznaczyć położenie trójścianów Freneta [7] wzdłuż tej krzywej. Wektor jednostkowy styczny do rozpatrywanej krzywej wynosi

$$\mathbf{t} = \frac{\dot{\mathbf{E}}(x,y,z,t)}{\left|\dot{\mathbf{E}}(x,y,z,t)\right|}, \tag{14}$$

$$\dot{E}(x,y,z,t) = \frac{\partial E(x,y,z,t)}{\partial t} = k_x E_{mx}(x,y,z)\omega\cos\left[\omega t + \varphi_x(x,y,z)\right] +$$

$$+ k_y E_{my}(x,y,z)\omega\cos\left[\omega t + \varphi_y(x,y,z)\right] + k_z E_{mz}(x,y,z)\omega\cos\left[\omega t + \varphi_z(x,y,z)\right]. \tag{15}$$

Wektor binormalny jako wektor jednostkowy normalny do płaszczyzny ściśle stycznej wyraża się [7] wzorem

$$b = \frac{\dot{E}(x,y,z,t) \times \ddot{E}(x,y,z,t)}{\left|\dot{E}(x,y,z,t) \times \ddot{E}(x,y,z,t)\right|} \tag{16}$$

gdzie

$$\ddot{E}(x,y,z,t) = \frac{\partial^2 E(x,y,z,t)}{\partial t^2} = k_x E_{mx}(x,y,z)\omega^2\sin\left[\omega t + \varphi_x(x,y,z)\right] -$$

$$- k_y E_{my}(x,y,z)\omega^2\sin\left[\omega t + \varphi_y(x,y,z)\right] - k_z E_{mz}(x,y,z)\omega^2\sin\left[\omega t + \varphi_z(x,y,z)\right]. \tag{17}$$

Tworząc iloczyn wektorowy wektorów (15) i (17), otrzymuje się

$$\dot{E}\times\ddot{E} = \begin{vmatrix} k_x & k_y & k_z \\ E_{mx}\omega\cos(\omega t + \varphi_x) & E_{my}\omega\cos(\omega t + \varphi_y) & E_{mz}\omega\cos(\omega t + \varphi_z) \\ -E_{mx}\omega^2\sin(\omega t + \varphi_x) & E_{my}\omega^2\sin(\omega t + \varphi_y) & E_{mz}\omega^2\sin(\omega t + \varphi_z) \end{vmatrix} =$$

$$= k_x\omega^3 E_{my}E_{mz}\sin(\varphi_y - \varphi_z) + k_y\omega^3 E_{mz}E_{mx}\sin(\varphi_z - \varphi_x) +$$

$$+ k_z\omega^3 E_{mx}E_{my}\sin(\varphi_x - \varphi_x). \tag{18}$$

Oznacza to, że wktor binormalny wzdłuż krzywej zakreślonej przez wektor $E(x,y,z,t)$ w czasie t jest wektorem stałym w czasie. Dla pełniejszego zbadania rozpatrywanej krzywej należy wyznaczyć wzdłuż niej tzw. skręcenie [7] wyrażające się wzorem

$$\tau = \frac{\left[\dot{E}(x,y,z,t) \times \ddot{E}(x,y,z,t)\right] \dddot{E}(x,y,z,t)}{\left|\dot{E}(x,y,z,t) \times \ddot{E}(x,y,z,t)\right|} \tag{19}$$

Uwzględniając wyniki iloczynu wektorowego (18) oraz pochodną $\dddot{E}$

$$\dddot{E}(x,y,z,t) = \frac{\partial^3 E(x,y,z,t)}{\partial t^3} = -k_x E_{mx}\omega^3\cos(\omega t + \varphi_x) -$$

$$-k_y E_{my}\omega^3\cos(\omega t + \varphi_y) - k_z E_{mz}\omega^3\cos(\omega t + \varphi_z), \tag{20}$$

otrzymuje się

$$(\mathbf{E}\times\dot{\mathbf{E}})\ddot{\mathbf{E}} = \begin{vmatrix} E_{mx}\omega\cos(\omega t + \varphi_x) & E_{my}\omega\cos(\omega t + \varphi_y) & E_{mz}\omega\cos(\omega t + \varphi_z) \\ -E_{mx}\omega^2\sin(\omega t + \varphi_x) & E_{my}\omega^2\sin(\omega t + \varphi_y) & E_{mz}\omega^2\sin(\omega t + \varphi_z) \\ -E_{mx}\omega^3\cos(\omega t + \varphi_x) & E_{my}\omega^3\cos(\omega t + \varphi_y) & E_{mz}\omega^3\cos(\omega t + \varphi_z) \end{vmatrix} = 0 \tag{21}$$

Oznacza to, że w każdym punkcie rozpatrywanej krzywej jej skręcenie jest równe zeru ($\tau = 0$). Wiadomo natomiast [7], że warunkiem koniecznym i wystarczającym na to, by krzywa była płaska jest zerowanie się jej skręcenia. Dla krzywej płaskiej wektor binormalny jest stały (wzory (16) i (18) i prostopadły do jej płaszczyzny. Z przeprowadzonych rozważań wynika, że wektor natężenia pola elektrycznego quasi-statycznego $\mathbf{E}(x,y,z,t)$ określony wzorem (13), zaczepiony w punkcie o współrzędnych (x,y,z), zakreśla w czasie t krzywą płaską, której płaszczyzna wyznaczona jest przez stały w czasie wektor binormalny (16).

Wprowadzając w ustalonym punkcie $O(x,y,z)$ nowy lokalny układ współrzędnych prostokątnych x', y', z', powstały przez obrót pierwotnego układu w ten sposób, że oś z' jest równoległa do wektora binormalnego b otrzymuje się składową E_z wektora $\mathbf{E}$ równą zeru ($E_{z'} = 0$).

W nowym układzie współrzędnych x', y', z' krzywa zakreślona przez wektor $\mathbf{E}(x,y,z,t)$ w czasie t leży w płaszczyźnie $x'Oy'$, a składowe tego wektora $E_{x'}$, $E_{y'}$ są również sinusoidalnie zmienne. Jak wykazano w pracy [2], w przypadku dwuwymiarowym wektor natężenia pola elektrycznego o dwóch składowych sinusoidalnie zmiennych zakreśla w czasie T elipsę. W świetle przeprowadzonych rozważań wynika, że ogólnie rzecz biorąc, wektor natężenia pola elektrycznego o trzech składowych sinusoidalnie zmiennych (wzory (11), (11) i (12)) zakreśla w czasie okresu T elipsę leżącą w płaszczyźnie wyznaczonej przez wektor binormalny $\mathbf{b}$, określony wzorem (16)

4. Własności modułu wektora $\mathbf{E}(x,y,z,t)$ jako funkcji czasu t

W celu określenia natężenia pola elektrycznego quasi-statycznego sinusoidalnie zmiennego w punkcie o współrzędnych x,y,z należy oprócz wyznaczenia płaszczyzny wirowania wektora $\mathbf{E}(x,y,z,t)$ w czasie t, obliczyć składowe wektora natężenia pola elektrycznego $\mathbf{E}_a(x,y,z)$ i $\mathbf{E}_b(x,y,z)$ odpowiednio w kierunku półosi dużej i małej elipsy pola wirującego. Składowe $\mathbf{E}_a$ i $\mathbf{E}_b$ wektora wirującego $\mathbf{E}(x,y,z,t)$ można obliczyć poprzez wyznaczenie parametru t, przy którym jego moduł $|\mathbf{E}(x,y,z,t)|$ jako funkcja czasu osiągnie odpowiednio maksimum i minimum.

Pochodna cząstkowa modułu wektora **E** względem czasu t wynosi

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\omega}{4j|E|}\left(\underline{A}\, e^{j2\omega t} - \underline{A}^{*} e^{-j2\omega t}\right), \tag{22}$$

gdzie

$$\underline{A} = (\underline{E}_x)^2 + (\underline{E}_y)^2 + (\underline{E}_z)^2 = A\, e^{j\varphi_A},$$

przy czym składowe zespolone $\underline{E}_x$, $\underline{E}_y$, $\underline{E}_z$ wyrażają się odpowiednio wzorami (7), (8) i (9).

Z warunku zerowania się pochodnej (22) wynika

$$4\omega t + 2\varphi_A = 2k\pi \quad (k = 0,1) \tag{23}$$

Dla $k = 0$ z równania (23) mamy $\omega t_1 = -\frac{\varphi_A}{2}$ oraz

$$\left.\frac{\partial^2 |E|}{\partial t^2}\right|_{\omega t_1 = -\frac{\varphi_A}{2}} = \frac{\omega^2 A}{|E|} > 0, \tag{24}$$

Oznacza to, że dla $\omega t_1 = -\frac{\varphi_A}{2}$ moduł wektora **E**(x,y,z,t) osiąga minimum odpowiadające składowej wektora w kierunku półosi małej elipsy pola wirującego

$$E_b(x,y,z) = \min_{t\in(0,T)} \frac{1}{\sqrt{2}}|\mathbf{E}(x,y,z,t)| = \left\{E_x^2(x,y,z)\sin^2\left[\varphi_x(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right] + E_y^2(x,y,z)\sin\left[\varphi_y(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right] + E_z^2(x,y,z)\sin^2\left[\varphi_z(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{25}$$

natomiast odpowiadający mu wektor wydzielony przez $\sqrt{2}$ wynosi

$$\mathbf{E}_b(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathbf{E}(x,y,z,t_1) = \mathbf{k}_x E_x(x,y,z)\sin\left[\varphi_x(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right] + \mathbf{k}_y E_y(x,y,z)\sin\left[\varphi_y(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right] + \mathbf{k}_z E_z(x,y,z)\sin\left[\varphi_z(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right], \tag{26}$$

gdzie $E_x(x,y,z)$, $E_y(x,y,z)$, $E_z(x,y,z)$ przedstawiają wartości skuteczne sinusoidalnie zmiennych składowych wektora **E**(x,y,z,t) w kierunku osi x,y,z.

Dla $k = 1$ z równania (23) otrzymuje się

$$\omega t_2 = -\frac{\varphi_A}{2} + \frac{\pi}{2}$$

oraz

$$\frac{\partial^2 |E|}{\partial t^2} = -\frac{\omega^2 A}{|E|} < 0. \tag{27}$$

Oznacza to, że dla $\omega t_2 = -\frac{\varphi_A}{2} + \frac{\pi}{2}$ moduł wektora E osiąga maksimum odpowiadające składowej tego wektora w kierunku półosi dużej elipsy pola wirującego

$$E_a(x,y,z) = \max_{t \in (0,T]} \frac{1}{\sqrt{2}} \left|E(x,y,z,t)\right| = \left\{E_x^2(x,y,z)\cos^2\left[\varphi_x(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right] + E_y^2(x,y,z)\cos^2\left[\varphi_y(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right] + E_z^2(x,y,z)\cos^2\left[\varphi_z(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{28}$$

natomiast odpowiadający mu wektor wydzielony przez $\sqrt{2}$ wynosi

$$\mathbf{E}_a(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{E}(x,y,z,t_2) = \mathbf{k}_x E_x(x,y,z) \cos\left[\varphi_x(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right] + \mathbf{k}_y E_y(x,y,z) \cos\left[\varphi_y(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right] + \mathbf{k}_z E_z(x,y,z)\cos\left[\varphi_z(x,y,z) - \frac{\varphi_A(x,y,z)}{2}\right]. \tag{29}$$

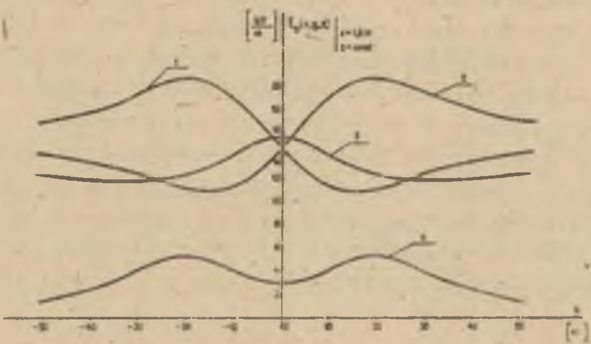
Można wykazać, że iloczyn skalarny wektora $\mathbf{E}_a$ i $\mathbf{E}_b$ jest równy zeru. Ponadto, ze względu na to, że wektory $\mathbf{E}_a$ i $\mathbf{E}_b$ leżą w jednej płaszczyźnie, pozwalają one na wyznaczenie płaszczyzny wirowania wektora E(x,y,z,t). E(x,y,z,t). Zachodz

$$\frac{\mathbf{E}_b \times \mathbf{E}_a}{|\mathbf{E}_b \times \mathbf{E}_a|} = \mathbf{b}, \tag{30}$$

gdzie **b** jest wektorem binormalnym, określonym wzorem (16). Opracowany w punkcie 3 i 4 algorytm obliczeniowy, dotyczący natężenia pola elektrycznego quasi-statycznego sinusoidalnie zmiennego, jest ogólny i może być dołączony do dowolnego zadania, w którym punktem wyjścia jest potencjał sinusoidalnie zmienny określony wzorem (2), spełniający równanie Laplace'a $\Delta v(x,y,z,t) = 0$ z warunkami brzegowymi danymi w postaci sinusoidalnie zmiennych potencjałów przewodów $(v_i = V_{mi} \sin(\omega t + \varphi_i))$ o małej pulsacji ω. W dalszej kolejności zastosowany on będzie do badania rozkładów natężenia pola elektrycznego pod skrzyżowaniem dwóch torów trójfazowych.

5. Wyniki obliczeń rozkładów natężania pola elektrycznego pod skrzyżowaniem dwóch torów linii 750 kV na wysokości 1,8 m nad ziemią

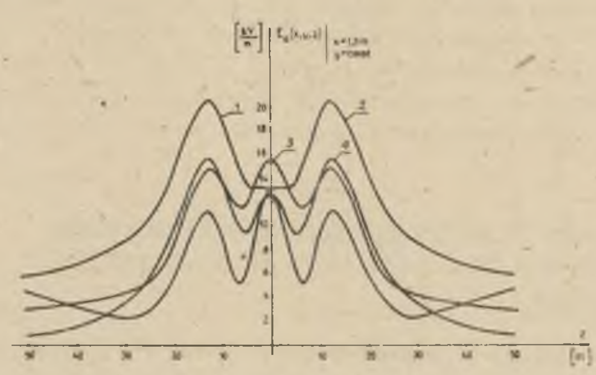
Do obliczeń wybrano skrzyżowanie dwóch torów z projektu stacji 750 kV [5]. Stanowi ono skrzyżowanie dwóch torów trójfazowych prostopadłych do siebie i równoległych do powierzchni ziemi, a usytuowanych na wysokości 10 m i 21 m nad ziemią. Przewody fazowe są wiązkami 4 x AFL-525 o odstępie przewodów w wiązce 400 mm. Odległość przewodów fazowych w torze dolnym wynosi 12 m, a w torze górnym 16 m (rys. 1).



Rys. 2. Rozkład natężenia pola elektrycznego pod skrzyżowaniem dwóch torów trójfazowych 750 kV wzdłuż przekrojów (rys. 1)

1 - P1d, 2 - P3d, 3 - P2d, 4 - poza skrzyżowaniem pod torem górnym

Dla powyższych danych obliczono rozkłady natężenia pola elektrycznego $E_a(x,y,z)\Big|_{x=1,8\ m}$ zgodnie ze wzorami (6), (7), (8), (9) i (28) w przekrojach P1g, P2g, P3g, P1d, P2d, P3d zaznaczonych na rys. 1. Wyniki obliczeń podano na rys. 1 i 2. Z obliczeń tych wynika, że w miejscu krzyżowania się faz jednoimiennych występuje wzrost natężenia pola elektrycznego szczególnie widoczny dla faz skrajnych, a wynoszący dwadzieścia kilka procent w odniesieniu do rozkładu natężenia pola elektrycznego w przekroju poprzecznym toru dolnego poza skrzyżowaniem. W miejscu skrzyżowań faz różnoimiennych występuje natomiast zmniejszenie natężenia pola elektrycznego, które np. dla faz skrajnych wynosi dwadzieścia kilka procent.



Rys. 3. Rozkład natężenia pola elektrycznego pod skrzyżowaniem dwóch torów trójfazowych 750 kV wzdłuż przekrojów
1 - P1g, 2 - P3g, 3 - P2g, 4 - poza skrzyżowaniem pod torem dolnym

Przeprowadzona analiza teoretyczna pod skrzyżowaniem dwóch torów trójfazowych dla danych zaczerpniętych z pracy [5] pozwala również na porównanie otrzymanych wyników (rys. 2 i 3) z wynikami badań modelowych (patrz praca [5], rys. 22 i 23) dokonanych na urządzeniu AMPE 76 [3]. Z porównania tego wynika, że w obszarze maksymalnych natężeń pola elektrycznego występuje różnica między obliczeniami teoretycznymi a badaniami modelowymi, nie przekraczająca jednego procentu wartości obliczeniowej. Oznacza to, że przyjęty model matematyczny pola elektrycznego pod skrzyżowaniem dwóch linii trójfazowych, dostatecznie odległych względem siebie, wystarczająco dokładnie opisuje rzeczywistość. Można go więc zastosować przy ustaleniu usytuowania przewodów krzyżujących się torów trójfazowych ze względu na dopuszczalne natężenie pola elektrycznego przy powierzchni ziemi.

LITERATURA

[1] ALLAN R.N., SULMAN S.K.: Electrostatic fields underneath power lines operated at very high voltages. Proc. IEEE Vol. 121, N^{o} 11, November 1979.

[2] BARON B.: Pole elektryczne przesyłowej linii trójfazowej 400 kV. Zeszyt Naukowy Pol. Śl., Elektryka z. 64, 1979.

[3] BARON B., DUSZA R., MACHNIK F.: Urządzenie typu AMPE 76 do modelowania fizycznego pola elektrycznego linii i stacji wysokiego napięcia. Przegląd Elektrotechniczny nr 7, 1978.

[4] DENO D.W.: Transmission line fields. IEEE Transactions of Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-95, no 5, 1976.

[5] GROSZKO M.: Analiza modelowa pola elektrycznego pod liniami napowietrznymi bardzo wysokich napięć w aspekcie zagrożenia środowiska. Praca doktorska, Politechnika Śl., Gliwice 1978.

[6] KONORSKI B.: Pole elektryczne przesyłowej linii trójfazowej. PWN, Warszawa 1970.

[7] LEJA F.: Geometria analityczna. PWN, Warszawa 1963.
[8] SZULKIN P., POGORZELSKI S.: Podstawy teorii pola elektromagnetycznego. WNT, Warszawa 1964.

Wpłynęło do Redakcji w maju 1980

Recenzent:
Prof. dr Maciej Krakowski

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПОД ПЕРЕКРЕЩИВАНИЕМ ДВУХ ТРЕХФАЗНЫХ ЛИНИЙ

Р е з ю м е

В статье представлена конструкция математической модели электрического quasi-статического поля в обведении перекрещивания двух трехфазных линий. Выведены основные формулы параметров эллипса, очерченного в течение периода вектором напряженности электрического поля, зацепленного в произвольной точке рассматриваемого пространства.

THE ANALYSIS OF THE ELECTRIC FIELD UNDER THE CROSSING OF THE TWO TRIPI -PHASE CIRCUITS

S u m m a r y

The paper presents a mathematical model for electric quazi-static field within the crossing of the two triple-phase circuits. Basic equations for the parameters of the elipses drawn during the period by a field tension vector being caught at any electrical point of the analysed zone were derived.