

Franciszek Fikus, Czesław Sajdak
Instytut Metalurgii Politechniki Śląskiej

JEDNOSTRONNE NAGRZEWANIE INDUKCYJNE PŁYTY WZBUDNIKIEM O SKOŃCZONEJ WYSOKOŚCI

Streszczenie. Omówiono zastosowanie pewnej metody obliczeniowej pola magnetycznego dla skończonej wysokości wzbudnika tzw. metody z szeregiem Fouriera dla układu płaskiego.

Wychodząc z ogólnych równań Maxwella i korzystając z pojęcia potencjału wektorowego, uzyskano równania na indukcję w szczelinie i płycie.

1. Wstęp

Stosowane w grzejnictwie indukcyjnym układy wsad-wzbudnik dzielą się na cylindryczne i płaskie.

Nagrzewanie wsadów nieskończenie długich przy pomocy wzbudników o skończonej wysokości w układach cylindrycznych zostało przedstawione w pracy [3]. Rozwiązanie tego zagadnienia dla układu płaskiego jest przedmiotem niniejszego artykułu.

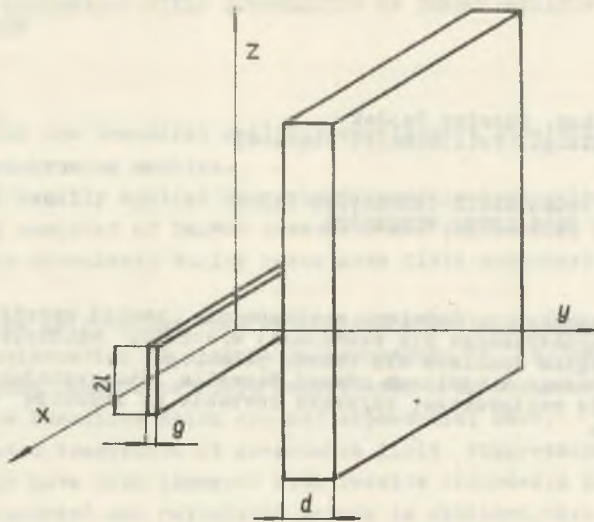
2. Układ płyta-wzbudnik o skończonej wysokości

Obliczanie pola elektromagnetycznego w przypadku układów o skończonych wymiarach jest zagadnieniem skomplikowanym. Płaski układ (rys. 1) z płytą o skończonej długości zastąpiono więc modelem obliczeniowym (rys. 2a), dla którego przyjęto następujące założenia upraszczające

- płyta jest nieskończenie rozległa w kierunkach osi x i z ,
- wzbudnik jest nieskończenie rozległy w kierunku osi x ,
- uzwojenie wzbudnika o skończonej grubości g zastąpiono folią o grubości pomijalnie małej,
- parametry elektryczne płyty nie zależą od temperatury i natężenia pola magnetycznego.

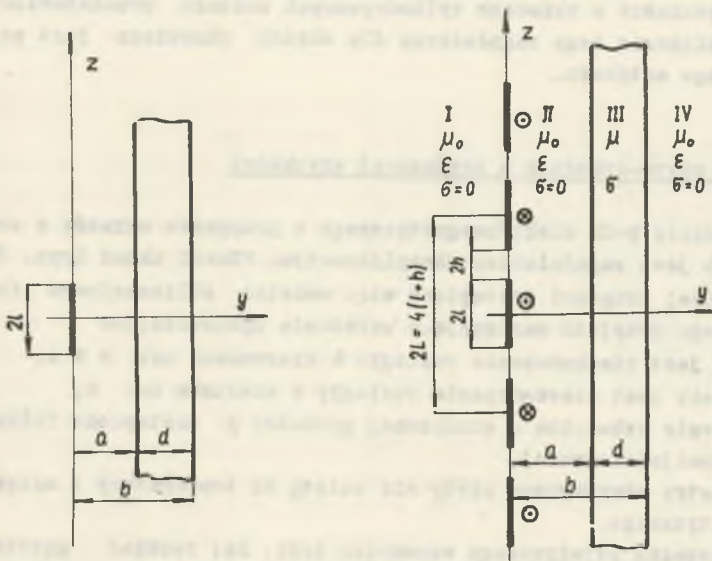
W przypadku pojedynczego wzbudnika (rys. 2a) rozkład gęstości prądu $\delta(z)$ wzdłuż osi z ma kształt prostokąta. Obliczenie pola magnetycznego w tym przypadku jest możliwe przy pomocy całki Fouriera.

Uproszczenie obliczeń uzyskuje się po zastąpieniu pojedynczego wzbudnika systemem nieskończenie wielu wzbudników ułożonych obok siebie wzdłuż osi z (rys. 2b) [1], [3].



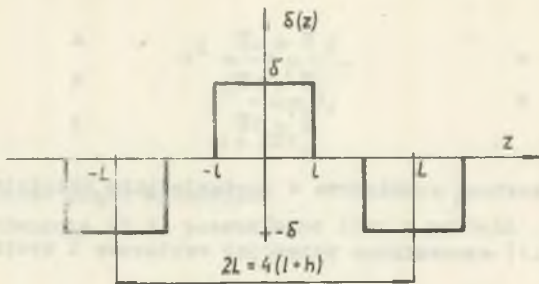
Rys. 1. Układ płyta-wzбудnik

1 - płyta, 2 - wzbudnik



Rys. 2. Model obliczeniowy układu płyta-wzbudnik

a) z pojedynczym wzbudnikiem, b) dla nieskończenie wielu wzbudników, I, II, IV - powietrze, III - płyta metalowa



Rys. 3. Rozkład gęstości prądu dla nieskończenie wielu wzбудników (rys.2b)

Rozkład gęstości prądu (rys. 3) można wtedy przedstawić w postaci szeregu Fouriera

$$\delta(z) = \frac{4\delta}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos \frac{(2n+1)\pi h}{L} \cos \frac{(2n+1)\pi z}{L}, \quad (2.1)$$

gdzie:

- δ - gęstość prądu wzбудnika,
- $2L = 4(l+h)$ - okres funkcji gęstości prądu,
- $2l$ - wysokość wzbudnika,
- $2h$ - odległość między wzbudnikami.

Metoda z szeregiem Fouriera [3] obarczona jest z założenia pewnym błędem, gdyż w obliczeniach uwzględnia się dodatkowe wzbudniki, których w rzeczywistości nie ma. Przy dostatecznie dużym stosunku $2h:2l$ uzyskane wyniki będą w zasadzie takie same jak przy obliczeniach, w układzie z pojedynczym wzbudnikiem, metodą z całką Fouriera.

Otrzymane tą metodą równania mają stosunkowo prostą postać i pozwalają na analizę wpływu poszczególnych parametrów układu na rozkład pola magnetycznego.

3. Równania ogólne potencjału wektorowego

Punktem wyjścia do obliczeń są równania Maxwella dla pola elektromagnetycznego [6], [4], [5]

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= 0, & a \\ \nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \vec{\delta}, & b \\ \nabla \cdot \vec{E} &= 0, & c \\ \nabla \cdot \vec{D} &= 0, & d \end{aligned} \quad (3.1)$$

przy czym

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mu \vec{H} & a \\ \vec{D} &= \epsilon \vec{E} & b \\ \vec{\delta} &= \sigma \vec{E} & c \end{aligned} \quad (3.2)$$

Równania (3.1) zostaną rozwiązane w kartezjańskim układzie współrzędnych (x, y, z) .

Do równań (3.1) wprowadzono potencjał wektorowy \vec{A} spełniający zależności

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \nabla \times \vec{A}, & a \\ \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad} \varphi. & b \end{aligned} \quad (3.3)$$

Zgodnie z [7] w obszarach, w których gęstość ładunków swobodnych $\rho = 0$ można przyjąć $\varphi = 0$, co normalnie czyni się w obliczeniach układów wsadwzбудник występujących w elektrotermii [5].

Tak więc, na podstawie (3.1d)

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (3.4)$$

Dla analizowanego układu wektor gęstości prądu posiada jedynie składową w osi x

$$\delta_x = \delta \neq 0, \quad \delta_y = \delta_z = 0. \quad (3.5)$$

Ponieważ kierunek potencjału wektorowego jest zgodny z kierunkiem prądu, który go wywołuje, więc

$$A_x = A \neq 0, \quad A_y = A_z = 0. \quad (3.6)$$

Przy założeniu, że przebiegi czasowe prądu wzбудnika są sinusoidalne można napisać

$$\vec{A}(x, y, z, t) = A_x(y, z) e^{j\omega t} = A e^{j\omega t}. \quad (3.7)$$

Podstawiając wyrażenia (3.3a) i (3.4) do (3.1) oraz uwzględniając (3.5), (3.6) i (3.7) otrzymano ogólne równanie potencjału wektorowego

$$\frac{\partial^2 A(y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A(y, z)}{\partial z^2} - (\alpha^2 + j\beta^2) A(y, z) = 0, \quad (3.8)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \alpha^2 &= -\varepsilon \mu \omega^2, & a \\ \beta^2 &= \omega \mu \sigma, & b \\ \omega &= 2\pi f, \end{aligned} \quad (3.9)$$

f - częstotliwość prądu wzbudnika.

Rozwiązanie równania (3.8) poszukiwane jest w postaci podobnej do wyrażenia (2.1)

$$A(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n+1}(y) \cos \frac{(2n+1)\bar{x}}{L} z. \quad (3.10)$$

Po podstawieniu przewidywanego rozwiązania (3.10), równanie (3.8) przyjmie postać

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\partial^2 A_{2n+1}(y)}{\partial y^2} - \left[\alpha^2 + j\beta^2 + \frac{(2n+1)^2 \bar{x}^2}{L^2} \right] A_{2n+1}(y) \cos \frac{(2n+1)\bar{x}}{L} z \right] = 0 \quad (3.11)$$

Przyrównując do zera wyrażenie w nawiasie otrzymano

$$\frac{\partial^2 A_{2n+1}(y)}{\partial y^2} - \left[\alpha^2 + j\beta^2 + \frac{(2n+1)^2 \bar{x}^2}{L^2} \right] A_{2n+1}(y) = 0. \quad (3.12)$$

Po wprowadzeniu dodatkowych oznaczeń

$$\begin{aligned} A_{2n+1}(y) &= A_k(y), \\ k &= 2n+1, \end{aligned} \quad (3.13)$$

równanie (3.12) można zapisać inaczej

$$\frac{\partial^2 A_k(y)}{\partial y^2} - \left[\alpha^2 + j\beta^2 + \left(\frac{\bar{x}k}{L}\right)^2 \right] A_k(y) = 0. \quad (3.14)$$

Rozwiązaniem równania różniczkowego (3.14) jest funkcja

$$A_k(y) = C_k e^{\frac{\bar{x}k}{L}y} + D_k e^{-\frac{\bar{x}k}{L}y}, \quad (3.15)$$

gdzie

$$\gamma_k = \sqrt{\left(\frac{\pi k}{L}\right)^2 + \alpha^2 + \beta^2} \quad (3.16)$$

Podstawiając rozwiązanie (3.15) do równania (3.10) otrzymuje się ogólną postać potencjału wektorowego we wszystkich obszarach obliczeniowych

$$A(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (C_k e^{\gamma_k y} + D_k e^{-\gamma_k y}) \cos \frac{k\pi}{L} z. \quad (3.17)$$

4. Potencjały wektorowe w poszczególnych obszarach obliczeniowych. Warunki brzegowe

Rozwiązanie ogólne (3.17) przyjmuje w poszczególnych obszarach obliczeniowych następującą postać

- w obszarach I, II, IV (powietrze)

Z uwagi na konduktywność powietrza $\sigma = 0$ należy przyjąć $\beta^2 = 0$ i wtedy

$$A^I(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (C_k^I e^{\lambda_k y} + D_k^I e^{-\lambda_k y}) \cos \frac{k\pi}{L} z, \quad (4.1)$$

$$A^{II}(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (C_k^{II} e^{\lambda_k y} + D_k^{II} e^{-\lambda_k y}) \cos \frac{k\pi}{L} z, \quad (4.2)$$

$$A^{IV}(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (C_k^{IV} e^{\lambda_k y} + D_k^{IV} e^{-\lambda_k y}) \cos \frac{k\pi}{L} z, \quad (4.3)$$

gdzie

$$\lambda_k = \sqrt{\left(\frac{\pi k}{L}\right)^2 + \alpha^2}. \quad (4.4)$$

- w obszarze III (płyta)

Z uwagi na dużą różnicę wielkości między współczynnikami α^2 i β^2 [3], przyjmuje się dla płyty $\alpha^2 = 0$ i wtedy

$$A^{III}(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (C_k^{III} e^{\gamma_k y} + D_k^{III} e^{-\gamma_k y}) \cos \frac{k\pi}{L} z, \quad (4.5)$$

gdzie

$$\eta_k = \sqrt{\left(\frac{\lambda k}{L}\right)^2 + j\beta^2}. \quad (4.6)$$

Na podstawie równań (3.3a i b) wektory pola elektromagnetycznego wyrażają się poprzez potencjał wektorowy. Ponieważ wektory \vec{E} i \vec{B} (a tym samym \vec{D} i \vec{H}) jako wielkości realizowalne fizycznie powinny być ciągłe i ograniczone w całej przestrzeni, więc na otrzymane wyżej funkcje (4.1) - (4.3) i (4.5) nakłada się

- 1) warunek ciągłości i ograniczoności - wraz z pochodnymi,
- 2) warunki brzegowe na granicach poszczególnych obszarów obliczeniowych[4]

$$\begin{aligned} \lim_{y \rightarrow 0^-} A^I(y, z) &= \lim_{y \rightarrow 0^+} A^{II}(y, z), \\ \lim_{y \rightarrow a^-} A^{II}(y, z) &+ \lim_{y \rightarrow a^+} A^{III}(y, z), \\ \lim_{y \rightarrow b^-} A^{III}(y, z) &= \lim_{y \rightarrow b^+} A^{IV}(y, z), \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \lim_{y \rightarrow 0^-} \frac{\partial A^I(y, z)}{\partial y} - \frac{1}{\mu_0} \lim_{y \rightarrow 0^+} \frac{\partial A^{II}(y, z)}{\partial y} = \frac{4\delta}{\mathfrak{J}} \frac{(-1)^n}{k} \cos \frac{k\lambda h}{L},$$

$$\frac{1}{\mu_0} \lim_{y \rightarrow a^-} \frac{\partial A^{II}(y, z)}{\partial y} = \frac{1}{\mu} \lim_{y \rightarrow a^+} \frac{\partial A^{III}(y, z)}{\partial y},$$

$$\frac{1}{\mu} \lim_{y \rightarrow b^-} \frac{\partial A^{III}(y, z)}{\partial y} = \frac{1}{\mu_0} \lim_{y \rightarrow b^+} \frac{\partial A^{IV}(y, z)}{\partial y}.$$

Po podstawieniu potencjałów wektorowych (4.1) - (4.3) i (4.5) do warunków (4.7) otrzymuje się następujące postaci stałych:

$$C_k^I = \frac{4\delta}{\mathfrak{J}} \frac{(-1)^n}{k} e^{-2\lambda_k a} \left[\frac{\left(\frac{\lambda_k}{\mu_0} + \frac{\eta_k}{\mu}\right) e^{\eta_k d} + \left(\frac{\eta_k}{\mu} - \frac{\lambda_k}{\mu_0}\right) e^{-\eta_k d}}{M} - \frac{\mu_0}{2\lambda_k} (1 - e^{2\lambda_k a}) \right] \cos \frac{k\lambda h}{L},$$

$$C_k^{II} = \frac{4\delta}{\mathfrak{J}} \frac{(-1)^n}{k} e^{-2\lambda_k a} \left[\frac{\left(\frac{\eta_k}{\mu} + \frac{\lambda_k}{\mu_0}\right) e^{\eta_k d} + \left(\frac{\eta_k}{\mu} - \frac{\lambda_k}{\mu_0}\right) e^{-\eta_k d}}{M} - \frac{\mu_0}{2\lambda_k} \right] \cos \frac{k\lambda h}{L},$$

$$C_k^{III} = \frac{4\delta}{\pi} \frac{(-1)^n}{k} e^{-\lambda_k a} \frac{\left(\frac{\eta_k}{\mu} - \frac{\lambda_k}{\mu_0}\right) e^{-\eta_k b}}{M} \cos \frac{k\pi h}{L},$$

$$C_k^{IV} = 0, \quad (4.8)$$

$$D_k^I = 0,$$

$$D_k^{II} = \frac{2\delta\mu_0}{\pi} \frac{(-1)^n}{k \lambda_k} \cos \frac{k\pi h}{L},$$

$$D_k^{III} = \frac{4\delta}{\pi} \frac{(-1)^n}{k} e^{-\lambda_k a} \frac{\left(\frac{\eta_k}{\mu} + \frac{\lambda_k}{\mu_0}\right) e^{\eta_k b}}{M} \cos \frac{k\pi h}{L},$$

$$D_k^{IV} = \frac{8\delta}{\pi\mu} \frac{(-1)^n}{k} \frac{\eta_k e^{\lambda_k d}}{M} \cos \frac{k\pi h}{L},$$

gdzie

$$M = \left(\frac{\eta_k}{\mu} + \frac{\lambda_k}{\mu_0}\right)^2 e^{\eta_k d} - \left(\frac{\eta_k}{\mu} - \frac{\lambda_k}{\mu_0}\right)^2 e^{-\eta_k d} \quad (4.9)$$

Przy realizacji warunków (4.7) przyjęto następujące założenia:

$$\lim_{y \rightarrow y_0} \sum_{n=0}^{\infty} A_n(y) \cos \frac{k\pi}{L} z = \sum_{n=0}^{\infty} \lim_{y \rightarrow y_0} A_n(y) \cos \frac{k\pi}{L} z, \quad a$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=0}^{\infty} A_n(y) \cos \frac{k\pi}{L} z = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial A_n(y)}{\partial y} \cos \frac{k\pi}{L} z, \quad b \quad (4.10)$$

oraz wykorzystano stwierdzenie Heinego-Cantora [2].

5. Indukcja magnetyczna

Wektor indukcji magnetycznej \vec{B} w polu dwuwymiarowym ma dwie składowe

$$\vec{B} = B_y \vec{T}_y + B_z \vec{T}_z \quad (5.1)$$

gdzie:

\vec{T}_y i \vec{T}_z - wektory jednostkowe.

Rozpisując równanie $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ oraz uwzględniając warunki (3.6) otrzymuje się składowe indukcji [4]

$$B_y = \frac{\partial A(y, z)}{\partial z}, \quad (5.2)$$

$$B_z = -\frac{\partial A(y, z)}{\partial y}. \quad (5.3)$$

Z punktu widzenia nagrzewania indukcyjnego szczególnie interesująca jest znajomość indukcji w szczelinie powietrznej (obszar II) i w płycie (obszar III). Składowe indukcji w tych obszarach, zgodnie z wzorami (5.2) i (5.3), mają postać

$$B_y^{II} = -\frac{\mathcal{H}}{L} \sum_{n=0}^{\infty} k \left[C_k^{II} e^{\lambda_k y} + D_k^{II} e^{-\lambda_k y} \right] \sin \frac{k\mathcal{H}}{L} z, \quad (5.4)$$

$$B_z^{II} = -\sum_{n=0}^{\infty} \lambda_k \left[C_k^{II} e^{\lambda_k y} - D_k^{II} e^{-\lambda_k y} \right] \cos \frac{k\mathcal{H}}{L} z, \quad (5.5)$$

$$B_y^{III} = -\frac{\mathcal{H}}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \left[C_k^{III} e^{\eta_k y} + D_k^{III} e^{-\eta_k y} \right] \sin \frac{k\mathcal{H}}{L} z, \quad (5.6)$$

$$B_z^{III} = -\sum_{n=0}^{\infty} \eta_k \left[C_k^{III} e^{\eta_k y} - D_k^{III} e^{-\eta_k y} \right] \cos \frac{k\mathcal{H}}{L} z. \quad (5.7)$$

6. Zbieżność równań indukcji magnetycznej z wzorami klasycznymi

Przy $l \rightarrow \infty$ (wzbudnik nieskończenie rozległy wzdłuż osi z) równania (5.6) i (5.7) sprowadzają się do wzorów klasycznych podanych przez Wajnberga [8] (Dodatek I) dla nieskończenie rozległej płyty umieszczonej w jednowymiarowym polu elektromagnetycznym. Można więc powiedzieć, że wzory Wajnberga są szczególnym przypadkiem równań (5.6) i (5.7).

Dodatek I

Wzory Wajnberga [8] podają rozkład indukcji magnetycznej w płycie nagrzewanej wzbudnikiem nieskończenie długim ($l = \infty$). Po podstawieniu do równań (5.6) i (5.7) wyrażeń określających stałe C_k^{III} i D_k^{III} oraz wykonaniu przejścia granicznego $\lim_{l \rightarrow \infty} B_y^{III}$ i $\lim_{l \rightarrow \infty} B_z^{III}$ otrzymuje się^{x)}

$$B_y^{III} = B_y = 0 \quad (I.1)$$

$$B_z^{III} = B_z = -\delta\beta \sqrt{j} e^{-\alpha a} \frac{\left(\frac{\rho\sqrt{j}}{\mu} - \frac{\alpha}{\mu_0}\right) e^{\rho\sqrt{j}(y-b)} - \left(\frac{\rho\sqrt{j}}{\mu} + \frac{\alpha}{\mu_0}\right) e^{-\rho\sqrt{j}(y-b)}}{\left(\frac{\rho\sqrt{j}}{\mu} + \frac{\alpha}{\mu_0}\right)^2 e^{\rho\sqrt{j}d} - \left(\frac{\rho\sqrt{j}}{\mu} - \frac{\alpha}{\mu_0}\right)^2 e^{-\rho\sqrt{j}d}} \quad (I.2)$$

Indukcja na powierzchni płyty ($y=a$) wyraża się równaniem

$$B_0 = B_z(y=a) = -\delta\beta \sqrt{j} e^{-\alpha a} \frac{\left(\frac{\rho\sqrt{j}}{\mu} - \frac{\alpha}{\mu_0}\right) e^{\rho\sqrt{j}(a-b)} - \left(\frac{\rho\sqrt{j}}{\mu} + \frac{\alpha}{\mu_0}\right) e^{-\rho\sqrt{j}(a-b)}}{\left(\frac{\rho\sqrt{j}}{\mu} + \frac{\alpha}{\mu_0}\right)^2 e^{\rho\sqrt{j}d} - \left(\frac{\rho\sqrt{j}}{\mu} - \frac{\alpha}{\mu_0}\right)^2 e^{-\rho\sqrt{j}d}} \quad (I.3)$$

Po podstawieniu wartości B_0 (I.3) do równania (I.2) oraz wprowadzeniu nowej zmiennej

$$y' = y - a \quad (I.4)$$

otrzymuje się

$$B_z = B_0 \frac{[e^{\rho\sqrt{j}(d-y')} - e^{-\rho\sqrt{j}(d-y')}] + Q[e^{\rho\sqrt{j}(d-y')} + e^{-\rho\sqrt{j}(d-y')}]}{[e^{\rho\sqrt{j}d} - e^{-\rho\sqrt{j}d}] + Q[e^{\rho\sqrt{j}d} + e^{-\rho\sqrt{j}d}]} \quad (I.5)$$

gdzie

$$Q = \frac{\mu}{\mu_0} \frac{\alpha}{\sqrt{j}\beta} \quad (I.6)$$

Dla stosowanych w grzejnictwie indukcyjnym częstotliwości, stosunek $\alpha:\beta$ przyjmuje wartości $10^{-8} - 10^{-5}$ [3]. Wajnberg [8] wykazuje, dla po-

^{x)} Przy obliczaniu granic wykorzystano założenie (4.10a)

dobnych obliczeń, że składniki pomnożone przez współczynnik Q mogą być pominięte ($Q \approx 0$).

Przyjmując w równaniu (I.5) $Q = 0$, po obustronnym podzieleniu przez μ oraz przedstawieniu funkcji $\beta\sqrt{j}$ w innej formie

$$\beta\sqrt{j} = (1 + j) \frac{1}{\Delta}, \quad (\text{I.7})$$

gdzie:

$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}$ - głębokość wnikania pola elektromagnetycznego, otrzymuje się natężenie pola magnetycznego w płycie

$$H_z = H_0 \frac{e^{-\frac{1+j}{\Delta}(d-y')} - e^{-\frac{1+j}{\Delta}(d-y)}}{e^{-\frac{1+j}{\Delta}d} - e^{-\frac{1+j}{\Delta}d}} \quad (\text{I.8})$$

Równanie (I.8) odpowiada wyprowadzonemu przez Wajnberga w [8] wzorowi na natężenie pola w płycie umieszczonej w jednowymiarowym polu elektromagnetycznym.

LITERATURA

- [1] Buchholtz S. - Das Magnetfeld der Wirbelströme in einem elektrischen Induktionsofen und andere daraus ableitbare Wirbelstromfelder. Archiv für Elektrotechnik, XLIII Band 6 Heft 1958.
- [2] Fichtenholz G.M. - Rachunek różniczkowy i całkowy t. III, PWN Warszawa 1963.
- [3] Fikus F. - Pole magnetyczne w cylindrycznych nagrzewnicach indukcyjnych o skończonej długości. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej Hutnictwo z. 4, Gliwice 1974.
- [4] Kupalan S.D. - Teoria pola elektromagnetycznego. WNT Warszawa 1967.
- [5] Krumin J.K. - Wzajemnośc między biegunowym polem magnetycznym a przewodzącą średnią. Zinatne Riga 1969.
- [6] Tamm I.E. - Podstawy teorii elektryczności. WNT Warszawa 1967.
- [7] Tichonow A.N., Samarski A.A. - Równania fizyki matematycznej. PWN Warszawa 1963.
- [8] Wajnberg A.M. - Indukcyjne prawidłowe pieczi. Energija Moskwa 1967.

Przyjęto do druku w grudniu 1974 r.

ОДНОСТОРОННИЙ ИНДУКЦИОННЫЙ НАГРЕВ ПЛИТЫ ИНДУКТОРОМ КОНЕЧНОЙ ВЫСОТЫ

Р е з ю м е

Рассматривается применение определенного метода расчета магнитного поля для конечной высоты индуктора или так называемого метода с рядом Фурье для плоской системы. Исходя из уравнений Максвелла, и используя понятие векторного потенциала, получены уравнения на индукцию в зазоре и в плите.

UNILATERAL INDUCTION HEATING OF A PLATE BY MEANS OF THE HEATING INDUCTOR OF FINITE HEIGHT

S u m m a r y

The paper deals with the application of a certain method of calculation of the magnetic field for a finite height of heating coil - the so called method with Fourier's series for the flat system. Basing upon the outcome of the general Maxwell's equations and taking advantage of the vector potential concept - equations have been obtained for the induction in the slot and in the plate.