ISSN 0002-306X. Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. 2003. Т. LVI, № 2.

УДК 620.179.14(088.8) ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

В.Б. НЕРСИСЯН

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАБОЧЕМ ЗАЗОРЕ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ ВИХРЕТОКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ В НЕМ ПРОВОДЯЩЕГО НЕМАГНИТНОГО ЛИСТА

Исследуются некоторые электромагнитные параметры в воздушном зазоре вихретокового преобразователя при наличии в нем проводящего немагнитного листа. Получено выражение для вектора магнитного потенциала как в проводящем листе, так и в воздушном зазоре. Определены электрические и магнитные напряженности полей в этих средах.

Ключевые слова: электромагнитные параметры, вектор магнитного потенциала, плотность вихревых токов.

Одной из основных задач в вихретоковых преобразователях (ВТП) является определение закономерностей взаимодействия электромагнитного поля с проводящим немагнитным листом, расположенным в рабочем зазоре магнитной цепи. Магнитное поле в рабочем зазоре магнитной цепи броневой конструкции [1] в случае отсутствия в нем проводящего немагнитного листа однородно. При этом магнитное поле в зоне контроля в цилиндрической системе координат $(\rho,\ \varphi,\ z)$ описывается уравнением

$$\vec{B}(\rho) = \begin{cases} \vec{B}_0 & \text{при} \quad \rho \le R, \\ 0, & \text{при} \quad \rho \le R, \end{cases} \qquad (1)$$

где R – радиус эквивалентного круга сечения рабочего зазора преобразователя.

На рисунке показан рабочий зазор магнитной цепи, для которого справедливо условие (1). Здесь проводящий немагнитный лист толщиной h с удельной электрической проводимостью γ находится в кусочно–однородном, поперечно–осесимметричном, изменяющемся по гармоническому закону магнитном поле.

Электромагнитное поле в системе (см. рис.) наиболее удобно описывается с помощью векторного магнитного потенциала $\vec{A}$, определяемого соотношением

$$\vec{B} = \mathrm{rot}\vec{A} = \mu_0 \vec{H}. \qquad (2)$$

Для последовательности изложения приведем известный переход от уравнений Максвелла к уравнению Гельмгольца для вектор–потенциала поля.

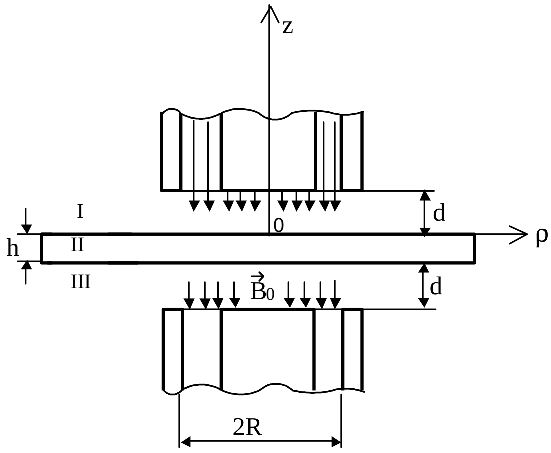

Рис. Рабочий зазор ВТП с проводящим немагнитным листом

Уравнения Максвелла в Международной системе единиц СИ запишем в виде

$$\begin{cases} \mathrm{rot}\,\vec{H} = \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \gamma \vec{E}, \\ \mathrm{rot}\,\vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \end{cases} \tag{3}$$

.

В рассматриваемом случае внешним источником является вектор индукции $\vec{B}_0$, который представляется синусоидальным и заданным по условию (1).

Поскольку мы рассматриваем изотропную среду, параметры которой при синусоидальных воздействиях не зависят от напряженности полей, то уравнения (3) можно переписать следующим образом:

$$\begin{cases} \mathrm{rot}\,\dot{H} = (\gamma + j\omega\varepsilon_0\varepsilon)\dot{E}, \\ \mathrm{rot}\,\dot{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \end{cases} \tag{4}$$

Подставляя (2) в (3), получим

$$\mathrm{rot}\left(\dot{E} + j\omega\dot{A}\right) = 0.$$

Поскольку ротор градиента любого скаляра тождественно равен нулю, величину в скобках можно приравнять градиенту некоторого скаляра ψ, играющего роль скалярного потенциала электрического поля. Тогда

$$\dot{E} = -\left(\mathrm{grad}\,\psi + j\omega\dot{A}\right). \tag{5}$$

Заменяя $\dot{H}$ и $\dot{E}$ в первом уравнении (4) с учетом (2) и (5), после элементарных преобразований получим

$$\nabla^2\dot{A}+k^2\dot{A}=\mathrm{grad}\left[(\mu_0\gamma+j\omega\varepsilon\varepsilon_0\mu_0)\psi+\mathrm{div}\dot{A}\right], \qquad (6)$$

где $k^2=\omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon-j\omega\mu_0\gamma.$

Поскольку вектор - потенциал $\dot{A}$ задан с точностью до градиента некоторого скаляра, а потенциал - с точностью до постоянной величины, имеется возможность получить [2]

$$(\mu_0\gamma+j\omega\varepsilon_0\varepsilon\mu_0)\ \psi+\mathrm{div}\,\dot{A}=0\,.$$

Учитывая последнее равенство и выражение (6), получим искомое уравнение Гельмгольца для вектор–потенциала электромагнитного поля

$$\nabla^2\dot{A}+k^2\dot{A}=0\,. \qquad (7)$$

Поле в воздушном промежутке преобразователя можно считать квазистационарным в том смысле, что волновыми процессами можно пренебречь. Это упрощение вполне оправдано, так как размеры ВТП и исследуемых листов обычно много меньше длины волны в воздухе, а потери на излучение по сравнению с потерями в ВТП в исследуемом листе малы. В проводящем листе будем рассматривать только те волновые процессы, которые обусловлены наличием проводимости, т.е. так же, как и в воздухе, токами смещения (пропорциональными $\omega\varepsilon_0\varepsilon$) пренебрегаем. Для металлов такое упрощение не вызывает сомнений. Таким образом, пренебрегая величиной $\omega^2\varepsilon_0\varepsilon\mu_0$, по сравнению с $\omega\mu_0\gamma$, в выражении для k^2 получим

$$k^2=-j\omega\mu_0\gamma\,. \qquad (8)$$

Естественно, что для воздуха $k=0$.

Обратный переход от вектор–потенциала к напряженностям электрических и магнитных полей проводится по известным формулам (3(.

Осуществим расчет электромагнитного поля в немагнитном проводящем листе, расположенном в рабочем зазоре ВТП (см. рис.).

Как было отмечено, магнитное поле в зоне контроля однородно и изменяется по синусоидальному закону: $B_0(t)=B_m\sin\omega t$. Электромагнитное поле в системе, показанной на рисунке, описывается уравнением (7). Пусть проводящий немагнитный лист расположен горизонтально, тогда нормаль плоскости листа направлена по оси z цилиндрической системы координат ρ, φ, z и совпадает с осью магнитной системы. Началом координат примем $\rho=R$ и $z=d$ для верхней среды и $z=-d-h$ для нижней среды.

В силу осевой симметрии задачи вектор–потенциал имеет только φ–ю компоненту и от угла φ не зависит, т.е. $\dot{A}=\dot{A}_\varphi$.

В цилиндрических координатах уравнение (7) с учетом этого обстоятельства примет следующий вид:

$$\frac{1}{\rho}\ \frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\dot{A}}{\partial\rho}\right)+\frac{\partial^2\dot{A}}{\partial z^2}-\left(\frac{1}{\rho}-k^2\right)\dot{A}=0\,. \qquad (9)$$

Это уравнение второго порядка в частных производных. В соответствии с методикой, изложенной в [3], его можно решить, применяя интегральное преобразование Фурье–Бесселя с ядром в виде функции Бесселя первого порядка. Формула преобразования имеет вид

$$\dot{A}^* = \int_0^\infty \rho \; J_1(\lambda\rho) \; \dot{A}(\rho, z) d\rho \;, \tag{10}$$

где λ – параметр преобразования.

Применяя это преобразование к обеим частям уравнения (9), получим

$$\frac{d^2\dot{A}^*}{dz^2} - q^2\dot{A}^* = 0\,, \tag{11}$$

где $\dot{A}^*$ является функцией только от координаты z; $q^2 = \lambda^2 + k^2$.

Уравнение (11) является обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка. Общее решение этого уравнения известно и может быть представлено в следующем виде:

$$\dot{A}^* = \frac{\mu_0}{2q}(e^{qz}C_p + e^{-qz}C_n)\,, \tag{12}$$

где C_p и C_n - величины, не зависящие от z и определяемые из граничных условий.

Граничные условия для вектор–потенциала известны [4] и выражаются в виде

$$\begin{aligned} &A_m(\rho, z)\,\big|_{z=z_m} = A_{m+1}(\rho, z)\,\big|_{z=z_m}\,; \\ &\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial A_m}{\partial z}\,\Big|_{z=z_m} = \frac{1}{\mu_0}\frac{\partial A_{m+1}}{\partial z}\,\Big|_{z=z_m}\,. \end{aligned} \tag{13}$$

Эти условия остаются справедливыми и для преобразованных величин $\dot{A}^*$.

Используя общее решение (12), запишем выражения для вектор–потенциала в каждой области рабочего зазора (см. рис.).

1. Для верхнего полупространства $z > 0$ (область I) преобразованный векторный потенциал представляется как $\dot{A}_1^* = \dot{A}_0^* + \dot{A}_{\text{вих}1}^*$. Здесь $\dot{A}_0^*$, $\dot{A}_{\text{вих}1}^*$ – преобразованный векторный потенциал первичного магнитного поля, обусловленного токами возбуждения; преобразованный векторный потенциал от вихревых токов в полосе. Определим их в отдельности.

Так как векторный потенциал имеет только φ-ю компоненту, то в рассматриваемом случае симметрии для индукции в рабочем воздушном зазоре ВТП запишем

$$\dot{B}_0 = \mathrm{rot}_{\varphi}\dot{A} = \frac{\partial \dot{A}_p}{\partial z} - \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial \rho}.$$

Одновременно можно положить $\dot{A}_p = 0$ и найти $\dot{A}_z$ из последнего уравнения

$$\dot{B}_0 = -\frac{\partial \dot{A}_z}{\partial \rho}.$$

Следовательно,

$$\dot{A}_z = -\int_0^R \dot{B}_0\, d\rho = -\dot{B}_0 R,$$

где $\dot{B}_0$ – комплекс действующего значения магнитной индукции в зоне контроля.

Таким образом, на основании (10) преобразованный векторный потенциал первичного магнитного поля будет [5]

$$\dot{A}_0^* = \int_0^\infty \rho J_1(\lambda\rho)\dot{A}_z d\rho = -\dot{B}_0 R \int_0^\infty \rho J_1(\lambda\rho) d\rho = -\frac{\dot{B}_0 R^2}{\lambda} J_1(\lambda\rho).$$

Теперь определим $\dot{A}^*_{\text{вих}1}$, воспользуясь общим решением (12). Учитывая, что $\mu_0, \gamma = 0$, т.е. q= λ и z > 0, получим

$$\dot{A}^*_{\text{вих}1} = \frac{\mu_0}{2\lambda} e^{-\lambda z} C_1^1.$$

В результате для преобразованного векторного потенциала области I будем иметь

$$\dot{A}_1^* = -\frac{\dot{B}_0 R^2}{\lambda} J_1(\lambda R) + \frac{\mu_0}{2\lambda} e^{-\lambda z} C_1^1. \tag{14}$$

2. Для проводящего слоя (область II), учитывая, что магнитная индукция внешнего поля в области 0 < z < –h равна нулю, получим

$$\dot{A}_2^* = -\frac{\mu_0}{2q_2}\left(C_1^2 e^{q_2 z} + C_2^2 e^{-q_2 z}\right). \tag{15}$$

3. Для нижнего полупространства (область III), учитывая, что $\mu_3 = \mu_0$, $\gamma = 0$, т.е. $q = \lambda$, получим

$$\dot{A}_3^* = \dot{A}_0^* + \dot{A}^*_{\text{вихIII}} = -\frac{\dot{B}_0 R^2}{\lambda} J_1(\lambda R) + \frac{\mu_0}{2\lambda} e^{\lambda z} C_2^3. \tag{16}$$

В выражении (16) учтено , что

$$\dot{A}^*_{\text{вихIII}} = \frac{\mu_0}{2\lambda} e^{\lambda z} C_2^3.$$

$\dot{A}^*_{вихIII}$ получено из общего решения (12) с учетом того, что если $z \to -\infty$, то поле должно быть ограниченным.

Для отыскания постоянных интегрирования, используя граничные условия (13), получим следующие уравнения:

$$\begin{aligned} &\dot{A}_1^* = \dot{A}_2^*; \quad \frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \dot{A}_1^*}{\partial z} = \frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \dot{A}_2^*}{\partial z} \quad \text{при} \quad z = 0. \\ &\dot{A}_2^* = \dot{A}_3^*; \quad \frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \dot{A}_2^*}{\partial z} = \frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \dot{A}_3^*}{\partial z} \quad \text{при} \quad z = -h. \end{aligned} \tag{17}$$

Подставляя выражения (14) - (16) в (17), получим

$$\begin{cases} -\dfrac{\dot{B}_0 R^2}{\lambda} J_1(\lambda R) + \dfrac{\mu_0}{2\lambda} C_1^1 = \dfrac{\mu_0}{2q_2}(C_1^1 + C_2^2), \\ -C_1^1 = C_1^2 - C_2^2, \\ \dfrac{b}{2q_2}(C_1^2 e^{-q_2 h} + C_2^2 e^{q_2 h}) = -\dfrac{\dot{B}_0 R^2}{\lambda} J_1(\lambda R) + \dfrac{\mu_0}{2\lambda} e^{-\lambda z} C_2^3, \\ C_1^2 e^{-q_2 h} - C_2^2 e^{q_2 h} = e^{-\lambda h} C_2^3 \ . \end{cases} \tag{18}$$

Решая полученную систему уравнений (18), получим коэффициенты интегрирования в виде

$$\begin{cases} C_1^2 = \dfrac{2\dot{B}_0 R^2}{\mu_0} q_2 \dfrac{(q_2-\lambda)-(q_2+\lambda)e^{q_2 h}}{(q_2+\lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2-\lambda)^2 e^{-q_2 h}} J_1(\lambda R), \\ C_2^2 = -\dfrac{2\dot{B}_0 R^2}{\mu_0} q_2 \dfrac{(q_2+\lambda)-(q_2-\lambda)e^{-q_2 h}}{(q_2+\lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2-\lambda)^2 e^{-q_2 h}} J_1(\lambda R), \\ C_1^1 = \dfrac{2\dot{B}_0 R^2}{\mu_0} q_2 \dfrac{(q_2-\lambda)(e^{-q_2 h}-1)+(q_2+\lambda)(e^{q_2 h}-1)}{(q_2+\lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2-\lambda)^2 e^{-q_2 h}} J_1(\lambda R), \\ C_2^3 = \dfrac{2\dot{B}_0 R^2}{\mu_0} q_2 \dfrac{(q_2-\lambda)(e^{-q_2 h}-1)+(q_2+\lambda)(e^{q_2 h}-1)}{\left[(q_2+\lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2-\lambda)^2 e^{-q_2 h}\right]e^{-\lambda h}} J_1(\lambda R). \end{cases} \tag{19}$$

С учетом значения C_1^1 перепишем выражение (14) для преобразованного вектор–потенциала в верхнем полупространстве:

$$\dot{A}_1^* = \left[q_2 \frac{(q_2 - \lambda)(e^{-q_2 h} - 1) + (q_2 + \lambda)(e^{q_2 h} - 1)}{(q_2 + \lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2 - \lambda)^2 e^{-q_2 h}} e^{-\lambda z} - 1 \right] \frac{\dot{B}_0 R^2}{\lambda} J_1(\lambda R) . \quad (20)$$

Выражение (15) для преобразованного вектор–потенциала в проводящем листе с учетом коэффициентов C_1^2 и C_2^2 примет вид

$$\dot{A}_2^* = \dot{B}_0 R^2 \frac{\left[(q_2 - \lambda) - (q_2 + \lambda) e^{q_2 h}\right]\left[e^{q_2 z} + e^{-q_2 (z+h)}\right]}{(q_2 + \lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2 - \lambda)^2 e^{-q_2 h}} J_1(\lambda R) . \quad (21)$$

Для нижнего полупространства на основе (16) для преобразованного вектор–потенциала получим

$$\dot{A}_3^* = \left\{ \frac{e^{\lambda(z+h)}\left[(q_2 - \lambda)(e^{-q_2 h} - 1) + (q_2 + \lambda)(e^{q_2 h} - 1)\right]}{(q_2 + \lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2 - \lambda)^2 e^{-q_2 h}} q_2 - 1 \right\} \times$$

$$\times \frac{\dot{B}_0 R^2}{\lambda} J_1(\lambda R). \quad (22)$$

Истинное значение поля для каждой области найдем с помощью обратного преобразования Фурье–Бесселя:

$$\dot{A} = \int_0^\infty \dot{A}^*(\lambda\rho)\ J_1(\lambda\rho)\lambda d\lambda. \quad (23)$$

1. Для верхнего полупространства:

$$\dot{A}_1 = \dot{B}_0 R^2 \int_0^\infty \left[q_2 \frac{(q_2 - \lambda)(e^{-q_2 h} - 1) + (q_2 + \lambda)(e^{q_2 h} - 1)}{(q_2 + \lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2 - \lambda)^2 e^{-q_2 h}} e^{-\lambda z} - 1 \right] \times$$

$$\times J_1(\lambda R) J_1(\lambda\rho) d\lambda. \quad (24)$$

2. Для проводящего листа:

$$\dot{A}_2 = \dot{B}_0 R^2 \int_0^\infty \frac{\left[(q_2 - \lambda) - (q_2 + \lambda) e^{q_2 h}\right]\left[e^{q_2 z} + e^{-q_2 (z+h)}\right]}{(q_2 + \lambda)^2 e^{q_2 h} - (q_2 - \lambda)^2 e^{-q_2 h}} \times$$

$$\times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)\lambda d\lambda. \quad (25)$$

3. Для нижнего полупространства:

$$\dot{A}_3=\dot{B}_0R^2\int_0^{\infty}\left\{\frac{e^{\lambda(z+h)}\left[(q_2-\lambda)(e^{-q_2h}-1)+(q_2+\lambda)(e^{q_2h}-1)\right]}{(q_2+\lambda)^2e^{q_2h}-(q_2-\lambda)^2e^{-q_2h}}q_2-1\right\}\times \tag{26}$$

$$\times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)d\lambda.$$

Напряженности электрического и магнитного полей можем найти, воспользуясь выражениями для вектор–потенциала, имеющего только φ–ю компоненту и не зависящего от угла [2].

1. Для верхнего полупространства:

$$\dot{E}_1=-j\omega\dot{B}_0R^2\int_0^{\infty}\left[q_2\frac{(q_2-\lambda)(e^{-q_2h}-1)+(q_2+\lambda)(e^{q_2h}-1)}{(q_2+\lambda)^2e^{q_2h}-(q_2-\lambda)^2e^{-q_2h}}e^{-\lambda z}-1\right]\times \tag{27}$$

$$\times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)d\lambda;$$

$$\dot{H}_{1\rho}=\frac{\dot{B}_0R^2q_2}{\mu_0}\int_0^{\infty}\left[\frac{(q_2-\lambda)(e^{-q_2h}-1)+(q_2+\lambda)(e^{q_2h}-1)}{(q_2+\lambda)^2e^{q_2h}-(q_2-\lambda)^2e^{-q_2h}}e^{-\lambda z}\lambda\right]\times \tag{28}$$

$$\times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)d\lambda.$$

2. Для проводящего листа:

$$\dot{E}_2=-j\omega\dot{B}_0R^2\int_0^{\infty}\frac{\left[(q_2-\lambda)-(q_2+\lambda)e^{q_2h}\right]\left[e^{q_2z}+e^{-q_2(z+h)}\right]}{(q_2+\lambda)^2e^{q_2h}-(q_2-\lambda)^2e^{-q_2h}}\times \tag{29}$$

$$\times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)\lambda d\lambda;$$

$$\dot{H}_{2\rho}=\frac{\dot{B}_0R^2q_2}{\mu_0}\int_0^{\infty}\frac{\left[(q_2-\lambda)-(q_2+\lambda)e^{q_2h}\right]\left[e^{-q_2(z+h)}-e^{q_2z}\right]}{(q_2+\lambda)^2e^{q_2h}-(q_2-\lambda)^2e^{-q_2h}}\times \tag{30}$$

$$\times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)\lambda d\lambda\ .$$

3. Для нижнего полупространства:

$$\dot{E}_3=-j\omega\dot{B}_0R^2\int_0^{\infty}\left\{\frac{e^{\lambda(z+h)}\left[(q_2-\lambda)(e^{-q_2h}-1)+(q_2+\lambda)(e^{q_2h}-1)\right]}{(q_2+\lambda)^2e^{q_2h}-(q_2-\lambda)^2e^{-q_2h}}q_2-1\right\}\times \tag{31}$$

$$\times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)d\lambda.$$

$$\dot{H}_{3\rho}=-\frac{\dot{B}_0R^2q_2\lambda}{\mu_0}\int_0^{\infty}\left\{\frac{e^{\lambda(z+h)}\left[(q_2-\lambda)(e^{-q_2h}-1)+(q_2+\lambda)(e^{q_2h}-1)\right]}{(q_2+\lambda)^2e^{q_2h}-(q_2-\lambda)^2e^{-q_2h}}\right\}\times \tag{32}$$

$$\times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)d\lambda.$$

Плотность вихревых токов $\dot{J}$ в листе определяется из уравнения

$$\dot{J} = -j\omega\gamma\dot{A}_2,$$

которое с учетом (25) принимает вид

$$\dot{J} = -j\omega\gamma\ \dot{B}_0 R^2 \int_0^\infty \frac{\left[(q_2-\lambda)-(q_2+\lambda)e^{q_2 h}\right]\left[e^{q_2 z}+e^{-q_2(z+h)}\right]}{(q_2+\lambda)^2 e^{q_2 h}-(q_2-\lambda)^2 e^{-q_2 h}} \times \times J_1(\lambda R)\ J_1(\lambda\rho)\lambda d\lambda. \qquad (33)$$

По результатам вычислений на ЭВМ несобственных интегралов (27) - (31) проведен анализ распределения плотности вихревых токов в листе, составляющих вектора индукции магнитного поля, создаваемого щелевым ВТП в рассматриваемых областях, в зависимости от частоты изменения магнитного поля, толщины и электрофизических параметров контролируемого изделия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Нерсисян В.Б.** Расчет вихретокового преобразователя с учетом скорости движущейся токопроводящей неферромагнитной полосы // Электрические и магнитные поля в неоднородных средах и цепях: Межвуз. тематич. сб. науч. тр. по электротехнике.- Ереван, 1988. - С.83-88.
2. **Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В.** Электромагнитные поля и волны.-М.: Сов. радио, 1956. - 662с.
3. **Кошляков М.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М.** Основные дифференциальные уравнения математической физики.- М.: Физматгиз, 1962. - 767с.
4. **Гринберг Г.А.** Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. - М.: Изд-во АН СССР, 1948. - 728с.
5. **Смайт В.** Электростатика и электродинамика/ Пер. со второго американского издания А.В. Гапонова, М.А. Миллера. - М.: Изд-во иностранной литературы, 1954. - 604 с.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 15.12.2001.

Վ.Բ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ

ՄՐՐԿԱՀՈՍԱՆՔԱՅԻՆ ՁԵՎԱՓՈԽԻՉԻ ՕԴԱՅԻՆ ԲԱՑԱԿՈՒՄ ՈՉ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴԻՉ ԹԻԹԵՂԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՀԱՇՎԱՐԿ

Կատարվել է օդային բացակում հաղորդիչ թիթեղի առկայության դեպքում էլեկտրամագնիսական դաշտի հաշվարկ, որոշվել են մագնիսական և էլեկտրական լարվածությունները ինչպես թիթեղում, այնպես էլ թիթեղի վերին և ներքին կիսատարածություններում: Որոշվել են նաև թիթեղում մրրկային հոսանքների խտության բաշխման օրինաչափությունները:

V.B. NERSISSYAN

ELECTROMAGNETIC FIELD CALCULATION IN THE RUNNING CLEARANCE OF MAGNETIC EDDY- CURRENT TRANSFORMER IN THE PRESENCE OF CONDUCTING NON-MAGNETIC SHEET

Certain electromagnetic parameters in the air gap of on eddy-current transformer in the presence of a non-magnetic sheet are studied, Maxwell's equations in cylindric coordinates expressed by a magnetic vector potential are written. The equation obtained is solved by Fourier-Bessel tranform. The result was an expression for magnetic vector potential both in the conducting sheet and air gap. Electric and magnetic field voltages in these media are determined