

Г.Л. АРЕШЯН, В.Б. НЕРСИСЯН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАСТИНЫ В ЗАЗОРЕ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ
ВИХРЕТОКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

На основе расчета электромагнитного поля в рабочем зазоре вихретокового преобразователя получено выражение эквивалентного тока от размагничивающих эффектов вихревых токов пластины, при использовании которого определяются магнитные потоки в измерительных катушках. Дается формула разности ЭДС в измерительных катушках в зависимости от параметров преобразователя и толщины пластины.

Ключевые слова: переменное магнитное поле, электропроводящая полоса, вихревые токи.

В измерительных системах, предназначенных для измерения толщины проводящих изделий, применяются различные физические принципы. Среди них наиболее эффективными являются вихретоковые преобразователи (ВТП). Известен ряд методов расчета ВТП [1,2], с помощью которых определяются расчетные значения для конкретных конструкций.

В настоящей работе предлагается электромагнитный расчет ВТП, являющийся более общим для магнитных цепей преобразователей с щелевыми зазорами. Для вывода основных расчетных соотношений воспользуемся конструкцией ВТП (рис.1).

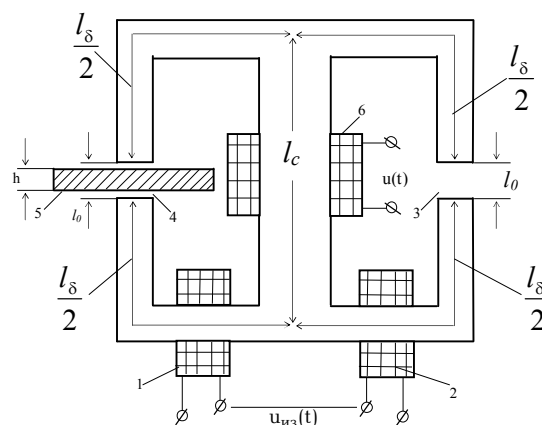


Рис.1

Преобразователь состоит из трехстержневого симметричного магнитопровода, боковые стержни которого снабжены дифференциально включенными измерительными обмотками 1 и 2 и имеют зазоры 3 и 4, в

одном из которых помещают контролируемое изделие 5. На среднем стержне расположена обмотка возбуждения 6. При подключении обмотки возбуждения к источнику питания, ввиду идентичности магнитных потоков $\dot{\Phi}_3$ и $\dot{\Phi}_4$ боковых стержней, на зажимах измерительной обмотки сигнал отсутствует. Если в один из зазоров внести контролируемое изделие, то на выходе измерительной обмотки появится сигнал, пропорциональный толщине h изделия.

Примем, что в зазорах 3 и 4 имеем равномерное магнитное поле, индуцированное обмоткой возбуждения 5:

$$\dot{B}_z(\rho) = \dot{B}_0 = \text{const} \text{ при } 0 \leq \rho \leq R_0,$$

где R_0 – эквивалентный радиус бокового стержня.

При наличии контролируемого листа в зазоре 4 (рис. 2), в результате размагничивающего действия вихревых токов, магнитный поток $\dot{\Phi}_4$ отличен от $\dot{\Phi}_3$ и зависит от электромагнитных параметров материала контролируемого листа и его размеров, в том числе и от толщины h . Определим магнитный поток $\dot{\Phi}_3$, решая уравнения Максвелла в цилиндрических координатах (рис. 2), в предположении, что в проводящем листе существуют только зетовая составляющая магнитного поля и угловая составляющая плотности тока (такое допущение общепринято ввиду малой толщины $h \ll R_0$):

$$\vec{H}(\rho) = \hat{e}_z \dot{H}_z(\rho); \quad \vec{\delta}(\rho) = \hat{e}_\varphi \dot{\delta}_\varphi(\rho).$$

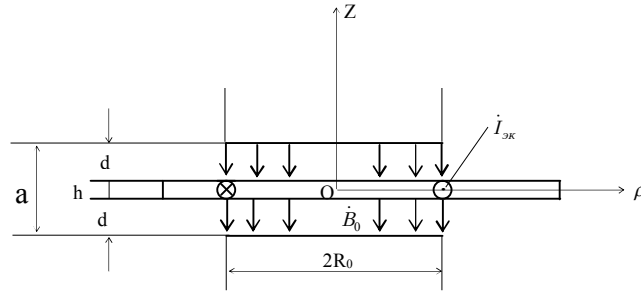


Рис. 2

Примем также, что эти величины одинаковы по высоте листа h , т.е.

$$\partial \dot{H}_z(\rho) / \partial Z = 0, \quad \partial \dot{\delta}_\varphi(\rho) / \partial Z = 0.$$

Исходя из центральной симметрии, имеем также $\partial \dot{H}_z(\rho) / \partial \varphi = 0$. При этих условиях имеем два дифференциальных уравнения Максвелла (из $\text{rot} \vec{H} = \vec{\delta}$ и $\text{rot} \vec{E} = -j\omega \vec{B}$, где токами смещения $j\omega \vec{D}$ пренебрегаем ввиду их малости):

$$-\partial \dot{H}_z / \partial \rho = \dot{\delta}_\varphi, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho \dot{E}_\varphi)}{\partial \rho} = -j\omega\mu\mu_0 \dot{H}_Z. \quad (2)$$

Используя $\dot{\delta}_\varphi = \gamma \dot{E}_\varphi$, получим из (2)

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho \dot{\delta}_\varphi)}{\partial \rho} = \beta^2 \dot{H}_Z(\rho), \quad \beta^2 = -j\omega\mu\mu_0 \gamma. \quad (3)$$

Дифференцируя (1) $\frac{\partial^2 \dot{H}_Z}{\partial \rho^2} = -\frac{\partial \dot{\delta}_\varphi}{\partial \rho}$ и подставляя его в (3), получим уравнение Бесселя нулевого порядка

$$\frac{\partial^2 \dot{H}_Z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \dot{H}_Z}{\partial \rho} + \beta^2 \dot{H}_Z = 0, \quad (4)$$

решение которого имеет вид

$$\dot{H}_Z(\rho) = C_1 I_0(\beta\rho) + C_2 N_0(\beta\rho) = C_1 I_0(\beta\rho). \quad (5)$$

При $\rho = 0$ $\dot{H}_Z(0)$ должно быть конечным, поэтому $C_2 = 0$. При $\rho = R_0$ на наружной поверхности листа в воздухе имеем поле $\dot{H}_0$, поэтому, приравнявая тангенциальные составляющие магнитных полей в листе и воздухе, с учетом (5) имеем $\dot{H}_Z(R_0) = C_1 I_0(\beta R_0) = \dot{H}_0$.

Тогда окончательно напряженность магнитного поля в проводящем листе будет

$$\dot{H}_Z(\rho) = \dot{H}_0 \frac{I_0(\beta\rho)}{I_0(\beta R_0)}. \quad (6)$$

Используя (1), получим (см.[3], стр. 236)

$$\dot{\delta}_\varphi(\rho) = -\frac{\partial \dot{H}_Z(\rho)}{\partial \rho} = \beta \dot{H}_0 \frac{I_1(\beta\rho)}{I_0(\beta R_0)}, \quad (7)$$

где $I_1(\beta\rho)$ - функция Бесселя первого рода первого порядка.

Элемент тока $d\dot{I}(\rho)$ в сечении $d\rho dh$ от вихревых токов будет

$$d\dot{I}_\varphi(\rho) = \dot{\delta}_\varphi(\rho) d\rho dh. \quad (8)$$

Магнитный момент этого тока:

$$d\dot{m}_Z(\rho) = \pi\rho^2 \cdot d\dot{I}_\varphi(\rho) = \pi\rho^2 \beta \dot{H}_0 \frac{I_1(\beta\rho)}{I_0(\beta R_0)} d\rho dh.$$

Интегрируя по всему рабочему объему листа, получим

$$\dot{m}_Z = \int_{h=0}^h \int_{\rho=0}^{R_0} d\dot{m}_Z(\rho) = \pi h R_0^2 \dot{H}_0 \frac{I_2(\beta R_0)}{I_0(\beta R_0)}. \quad (9)$$

Приравнявая этому моменту момент от эквивалентного тока $\dot{I}_{\text{эк}}$ с одним витком радиуса R_0 , который заменяет участки контролируемого листа, находящиеся в зазоре 4 (рис. 2), получим $\dot{m}_Z = \pi R_0^2 \dot{I}_{\text{эк}}$.

С учетом (9) получим выражение тока $\dot{I}_{\text{эк}}$, который эквивалентен реакции всех вихревых токов в листе:

$$\dot{I}_{\text{эк}} = h \dot{H}_0 \frac{l_2(\beta R_0)}{l_0(\beta R_0)}. \quad (10)$$

Напряженность магнитного поля $\dot{H}_0$ в зазоре 4 вне действия вихревых токов определяется ампервитками $\dot{F}_0$, которые равны

$$\dot{F}_0 = a \dot{H}_0. \quad (11)$$

Учитывая это, окончательно получим

$$\dot{I}_{\text{эк}} = \frac{h}{a} \dot{F}_0 \frac{l_2(\beta R_0)}{l_0(\beta R_0)}. \quad (12)$$

Если пренебречь падением магнитного потенциала в стальных участках магнитопровода, то МДС, действующая в зазорах 3 и 4 при отсутствии контролируемого листа, равна ампервиткам обмотки возбуждения $\dot{F}_0 = W_B \dot{I}_B$. Эту величину будем использовать при вычислении $\dot{I}_{\text{эк}}$ в первом приближении. Рассчитаем магнитные потоки $\dot{\Phi}_3$ и $\dot{\Phi}_4$ в зазорах 3 и 4 и в боковых стержнях. В среднем стержне магнитный поток равен их сумме. Обозначая через S_δ и S_c сечения боковых и среднего стержней, имеем следующие два уравнения из условия, что сумма падений магнитных потенциалов равна МДС, действующим в таких контурах (для контура через зазор 3 и средний стержень МДС - $\dot{F}_B = W_B \dot{I}_B$, для контура через зазор 4 и средний стержень МДС - $W_B \dot{I}_B + l \cdot \dot{I}_{\text{эк}}$):

$$\begin{cases} a \frac{\dot{\Phi}_3}{\mu_0 \pi R_0^2} + l_\delta \frac{\dot{\Phi}_3}{\mu_3 \mu_0 S_\delta} + l_c \frac{\dot{\Phi}_3 + \dot{\Phi}_4}{\mu_c \mu_0 S_c} = W_B \dot{I}_B = \dot{F}_3, \\ a \frac{\dot{\Phi}_4}{\mu_0 \pi R_0^2} + l_\delta \frac{\dot{\Phi}_4}{\mu_4 \mu_0 S_\delta} + l_c \frac{\dot{\Phi}_3 + \dot{\Phi}_4}{\mu_c \mu_0 S_c} = W_B \dot{I}_B + \dot{I}_{\text{эк}} = \dot{F}_4. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь μ_3, μ_4, μ_c - относительные магнитные проницаемости в боковых и средних стержнях; l_δ, l_c - средняя длина бокового и среднего стержней.

Решая систему (13) относительно $\dot{\Phi}_3$ и $\dot{\Phi}_4$, получим

$$\dot{\Phi}_3 = \frac{K_4 \dot{F}_3 - K_c \dot{F}_4}{K_3 K_4 - K_c^2}, \quad \dot{\Phi}_4 = \frac{K_4 \dot{F}_4 - K_c \dot{F}_3}{K_3 K_4 - K_c^2}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} K_3 &= \frac{a}{\mu_0 \pi R_0^2} + \frac{I_\delta}{\mu_3 \mu_0 S_\delta} + K_c, \\ K_4 &= \frac{a}{\mu_0 \pi R_0^2} + \frac{I_\delta}{\mu_4 \mu_0 S_\delta} + K_c, \quad K_c = \frac{I_c}{\mu_c \mu_0 S_c}. \end{aligned} \quad (15)$$

При отсутствии падения магнитного потенциала в стальных участках (при этом $\mu \rightarrow \infty$) получаем

$K_3 \rightarrow K_0, K_4 \rightarrow K_0, K_c \rightarrow 0$, где $K_0 = a / \mu_0 \pi R_0^2$. Тогда

$$\begin{cases} \lim_{\mu_i \rightarrow \infty} \dot{\Phi}_3 = \frac{\dot{F}_3}{K_0} = \mu_0 \frac{\pi R_0^2}{a} W_B \dot{I}_B, \\ \lim_{\mu_i \rightarrow \infty} \dot{\Phi}_4 = \frac{\dot{F}_4}{K_0} = \mu_0 \frac{\pi R_0^2}{a} (W_B \dot{I}_B + \dot{I}_{ЭК}). \end{cases} \quad (16)$$

Выражения (16) магнитных потоков справедливы в случае, когда падениями магнитного потенциала в стальных участках магнитопровода можно пренебречь по сравнению с падением магнитного потенциала в воздушных зазорах 3 и 4. Кроме того, эти уравнения необходимо использовать для первого шага расчета магнитной цепи с учетом насыщения.

ЭДС, индуцируемые в измерительных катушках, будут

$$\dot{E}_{U1} = -j\omega W_1 \dot{\Phi}_3, \quad \dot{E}_{U2} = -j\omega W_1 \dot{\Phi}_4,$$

где W_1 - число витков измерительной катушки.

Разность ЭДС при включении катушек встречно будет

$$\Delta \dot{E} = \dot{E}_{U1} - \dot{E}_{U2} = -j\omega W_1 (\dot{\Phi}_3 - \dot{\Phi}_4). \quad (17)$$

Полученное выражение зависит от h и на основе тарирования $\Delta \dot{E}$ дает возможность определить h . Разность ЭДС $\Delta \dot{E}$ принимает простое выражение при пренебрежении падением магнитного потенциала в стальных участках магнитопровода.

Используя выражения $\dot{\Phi}_3$ и $\dot{\Phi}_4$, по (16) с учетом (12) получим

$$\Delta \dot{E} = -j\omega W_1 \mu_0 \frac{\pi R_0^2}{a} \dot{I}_{ЭК} = j\omega W_1 \mu_0 \frac{\pi R_0^2}{a} h F_0 \frac{I_2(\beta R_0)}{I_0(\beta R_0)}, \quad (18)$$

где $\dot{F}_0 = W_B \dot{I}_B$.

Для вычисления бесселевых функций порядка p первого рода можно использовать их разложение в ряд [3]

$$I_p(Z) = \frac{\left(\frac{1}{2}Z\right)^p}{0!p!} - \frac{\left(\frac{1}{2}Z\right)^{p+2}}{1!(p+1)!} + \frac{\left(\frac{1}{2}Z\right)^{p+4}}{2!(p+2)!} - \frac{\left(\frac{1}{2}Z\right)^{p+6}}{3!(p+3)!} + \dots \quad (19)$$

Для функций $I_0(\sqrt{-jX})$ и $I_1(\sqrt{-jX})$ имеются таблицы [3].

Определим ЭДС, индуцируемую в обмотке возбуждения:

$$\dot{E}_B = -j\omega W_B (\dot{\Phi}_3 + \dot{\Phi}_4). \quad (20)$$

Индуктивное сопротивление и индуктивность обмотки возбуждения равны

$$X_B = \omega L_B = \frac{|\dot{E}_B|}{I_B}, \quad L_B = \frac{X_B}{\omega}. \quad (21)$$

Таким образом, получены формулы для определения толщины исследуемого проводящего листа с помощью измерения ЭДС в измерительных катушках ВТП.

Приложение 1

Упрощенный вывод выражения эквивалентного тока и сравнение с точным решением

Используя интегральную форму уравнения $\text{rot} \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{B}$, имеем в проводящем листе магнитный поток от МДС возбуждения $\dot{\Phi}_Z(\rho) = \mu\mu_0\pi\rho^2\dot{H}_0$. ЭДС в контуре радиуса ρ , индуцируемая этим потоком, будет

$$\dot{E}(\rho) = -j\omega\dot{\Phi}_Z = -j\omega\mu\mu_0\pi\rho^2\dot{H}_0.$$

Напряженность электрического поля по контуру $2\pi\rho$:

$$\dot{E}_\varphi(\rho) = \frac{\dot{E}(\rho)}{2\pi\rho} = -j\frac{1}{2}\omega\mu\mu_0\pi\rho\dot{H}_0.$$

Плотность вихревых токов по этому контуру:

$$\dot{\delta}_\varphi(\rho) = \gamma\dot{E}_\varphi(\rho) = -j\frac{1}{2}\omega\mu\mu_0\gamma\rho\dot{H}_0 = \frac{1}{2}\beta^2\rho\dot{H}_0. \quad (\text{П.1})$$

По этой плотности тока определим напряженность магнитного поля от вихревых токов, исходя из уравнения $\text{rot} \vec{H} = \vec{\delta}$ для цилиндрических координат (см. ур. (1) основного

$$\text{текста}) - \frac{\partial \dot{H}_Z}{\partial \rho} = \dot{\delta}_\varphi(\rho).$$

Интегрируя в пределах $\rho_1 = R_0$, $\rho_2 = \rho$, с учетом (П.1) получим

$$\dot{H}_{Z\delta}(\rho) = -\int_{\rho_1}^{\rho_2} \dot{\delta}_\varphi(\rho) d\rho = \frac{1}{4}\beta^2\dot{H}_0(R_0^2 - \rho^2). \quad (\text{П.2})$$

На основе (П.1) момент тока в проводящем листе будет

$$\dot{m}_Z = \int_{h=0}^h \int_{\rho=0}^{R_0} \pi\rho^2 \dot{\delta}_\varphi(\rho) dh d\rho = \frac{\pi}{2}\beta^2\dot{H}_0 \int_{h=0}^h \int_{\rho=0}^{R_0} \rho^3 d\rho dh = \frac{\pi}{8}\beta^2\dot{H}_0 h R_0^4.$$

$$\text{Эквивалентный ток } \dot{I}_{\text{эк}} = \frac{\dot{m}_Z}{\pi R_0^2} \text{ будет } \dot{I}_{\text{эк}} = \frac{1}{8} \beta^2 h R_0^2 \dot{H}_0. \quad (\text{П.3})$$

Из точного решения для $\dot{\delta}_\phi(\rho)$ имеем уравнение (7), которое при $\beta R_0 \ll 1$ дает [3]

$$\dot{\delta}_\phi(\rho) = \lim_{\beta \rho \rightarrow 0} \beta \dot{H}_0 \frac{I_1(\beta \rho)}{I_0(\beta R_0)} \approx \beta \dot{H}_0 \frac{\frac{1}{2} \beta \rho}{1} = \frac{1}{2} \beta^2 \rho \dot{H}_0, \\ \text{что совпадает с (П.1).}$$

Из точного решения для $\dot{H}_Z(\rho)$ имеем уравнение (6), которое при $\beta R_0 \ll 1$ дает

$$\dot{H}_Z(\rho) = \dot{H}_0 \frac{I_0(\beta \rho)}{I_1(\beta R_0)} \approx \dot{H}_0 \frac{1 - \left(\frac{1}{2} \beta R_0\right)^2 + \dots}{1 - \left(\frac{1}{2} \beta R_0\right)^2 + \dots} \approx \\ \approx \dot{H}_0 \left[1 + \frac{1}{4} \beta^2 (R_0^2 - \rho^2) - \dots \right].$$

Второе слагаемое совпадает с напряженностью, полученной упрощенным методом (см. ур. (П.2)), и учитывает реакцию вихревых токов.

Наконец, для $\dot{I}_{\text{эк}}$ было получено выражение (см. ур. (10)), которое при малых βR_0 имеет вид

$$\dot{I}_{\text{эк}} = h \dot{H}_0 \frac{I_2(\beta R_0)}{I_0(\beta R_0)} \approx h \dot{H}_0 \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \beta R_0\right)^2 + \dots}{1 - \left(\frac{1}{2} \beta R_0\right)^2 + \dots} \approx \frac{1}{8} h \beta^2 R_0^2 \dot{H}_0.$$

Это выражение также совпадает с уравнением (П.3), полученным упрощенным методом.

Таким образом, показано, что при значениях $\beta R_0 \ll 1$ можно использовать выражения для $\dot{\delta}_\phi(\rho)$, $\dot{H}_{Z\delta}(\rho)$, $\dot{I}_{\text{эк}}$, полученные упрощенным путем. Малое значение $\beta R_0 = \sqrt{-j\omega\mu_0\gamma} \cdot R_0$ обусловлено большой глубиной проникновения электромагнитной волны в проводящий лист и малым значением вихревых токов. Глубина проникновения равна $\Delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\gamma}$.

Пример расчета

Рассчитаем разность ЭДС в измерительных катушках и в обмотке возбуждения ВТП при следующих исходных параметрах и геометрических размерах: для обмотки возбуждения - частота питающей сети $f_c = 50 \text{ Гц}$; ток $I_B = 2 \text{ А}$; число витков $W_B = 10^3$; число витков измерительных катушек $W_1 = 500$; размеры воздушных зазоров $R_0 = 1 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; $a = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. В зазоре помещена проводящая фольга с проводимостью $\gamma = 2 \cdot 10^7 \text{ А/Вм}$.

При расчетах падением магнитного потенциала в стали магнитопровода пренебрегаем. Определяем

$\beta^2 = -j\omega\mu_0\gamma = -j7,888 \cdot 10^3 \text{ м}^{-2}$; $\beta = \sqrt{-j8,881} \text{ м}^{-1}$; $\beta \cdot R_0 = \sqrt{-j0,888}$. Вычисления $I_0(\beta R_0)$ и $I_2(\beta R_0)$ с помощью рядов [3] дают: $I_0(\beta R_0) = 1 - j0,2$; $I_2(\beta R_0) = 0,007 - j0,1$.

Эквивалентный ток (ур.(12)) равен $\dot{I}_{\text{эк}} = \frac{h}{a} W_B \dot{I}_B \frac{I_2(\beta R_0)}{I_0(\beta R_0)}$,

$\dot{I}_{\text{эк}} = (0,026 - j0,095) \cdot 10^3 \text{ А}$; разность ЭДС в измерительных катушках (ур. (20))

$$\Delta \dot{E} = j\omega W_1 \mu_0 \frac{\pi R_0^2}{a} \dot{I}_{\text{эк}} = (29,41 + j8,05) \text{ В}, \text{ или } |\Delta \dot{E}| = 30,492 \text{ В}.$$

Чувствительность на отклонение толщины фольги на 10% составляет 3,05 В. ЭДС, индуцируемая в обмотке возбуждения: $|\Delta \dot{E}_{\text{ов}}| = \omega W_B |\dot{\Phi}_3 + \dot{\Phi}_4|$. Поток

$$|\dot{\Phi}_3| = \left| \pi R_0^2 \mu_0 \frac{\dot{I}_0}{a} \right| = 9,86 \cdot 10^{-5} \text{ Вб}; \text{ поток от вихревых токов:}$$

$$\dot{\Phi}_{\text{вих}} = \pi R_0^2 \mu_0 \frac{\dot{I}_{\text{эк}}}{a} = (0,256 - j0,937) \cdot 10^{-5} \text{ Вб}.$$

Поток в зазоре 4 равен: $\dot{\Phi}_4 = \dot{\Phi}_3 + \dot{\Phi}_{\text{вих}} = (10,116 - j0,937) \cdot 10^{-5} \text{ Вб}$. Отношение

потоков $\frac{|\dot{\Phi}_4|}{|\dot{\Phi}_3|} = 1,030$, т.е. разница по значению составляет 3,0%. Магнитный поток через

обмотку возбуждения равен $\dot{\Phi}_{\text{ов}} = \dot{\Phi}_3 + \dot{\Phi}_4 = (19,976 - j0,937) \cdot 10^{-5}$, $|\dot{\Phi}_{\text{ов}}| = 20,0 \cdot 10^{-5} \text{ Вб}$.

ЭДС в обмотке возбуждения $|\Delta \dot{E}_B| = \omega W_B |\dot{\Phi}_{\text{ов}}| = 62,8 \text{ В}$. Индуктивное сопротивление

$$\text{обмотки возбуждения } X_a = \frac{|\Delta \dot{E}_B|}{I_B} = 31,4 \text{ Ом}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дорофеев А.Л., Никитин А.И., Рубин А.Л.** Индукционная толщинометрия. – М.: Энергия, 1978.-184 с.
2. **Нерсисян В.Б.** Расчет токовихревого преобразователя трансформаторного типа на основе теории цепей с распределенными параметрами // Изв. АН АрмССР. –1985. – Т.XXX, вып. VIII, ¹ 1. – С. 30-36.
3. **Янке Е. и Эмде Ф.** Таблицы функций с формулами и кривыми. – М.; Л.: Изд. тех.-теор. лит-ры, 1949. – 420 с.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 12.07.2000.

Գ.Լ. ԱՐԵՇՅԱՆ, Վ.Բ. ՆԵՐՏԻՍՅԱՆ

ՄՐՐԿԱՀԱՆՈՍԱՆՔԱՅԻՆ ՁԵՎԱՓՈԽՉԻ ՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ՇՂԹԱՅԻ ՕՂԱՅԻՆ ԲԱՑԱԿՈՒՄ ՏԵՂԱԴՐՎԱԾ ՀԱՂՈՂԻՉ ԹԻԹԵՂԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Մրրկահոսանքային ձևափոխիչի օղային բացակում էլեկտրամագնիսական դաշտի հաշվարկի հիման վրա ստացվել է համարժեք հոսանքի մեծության համար արտահայտություն՝ ելնելով բացակում գտնվող հաղորդիչ թիթեղում առաջացած մրրկային հոսանքների ապամագնիսացնող էֆեկտից: Այդ մեծության միջոցով որոշվել են չափիչ փաթույթներում մագնիսական հոսքերը: Ստացված է չափիչ փաթույթի էլշու-ի մեծությունը՝ արտահայտված ձևափոխիչի պարամետրերով և թիթեղի հաստությամբ:

G.L. ARESHYAN, V.B. NERSISYAN

CONDUCTING SHEET THICKNESS DEFINITION IN MAGNETIC CIRCUIT AIR GAP OF EDDY-CURRENT TRANSDUCER

On the basis of electromagnetic field calculation in the air gap of the eddy-current transducer the expression of the equivalent current is obtained from the demagnetizing effects of sheet eddy-currents. Using this value, the magnetic fluxes are defined in measuring windings. The emf difference formula in measuring windings depending on transducer parameters and sheet thickness is given.