Силовая электроника

УДК 534.213.4:534.22.094.1

Влияние динамического саморазмагничивания на эффективность регистрации ультразвуковых колебаний в трубах электромагнитным преобразователем

В.В. Карпусь

Национальный технический университет Украины «Киевский Политехнический Институт»,

ул. Политехническая, 16, корпус 12, г. Киев, 03056, Украина.

В работе рассмотрены особенности регистрации ультразвуковых волн в ферромагнитных трубах преобразователем электромагнитного типа. Учтено существование эффекта динамического саморазмагничивания и его влияние на величину динамической намагниченности ферромагнитной трубы. Получена зависимость величины динамической намагниченности трубы от частоты упругих колебаний и ее геометрических параметров (диаметр и толщина стенки). Определено влияние динамического саморазмагничивания на эффективность регистрации ультразвуковых волн в ферромагнитной трубе преобразователем электромагнитного типа. Рассчитан коэффициент динамического саморазмагничивания при продольном поле подмагничивания. Установлено, что на частоте более 2кГц он имеет величину порядка $\mu_0/\mu_3^{\varepsilon}$ и практически не изменяется при изменении геометрических параметров трубы и частоты упругих колебаний. Библ.15.

Ключевые слова: *электромагнитный преобразователь, динамическое саморазмагничивание, геометрические параметры, регистрация ультразвуковых волн, ферромагнитные трубы.*

Введение

Стержневые элементы и трубы используются в несущих конструкциях зданий и сооружений, транспорте и транспортировочных системах (трубопроводы). Большинство из них проектировалось на срок эксплуатации, который либо истек, либо подходит к концу [6,9]. Одним из основных заданий неразрушающего контроля является обеспечение безопасной эксплуатации таких элементов конструкций и своевременная реакция при отрицательном результате испытаний [8]. Среди всех методов неразрушающего контроля [4] достаточно широко используются ультразвуковые методы.

Одной из важных практических проблем ультразвуковых методов неразрушающего контроля является проблема надежности контакта объекта контроля и регистрирующего пьезоэлектрического преобразователя. Для решения проблемы надежности контакта используют различные приспособления от специальных клеев (неподвижный вариант) до специфических прижимающих устройств. Эти ухищрения не всегда решают проблему полностью, вследствие недостаточно хорошего контакта или в результате воздействия прижимающего механизма возникают помехи в акустическом тракте [7].

Избежать подобных неприятностей можно путем использования бесконтактного способа регистрации упругих возмущений. Наиболее перспективно использовать электромагнитный электроакустический преобразователь, именуемый в литературе электромагнитно-акустическим преобразователем. Его преимущества очевидны - простота и дешевизна конструкции, отсутствие механического контакта с поверхностью изделия. Применение таких преобразователей в устройствах ультразвукового контроля последние годы заметно возросло [3, 14]. Они не используются только при акустоэмиссионной диагностике [8]. Расширению области применения акустических преобразователей электромагнитного типа все еще мешает недостаточно проработанная теоретическая сторона процесса регистрации ультразвуковых волн этим типом преобразователей.

Постановка задачи

Моделирование работы преобразователя электромагнитного типа в режиме регистрации упругих волн в трубах из ферромагнитного металла основывается на применении теоремы Шокли-Рамо [5], в частности в виде теоремы о наведенном магнитном потоке [11]. При этом разность электрических потенциалов на электрической стороне преобразователя электромагнитного типа, которая определяется в соответствии с законом электромагнитной индукции[15], записывается следующим образом:

$$U_{out}(\omega) = \frac{-i\omega\mu_0}{I^*}\iiint_V \vec{M}(x_k)\vec{H}^*(x_k)dV\ , \quad (1)$$

где $U_{out}(\omega)$- амплитуда гармонически изменяющейся во времени по закону $e^{i\omega t}$ ($i=\sqrt{-1}$ ω - круговая частота, t - время) разности электрических потенциалов на выходе приемника ультразвуковых волн, $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ Гн/м - магнитная проницаемость вакуума, I^*- сила тока, который протекает в электрическом контуре электромагнитного акустического преобразователя, - приемника ультразвуковых волн; $\vec{H}^*(x_k)$ - вектор напряженности магнитного поля, которое создает электрический контур приемника переменного магнитного поля в вакууме при протекании по нему тока I^*.

Для всех магнитно поляризуемых материалов амплитудное значение гармонически изменяющейся во времени намагниченности $\vec{M}(x_k)$ определяется следующим образом [15]:

$$M_n = \frac{1}{\mu_0}B_n - H_n\ , \quad (2)$$

где B_n- амплитудное значение n-го компонента гармонически изменяющегося во времени вектора магнитной индукции. H_n- амплитудное значение n-го компонента гармонически изменяющегося во времени вектора напряженности внутреннего магнитного поля [10], возникающего из-за поворота доменов при динамическом деформировании поляризованного магнитным полем (намагниченного не до насыщения) ферромагнетика.

Согласно закона магнитной поляризации предварительно намагниченного постоянным магнитным полем $\vec{H}^0$ ферромагнетика, амплитудное значение n-го компонента гармонически изменяющегося во времени вектора магнитной индукции определяется следующим выражением [2]:

$$B_n = m_{npij}H_p^0\varepsilon_{ij} + \mu_{nj}^{\varepsilon}H_j\ , \quad (3)$$

где m_{npij} - компонент тензора магнитострикционных констант; H_p^0 - компонент вектора напряженности постоянного магнитного поля подмагничивания; ε_{ij} - амплитудное значение гармонически изменяющейся во времени деформации ферромагнетика. μ_{nj}^{ε} - тензор магнитной проницаемости, определяемой экспериментально в режиме постоянства, то есть равенства нулю, упругих деформаций. Тензор магнитной проницаемости μ_{nj}^{ε} для поликристаллических ферромагнетиков имеет матрицу диагонального типа в которой отличные от нуля компоненты $\mu_{11}^{\varepsilon} = \mu_{22}^{\varepsilon} \neq \mu_{33}^{\varepsilon}$.

Для поликристаллических ферромагнитных материалов произвольный компонент тензора магнитострикционных констант определяется следующим образом:

$$m_{npij} = m_2\delta_{np}\delta_{ij} + m_3(\delta_{ni}\delta_{pj} + \delta_{nj}\delta_{pi})\ ;$$
$$n,p,i,j = 1,2,3\ , \quad (4)$$

где $m_3 = (m_1 - m_2)/2$; $\delta_{\alpha\beta}$ - символы Кронекера; m_2 и m_1 - экспериментально определяемые константы. Из (4) следует, что $m_{nnnn} = m_1$, $m_{nnii} = m_2$,

$m_{nini} = m_{niin} = m_{nini} = m_{inin} = (m_1 - m_2)/2$, прочие компоненты тензора магнитострикционных констант равны нулю.

Как видно из равенства (1) разность электрических потенциалов $U_{out}(\omega)$ определяется главным образом двумя величинами: $\vec{H}^*(x_k)$ и $\vec{M}(x_k)$. Методы расчета напряженности магнитного поля в вакууме $\vec{H}^*(x_k)$ известны [5,15], а вот для определение $\vec{M}(x_k)$ требуется знание компонентов вектора напряженности внутреннего магнитного поля $\vec{H}$, методика расчета которого требует разработки. Рассмотрим процедуру определения $\vec{H}$ и $\vec{M}(x_k)$.

Вектор напряженности внутреннего магнитного поля $\vec{H}$ обязан удовлетворять уравнениям Максвелла [15]:

$$rot\vec{H} = \vec{J}\ , \quad (5)$$

$$rot\vec{E} = -i\omega\vec{B}\ , \quad (6)$$

где $\vec{J} = r\vec{E}$ - вектор поверхностной плотности токов проводимости в ферромагнетике; r - тензор удельной электропроводимости, который имеет вид матрицы диагонального типа, где $r_{11} = r_{22} \neq r_{33}$, но в случае инженерных расчетов магнитного состояния поликристаллических металлов можно смело полагать, что $r = r_{11} = r_{22} = r_{33}$.; $\vec{E}$ - вектор напряженности внутреннего электрического поля. Систему уравнений Максвелла (5)-(6) можно переписать в виде:

$$\varepsilon_{ijk} H_{k,j} = rE_i, \qquad (7)$$

$$\varepsilon_{nmi} E_{i,m} = -i\omega B_n, \qquad (8)$$

где ε_{ijk} – компонент тензора Леви-Чивиты, равный плюс единице, когда индексы i, j, k образуют четную перестановку чисел 1, 2, 3; равный минус единице, когда индексы i, j, k образуют нечетную перестановку чисел 1, 2, 3 и равный нулю, когда любые два из трех индексов равны между собой.

Вычислим ротор от обеих частей уравнения (7), и перепишем уравнение (8) с учетом полученного:

$$\varepsilon_{nmi} \varepsilon_{ijk} H_{k,jm} = -i\omega r B_n, \qquad (9)$$

где $B_n = B_n^V + \mu_{nn}^{\varepsilon} H_n$, а $B_n^V = m_{knij} H_k^0 \varepsilon_{ij}$ - n-ый компонент магнитной индукции, которая обеспечивается поворотом доменов или эффектом Виллари. С учетом определения компонентов вектора магнитной индукции B_n уравнение (9) приобретает вид:

$$\varepsilon_{nmi} \varepsilon_{ijk} H_{k,jm} + i\omega r \mu_{nn}^{\varepsilon} H_n = -i\omega r B_n^V, \qquad (10)$$

Единственность решения уравнения (10) обеспечиваются следующими граничными условиями:

$$\varepsilon_{ijk} n_j (H_k - \tilde{H}_k) = 0 \forall x_k \in S, \qquad (11)$$

$$n_j (B_j - \mu_0 \tilde{H}_j) = 0 \forall x_k \in S, \qquad (12)$$

где $\vec{n}$ - вектор единичной нормали к поверхности трубы. $\vec{\tilde{H}}$ - вектор напряженности магнитного поля рассеяния, удовлетворяющий уравнениям Максвелла в пустоте. Уравнение для определения его компонентов имеет вид:

$$\varepsilon_{nmi} \varepsilon_{ijk} \tilde{H}_{k,jm} - k_0^2 \tilde{H}_n = 0, \qquad (13)$$

где $k_0 = \omega / c$ - волновое число; $c = 1/\sqrt{\chi_0 \mu_0}$ - скорость распространения электромагнитных колебаний в пустоте; $\chi_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума;

Решение уравнения (13) должно удовлетворять условию физической реализуемости источника, т.е.:

$$\lim_{R \to \infty} (\tilde{H}_k,\ \tilde{H}_{k,j}) = 0, \qquad (14)$$

где R – расстояние от источника магнитного поля рассеяния, т.е. деформируемой трубы.

Решение системы уравнений (10) и (13) с граничными условиями (11), (12) и (14) позволит определить компоненты вектора напряженности внутреннего магнитного поля, после чего станет возможным определение компонентов намагниченности, с учетом эффекта Виллари.

Определение напряженности внутреннего магнитного поля и намагниченности осесимметрично деформируемой трубы

Предположим, что в трубе, ось симметрии которой совпадает с осью Oz цилиндрической системы координат, а поперечное сечение образованно двумя концентрическими окружностями с радиусами R_1 и R_2, причем $R_2 > R_1$, распространяется упругая волна, которая создает смещения материальных частиц в радиальном $u_\rho(\rho, z)$ и аксиальном $u_z(\rho, z)$ направлениях. При этом:

$$u_\rho(\rho, z) = u_\rho(\rho) e^{\pm i\gamma z},\ u_z(\rho, z) = u_z(\rho) e^{\pm i\gamma z}, \quad (15)$$

где $u_\rho(\rho)$ и $u_z(\rho)$ развитые в радиальном направлении амплитуды, γ-волновое число.

При таком определении смещений уравнение (10) распадается на два обыкновенных дифференциальных уравнения.

$$\gamma^2 H_\rho \pm i\gamma \frac{\partial H_z}{\partial \rho} = -i\omega r B_\rho^V - i\omega r \mu_1^{\varepsilon} H_\rho, \qquad (16)$$

$$\frac{1}{\rho}\left(\pm i\gamma H_\rho - \frac{\partial H_z}{\partial \rho}\right) \pm i\gamma \frac{\partial H_\rho}{\partial \rho} - $$

$$- \frac{\partial^2 H_z}{\partial \rho^2} = -i\omega r B_z^V - i\omega r \mu_3^{\varepsilon} H_z, \qquad (17)$$

Из уравнения (16) можно выразить радиальный компонент вектора напряженности внутреннего магнитного поля H_ρ:

$$H_\rho = \pm \frac{i\gamma}{\xi^2} \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \frac{1}{\mu_1^{\varepsilon}} B_\rho^V, \qquad (18)$$

где $\xi^2 = \gamma^2 + i\omega r \mu_1^{\varepsilon} \approx i\omega r \mu_1^{\varepsilon}$.

Подставляя полученное выражение для радиального компонента вектора напряженности внутреннего магнитного поля (18) в уравнение (17), получаем уравнение для определения аксиального компонента вектора напряженности внутреннего магнитного поля H_z:

$$\rho^2 \frac{\partial^2 H_z}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - (\zeta \rho)^2 H_z = \rho^2 F_z^V(\rho), \quad (19)$$

где $\zeta^2 \approx i\omega r \mu_3^{\varepsilon}$,

$$F_z^V(\rho) = i\omega r B_z^V \mp \frac{i\gamma}{\mu_1^{\varepsilon}}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}\left[\rho B_\rho^V\right]\right)$$

Решение этого уравнения будем искать методом вариации постоянных в следующем виде[12]:

$$H_z(\rho)=[A+A(\rho)]I_0(\zeta\rho)+[B+B(\rho)]K_0(\zeta\rho), \quad (20)$$

где A и B – подлежащее определению константы, а варьируемые константы $A(\rho)$ и $B(\rho)$ удовлетворяют условию:

$$A(\rho)' I_0(\zeta\rho)+B(\rho)' K_0(\zeta\rho)=0, \quad (21)$$

$I_0(\zeta\rho)$ и $K_0(\zeta\rho)$ - модифицированные функции Бесселя первого рода и функции Макдональда соответственно[1].

Подставим выражение (20) в уравнение (19). Решая систему уравнений, состоящую из полученного уравнения и уравнения (21), находим варьируемые константы $A(\rho)$ и $B(\rho)$:

$$A(\rho)=\int_{R1}^{\rho} xF_z^V(x)K_0(\zeta\rho)dx, \quad (22)$$

$$B(\rho)=\int_{R1}^{\rho} xF_z^V(x)I_0(\zeta\rho)dx, \quad (23)$$

Подставив выражение (20) в выражение (18) получим:

$$H_\rho=\mp\frac{i\gamma}{\xi^2}[A+A(\rho)]I_1(\zeta\rho)\pm$$

$$\pm\frac{i\gamma}{\xi^2}[B+B(\rho)]K_1(\zeta\rho)-\frac{1}{\mu_1^\varepsilon}B_\rho^v, \quad (24)$$

Решая уравнение (13) и удовлетворяя граничным условиям (11), (12) определяем коэффициенты A и B:

$$A=-Q_1(R_2)K_0(\zeta R_1)/\Delta_0^*, \quad (25)$$

$$B=Q_1(R_2)I_0(\zeta R_1)/\Delta_0^*, \quad (26)$$

где:

$$\Delta_0^*=I_0(\zeta R_2)K_0(\zeta R_1)-I_0(\zeta R_1)K_0(\zeta R_2),$$

$$Q_1(R_2)=I_0(\zeta R_2)A(R_2)-K_0(\zeta R_2)B(R_2),$$

$$A(R_2)=\int_{R_1}^{R_2} xF_z^V(x)K_0(\zeta\rho)dx,$$

$$B(R_2)=\int_{R_1}^{R_2} xF_z^V(x)I_0(\zeta\rho)dx.$$

Подставляя полученные коэффициенты A, B, $A(\rho), B(\rho)$ в определения (20) и (24) получаем следующее определения для аксиального и радиального компонентов вектора напряженности внутреннего магнитного поля:

$$H_z(\rho)=L_1I_0(\zeta\rho)+L_2K_0(\zeta\rho), \quad (27)$$

$$H_\rho(\rho)=\mp\frac{i\gamma}{\xi^2}\left(L_1I_1(\zeta\rho)-L_2K_1(\zeta\rho)\right)-\frac{1}{\mu_1^\varepsilon}B_\rho^v, \quad (28)$$

где: $L_1=-\dfrac{Q_1(R_2)K_0(\zeta R_1)}{\Delta_0^*}+\displaystyle\int_{R_1}^{\rho} xF_z^V(x)K_0(\zeta\rho)dx,$

$$L_2=\frac{Q_1(R_2)I_0(\zeta R_1)}{\Delta_0^*}+\int_{R_1}^{\rho} xF_z^V(x)I_0(\zeta\rho)dx.$$

Радиальный и аксиальный компоненты вектора магнитной индукции имеют следующий вид:

$$B_\rho=B_\rho^v+\mu_1^\varepsilon H_\rho=\mu_1^\varepsilon h_\rho, \quad (29)$$

$$B_z=B_z^v+\mu_3^\varepsilon H_z, \quad (30)$$

где $h_\rho=\mp\dfrac{i\gamma}{\xi^2}\left(L_1I_1(\zeta\rho)-L_2K_1(\zeta\rho)\right)$

После этого можно записать выражения для расчета компонентов вектора намагниченности, которые учитывают эффект Виллари.

$$M_\rho=\frac{1}{\mu_1^\varepsilon}B_\rho^v+\frac{(\mu_1^\varepsilon-\mu_0)}{\mu_0}h_\rho, \quad (31)$$

$$M_z=\frac{1}{\mu_0}B_z^v+\frac{(\mu_3^\varepsilon-\mu_0)}{\mu_0}H_z. \quad (32)$$

Модельный пример. Динамическая намагниченность созданная плоской продольной волной.

Рассмотрим модельный пример, когда в ферромагнитной трубе, помещенной в продольное поле подмагничивания $\vec{H}^0\{\ 0,\ 0,\ H_z^0\}$, распространяется плоская волна $u_z=U_0e^{\pm i\gamma z}$.

Из определений (3) и (4) следует:

$$B_z^v=\pm i\gamma m_1U_0H_z^0,\ B_\rho^v=0 \quad (33)$$

Компоненты вектора напряженности внутреннего магнитного поля в данном случае определяются следующими выражениями:

$$H_z(\rho)=R_z+L_z, \quad (34)$$

$$H_\rho(\rho)=\mp\frac{i\gamma}{\xi^2}(R_\rho+L_\rho), \quad (35)$$

где $R_z=A(\rho)I_0(\zeta\rho)+B(\rho)K_0(\zeta\rho)$,

$R_\rho=A(\rho)I_1(\zeta\rho)-B(\rho)K_1(\zeta\rho)$, $\quad L_z=\dfrac{Q_1(R_2)}{\Delta_0^*}S_1$,

$$S_1=-K_0(\zeta R_1)I_0(\zeta\rho)+I_0(\zeta R_1)K_0(\zeta\rho),$$

$$L_\rho=\frac{-Q_1(R_2)}{\Delta_0^*}S_2,$$

$S_2 = K_0(\zeta R_1)I_1(\zeta\rho) + I_0(\zeta R_1)K_1(\zeta\rho)$,
$A(\rho) = \pm iF_0[-(\zeta\rho)K_1(\zeta\rho) + (\zeta R_1)K_1(\zeta R_1)]$,
$B(\rho) = \mp iF_0[(\zeta\rho)I_1(\zeta\rho) - (\zeta R_1)I_1(\zeta R_1)]$,
$Q_1(R_2) = \pm iF_0(-1 + (\zeta R_1)S_3)$,
$S_3 = K_1(\zeta R_1)I_0(\zeta R_2) + I_1(\zeta R_2)K_0(\zeta R_1)$,

$$F_0 = \frac{\gamma m_1 U_0 H_z^0}{\mu_3^\varepsilon},$$

Очевидно, что радиальный компонент напряженности внутреннего магнитного поля (34) на несколько порядков меньше аксиального (35), и следовательно, его можно не учитывать.

Поскольку электромагнитный - акустический преобразователь является интегрирующим (см. формулу (1)), то электрический сигнал на выходе преобразователя пропорционален интегралу по поперечному сечению трубы от компонентов вектора динамической намагниченности. В данном модельном примере это интеграл I_s следующего вида:

$$I_s = 2\pi\int_{R_1}^{R_2}\rho M_z(\rho)d\rho = \frac{2\pi}{\mu_0}\int_{R_1}^{R_2}\rho B_z^v d\rho + \frac{2\pi(\mu_3^\varepsilon - \mu_0)}{\mu_0}\int_{R_1}^{R_2}\rho H_z(\rho)d\rho, \qquad (36)$$

Поскольку аксиальный компонент вектора напряженности внутреннего магнитного поля определяется выражением (34), то:

$$\int_{R_1}^{R_2}\rho H_z(\rho)d\rho = \hat{R}_z + \hat{L}_z, \qquad (37)$$

где

$$\hat{R}_z = \int_{R_1}^{R_2}\rho R_z(\rho)d\rho = \pm iF_0\{-\frac{1}{2}(R_2^2 - R_1^2) + R_1R_2[I_1(\zeta R_2)K_1(\zeta R_1) - I_1(\zeta R_1)K_1(\zeta R_2)]\},$$

$$\hat{L}_z = \int_{R_1}^{R_2}\rho L_z(\rho)d\rho = -\frac{1}{\zeta^2}\frac{Q_1(R_2)}{\Delta_0^*}\{(\zeta R_2)\times K_0(\zeta R_1)I_1(\zeta R_2) + (\zeta R_2)I_0(\zeta R_1)K_1(\zeta R_2) - 1\},$$

Принимая во внимание асимптотические представления модифицированных функций Бесселя первого рода и функций Макдональда [13], можно записать, что:

$$\hat{R}_z = \pm iF_0\left\{-\frac{\left(R_2^2 - R_1^2\right)}{2} + \frac{R_1R_2}{\zeta\sqrt{R_1R_2}}sh(\zeta h)\right\}, \qquad (38)$$

$$\hat{L}_z = \mp iF_0\frac{R_1R_2}{\zeta\sqrt{R_1R_2}}ch(\zeta h), \qquad (39)$$

где $h = R_2 - R_1$

При этом интеграл I_s, будет определяться следующим выражением:

$$I_s = \pm iF_0\pi(R_2^2 - R_1^2)\times\left\{1 - \frac{(\mu_3^\varepsilon - \mu_0)}{\mu_0}\frac{2R_1R_2}{\left(R_2^2 - R_1^2\right)}\frac{e^{-\zeta h}}{\zeta\sqrt{R_1R_2}}\right\}, \qquad (40)$$

Поскольку тот же интеграл без учета эффекта Виллари определяется как:

$$I_s^* = \pm iF_0\mu_3^\varepsilon\pi(R_2^2 - R_1^2)/\mu_0, \qquad (41)$$

то отношение значений интегралов $k_d = I_s/I_s^*$ можно назвать коэффициентом динамического саморазмагничивания. Формула для расчета коэффициента k_d записывается в следующем виде:

$$k_d = \frac{\mu_0}{\mu_3^\varepsilon}\left(1 - \frac{\left(\mu_3^\varepsilon - \mu_0\right)}{\mu_0}\frac{2\sqrt{R_1R_2}}{\left(R_1 + R_2\right)}\frac{e^{-\zeta h}}{\zeta h}\right). \qquad (42)$$

Для труб различного диаметра и с различной толщиной стенки этот коэффициент при частоте упругих колебаний более 2кГц имеет порядок μ_0/μ_3^ε и практически не изменяется с ростом частоты. К примеру, для ферромагнитных труб с магнитной проницаемостью $\mu_3^\varepsilon = 30\mu_0^0$, динамическая намагниченность с учетом эффекта динамического саморазмагничивания будет в 30 раз меньше чем без него. При уменьшении частоты влияние динамического саморазмагничивания уменьшается и практически полностью исчезает.

Таким образом, если не учитывать эффект Виллари, и определять динамическую намагниченность без учета внутреннего магнитного поля, можно ошибиться в определении уровней разности электрических потенциалов в десятки раз. Это недопустимо большая ошибка даже для оценочных расчетов.

Выводы

Учет обратного магнитострикционного эффекта, то есть внутреннего магнитного поля, резко увеличивает неравномерность намагниченности по толщине стенки трубы. При этом интеграл по толщине стенки трубы, величина которого пропорциональна уровню электрического сигнала на выходе приемника ультразвуковых волн, резко уменьшается. Разность в числовых значениях интеграла, который рассчитан с учетом и без учета внутреннего магнитного поля составляет десятки раз. Это пропорционально погрешности определения уровня электрического сигнала на выходе приемника ультразвуковых волн. Очевидно, что такая погрешность является недопустимой, следовательно, расчет разности электрических потенциалов на выходе приемника ультразвуковых волн электромагнитного типа необходимо производить только по схеме изложенной в работе.

Литература

1. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены. – М.: Наука, 1974. – 296 с.
2. *Власов К. Б.* Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитострикционных) сред // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1957. – Т. 21. – № 8. – С. 1140–1148.
3. *Gao, Huidong, Syed Ali, Borja Lopez*, Inspection of Austenitic Weld with EMATs, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. – 2010b. –29B. – P. 1175-1181.
4. ГОСТ 18353-79: Контроль неразрушающий. Класификация видов и методов. – Введ. 1980–01–07. – М.:Изд-во стандартов, 2004. – 12 с.
5. *Гринберг Г. А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. – М. – Л.: Изд – во АН СССР. – 1948. – 727 с.
6. *Malgorzata Kalicka*, Acoustic emission as a monitoring method in prestressed concrete bridges health condition evaluation // J. Acoustic Emission. – 2009. – 27. – P.18-26
7. *Назарчук З.Т., Скальський В.Р.* Акустико-емісійне діагностування елементів конструкцій:Науково-технічний посібник: У 3т. – Т.2.Методологія акустико-емісійного діагностування. – К.: Наук.думка, 2009. – 263с.
8. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7т. Под общ. Редакцией В.В.Клюева. Т.7: В 2 кн. Кн.1: В.И.Иванов, И.Э.Власов. Метод акустической эмиссии/ Кн.2: Ф.Я.Балицкий, А.В.Барков, Н.А.Баркова и др. Вибродиагностика. – М.:Машиностроение, 2005. – 829с.
9. *Olivier Skawinski, Patrice Hulot, Christophe Binetruy, Christian Rasche*. Structural integrity evolution of CNG composite cylinders by acoustic emission monitoring// J. Acoustic Emission. - 2008. - 26. – P.120-131
10. *Петрищев О. Н.* Внутренние магнитные поля в ультразвуковых магнитострикционных волноводах // Акустика и ультразвуковая техника. - 1990. - Вып. 25. - С. 93-103.
11. *Петрищев О. Н*. Математическое моделирование преобразователей электромагнитного типа в режиме приема ультразвуковых волн в металлах // Акуст. вісник. – 2005. – Т.8. – №3. – С. 50 – 59.
12. *Смирнов В. И.* Курс высшей математики. Т.2. – М.: ГИТТЛ, 1953. – 627 с.
13. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 832 с.
14. *Судакова К.В., Казюкевич И.Л.* О повышении эффективности контроля качества металлургической продукции// В мире НК. – 2004. – № 3. – С. 8-10.
15. *Тамм И. Е.* Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.

УДК 534.213.4:534.22.094.1

Вплив динамічного саморозмагнічування на ефективність реєстрації ультразвукових коливань у трубах електромагнітним перетворювачем

В.В.Карпусь

Національний технічний університет України «Київський Політехнічний Інститут»,

вул. Політехнічна, 16, корпус 12, м. Київ, 03056, Україна.

У роботі розглянуто особливості реєстрації ультразвукових хвиль у феромагнітних трубах перетворювачем електромагнітного типу. Враховано існування ефекту динамічного саморазмагничивания та його вплив на величину динамічної намагніченості феромагнітної труби. Отримана залежність величини динамічної намагніченості труби від частоти пружних

коливань та її геометричних параметрів (діаметр, товщина стінки). Визначено вплив динамічного саморазмагничивания на ефективність реєстрації ультразвукових хвиль у феромагнітній трубі перетворювачем електромагнітного типу. Розрахований коефіцієнт динамічного саморазмагничивания при поздовжньому полі підмагнічування. Встановлено, що на частоті більше 2кГц він має величину порядку $\mu_0 / \mu_3^\varepsilon$ і практично не змінюється при зміні геометричних параметрів труби і частоти пружних коливань. Бібл.15.

Ключові слова: *електромагнітний перетворювач, динамічне саморазмагничивание, геометричні параметри, реєстрація ультразвукових хвиль, феромагнітні труби.*

UDC 534.213.4:534.22.094.1

Dynamic demagnetization influence on the registration process of ultrasonic vibrations in pipes using an electromagnetic transducer

V.V.Karpus

National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute",

st. Polytechnique, 16, Kiev, 03056, Ukraine.

This article deals with the registration process peculiarities of acoustic waves in ferromagnetic pipes. Electromagnetic transducer is used. The effect of the dynamic demagnetization and his influence on the dynamic magnetization of pipe is considered. Dependence of the dynamic magnetization of the pipe from the frequency of the ultrasonic waves and geometric parameters (diameter and wall thickness) is received. Dynamic demagnetization impact on the registration process efficiency of ultrasonic waves in a ferromagnetic pipe is defined. Demagnetization dynamic coefficient in the longitudinal magnetic field is calculated. It is $\mu_0 / \mu_3^\varepsilon$ at 2 kHz, and is independent on the frequency and geometrical parameters pipe. Reference 15.

Keywords: *electromagnetic transducer, dynamic demagnetization, geometrical parameters, the registration of ultrasonic waves, ferromagnetic pipes.*

References

1. *Beytmen G., Erdelyi A.* (1974), [Higher transcendental functions. Bessel functions, parabolic cylinder functions, orthogonal polynomials]. M.: Nauka, P. 296. (Rus)
2. *Vlasov K. B.* (1957), [Some of elasticity theory problems of ferromagnetic (magnetostrictive) media]. Tidings USSR. Ser. physical. Vol. 21. no 8. pp. 1140–1148. (Rus)
3. *Gao, Huidong, Syed Ali, Borja Lopez*, (2010), [Inspection of Austenitic Weld with EMATs, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation]. 29B. pp. 1175-1181.
4. GOST 18353-79: Nondestructive check. Classification of types and methods. - Enter. 07.01.1980. – M.: Publishing House of Standards, 2004. – 12 p. (Rus)
5. *Greenberg G. A*. Selected problems of mathematical theory of electric and magnetic phenomena. – M. – L.: Ed. AS. USSR. – 1948. – 727 p. (Rus)
6. *Malgorzata Kalicka*, (2009), [Acoustic emission as a monitoring method in prestressed concrete bridges health condition evaluation]. J. Acoustic Emission. Vol. 27. Pp.18-26.
7. *Nazarchuk Z.T., Skalsky V.R.* (2009), [Acoustic emission diagnostics of structural elements Engineering handbook: In 3V]. V.2.Methodologiy of acoustic emission diagnostics. K.: Naukova dumka, P. 263.(Rus)
8. Non-destructive control: Ref.: In 7 vol. Ed. *V. V Klyuyev. V.7*: In 2 books. Book 1: V.I.Ivanov, I.E.Vlasov. Acoustic emission/ Book 2: F.Ya.Balitsky, A.V.Barkov, N.A.Barkova etc. Vibrodiagnostics. – Mashinostroenie, 2005. – 829 p.(Rus)
9. *Olivier Skawinski, Patrice Hulot, Christophe Binetruy, Christian Rasche*. (2008), [Structural integrity evolution of CNG composite cylinders by acoustic emission monitoring]. J. Acoustic Emission. Vol. 26. Pp.120-131.

10. *Petrishchev O.N.* (1990), [Internal magnetic field in magnetostrictive ultrasonic waveguides]. Acoustics and ultrasound equipment. Issue. 25. Pp. 93-103. (Rus)
11. *Petrishchev O. N.* (2005), [Mathematical modeling of electromagnetic type transducers in the receiving mode of ultrasonic waves in metals]. Acoust. herald Vol.8. no. 3. pp. 50 – 59. (Rus)
12. *Smirnov V.I.* (1953), [The course of higher mathematics]. Vol.2. P. 627. (Rus)
13. [Reference book of mathematical functions and formulas, graphs, and mathematical tables]. Ed. M. Abramowitz and I. Steagan. M.: Nauka, 1979. – 832 p.(Rus)
14. *Sudakov K.V., Kazyukevich I.L.* (2004), [On improving the quality of steel products]. In world NDT. Vol. 3. pp. 8-10. (Rus)
15. *Tamm I. E.* (1976), [Fundamentals of the theory of electricity]. M: Nauka, P. 616. (Rus)

Поступила в редакцию 05 февраля 2013 г.