

УДК 534.13-8:534.232.082.744

Исследование передаточных характеристик ультразвуковых трактов с электромагнитным возбуждением и регистрацией волн Рэлея в ферромагнетиках. Часть 1

А.Г. Горбашова¹, О.Н. Петрищев¹, д-р техн. наук, М.И. Романюк¹, Г.М. Сучков², д-р техн. наук, С.В. Хащина²

Национальный Технический Университет Украины «Киевский Политехнический Институт», ул. Политехническая, 16, корпус 12, г. Киев, 03056, Украина.

Национальный Технический Университет «Харьковский Политехнический Институт», ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина.

Выполнен сравнительный анализ механизмов образования деформаций в ферромагнитных металлах при электромагнитном возбуждении поверхностных волн Рэлея и показано, что силы Лоренца можно не учитывать при выполнении количественных оценок амплитудных значений возбуждаемых волн. Дана адекватная реальной ситуации количественная оценка амплитуд смещений материальных частиц во фронте радиально распространяющейся поверхностной волны Рэлея. Введено и физически обосновано новое в практике расчетов преобразователей электромагнитного типа понятие «волновая характеристика» индуктора (источника переменного магнитного поля). Дано объяснение экспериментально наблюдаемому факту влияния геометрических параметров индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на заданной частоте. Библ.14, рис. 4.

Ключевые слова: электромагнитно-акустический преобразователь, магнитострикция, силы Лоренца, волны Рэлея, передаточная характеристика.

Введение

Повышение достоверности результатов дефектологических исследований поверхности листового металлопроката достигается путем применения специальных алгоритмов обработки сигналов, которые формируются на электрическом выходе приемника ультразвуковых волн. Реализация этих алгоритмов позволяет осуществить решение, так называемой, обратной задачи ультразвуковой дефектоскопии, суть которой заключается в определении по спектральным характеристикам сигнала на электрическом выходе приемника ультразвуковых волн самого факта наличия дефекта в определенной обла-

сти контролируемого изделия и, в случае выявления дефекта, выполнения оценок его размеров и координат места нахождения. Естественно, что качество решения обратной задачи напрямую зависит от дальности обнаружения дефекта минимальных размеров. Чем больше дальность и чем меньше размеры достоверно определяемого дефекта, тем выше качество программного продукта, который в настоящее время является обязательным компонентом ультразвуковых дефектоскопов.

Дальнейшее совершенствование алгоритмов обработки сигналов ультразвуковой дефектоскопии предполагает ясное и четкое и, что, пожалуй, самое главное, физически содержательное количественное описание параметров и характеристик процессов возбуждения, распространения, отражения от дефектов и приема ультразвуковых волн, которые используются в процедуре неразрушающего контроля изделия. Последовательное описание этих процессов позволяет установить спектральные искажения, которым подвергается электрический сигнал, который подается на электрический вход излучателя ультразвуковых волн.

Вышеописанные проблемы нашли отражение в ряде работ современных и зарубежных авторов (см., например [5,14]).

В работах [1, 2, 3] экспериментальным образом устанавливалась зависимость выходного сигнала преобразователя от его геометрических параметров. Большинство экспериментальных и численных исследований подобного рода показали, что целесообразно использовать катушки типа-меандр и учитывать величину зазора между преобразователем и поверхностью контроля [4, 6, 11]. Данные выводы получены на основании численных расчетов и экспериментов, это лишь подтверждает то, что в настоящее время отсутствует единая замкнутая математическая модель, которая строго бы описы-

вала все этапы искажения ультразвуковой волны в преобразователях электромагнитного типа для контроля поверхности ферромагнетиков.

В настоящей работе представлены результаты позитивного решения сформулированных выше задач.

Расчет частотной (волновой) характеристики преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея в металлах ферромагнитной группы

Рассмотрим расчетную схему (рис. 1) преобразователя электромагнитного типа, которая включает в себя индуктор (позиция 1 на рис. 1) – источник переменного магнитного поля и массивный металлический лист (позиция 2) из металла ферромагнитной группы. Индуктор находится в вакууме на расстоянии δ над поверхностью металла и представляет собой N concentric витков провода, которые уложены в кольцевую катушку с поперечным сечением $(R_2 - R_1) \times h$, где R_1 и R_2 – радиальные размеры, а h – высота укладки проводника электрического тока. Индуктор является электрической нагрузкой для генератора разности электрических потенциалов, которая изменяется во времени по гармоническому закону $e^{i\omega t}$ ($i = \sqrt{-1}$; ω – круговая частота смены знака потенциала; t – время) с амплитудой U_0 . Символом R_Γ на рис. 1 обозначено выходное сопротивление генератора электрических сигналов.

Под действием разности электрических потенциалов $U_0 e^{i\omega t}$ по электрическому контуру источника переменного магнитного поля (индуктора) протекает электрический ток $I_0 e^{i\omega t}$, амплитуда которого $I_0 = U_0 / (R_\Gamma + i\omega L_K)$, где L_K – индуктивность катушки. Переменный электрический ток $I_0 e^{i\omega t}$ генерирует переменное магнитное поле с напряженностью $\vec{H}^*(x_k) e^{i\omega t}$, где $\vec{H}^*(x_k)$ – зависящая от координат ($x_k \Leftrightarrow (x_1, x_2, x_3)$) – символы осей декартовой правосторонней системы координат (рис. 1)) точки наблюдения амплитуда вектора напряженности переменного магнитного поля. Очевидно, что кольцевая катушка генерирует осесимметричное, т. е. не зависящее от значений полярного угла φ цилиндрической системы координат ρ, φ, z (рис. 1), переменное магнитное поле, вектор напряженности которого $\vec{H}^*(x_k)$

(словосочетание «амплитудное значение» в дальнейшем тексте не будет использоваться, но будет всегда подразумеваться при определении параметров и характеристик физических полей и величин, которые будут привлекаться к описанию процесса приема ультразвуковой волны Рэлея) в цилиндрической системе координат (рис. 1) полностью определяется радиальным $H_\rho^0(\rho, z)$ и аксиальным $H_z^0(\rho, z)$ компонентами, которые не зависят от значений полярного угла φ .

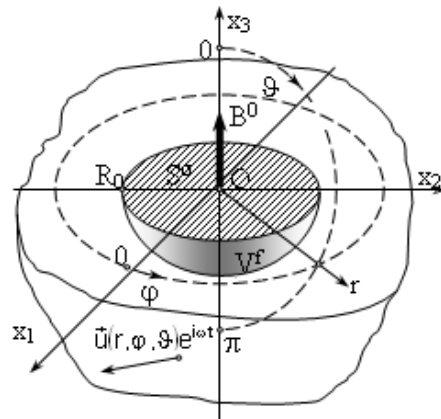


Рис. 1. Расчетная схема преобразователя электромагнитного типа с кольцевым индуктором

В присутствии постоянного поля подмагничивания (источник этого поля на рис. 1 не показан) переменное магнитное поле $\vec{H}^*(x_k)$ кольцевого индуктора создает на поверхности и в объеме ферромагнитного металла достаточно сложную систему силовых факторов, которые деформируют металл и, по своей сути, являются источниками ультразвуковых волн, которые возбуждаются и распространяются в металлическом листе.

Предположим, что в области существования переменного магнитного поля $\vec{H}^*(x_k) e^{i\omega t}$ создано постоянное поле подмагничивания, вектор магнитной индукции которого ориентирован вдоль оси Oz , т. е. полностью определяется компонентом B_z^0 . Для упрощения последующих расчетов будем считать, что индукция B_z^0 в пределах области существования переменного магнитного поля, т. е. в области, где вектор $\vec{H}^*(x_k)$ принимает заметные значения (это сфера радиуса $r_0 = (3 \div 4)R_2$), не зависит от значений координат точки наблюдения. В этом

случае пондеромоторное действие магнитного поля [13] на ферромагнитный металл определяется поверхностными $\sigma_{z\beta}^L(\rho)$ и объемными $f_{\beta}^L(\rho, z)$ ($\beta = \rho, z$) плотностями сил Лоренца, причем

$$\sigma_{z\rho}^L(\rho) = B_z^0 H_{\rho}^*(\rho, 0) \quad (1)$$

$$\sigma_{zz}^L(\rho) = B_z^0 H_{z\rho}^*(\rho, 0)/2,$$

$$f_{\rho}^L(\rho) = J_{\phi}^*(\rho, z) B_z^0, \quad f_z^L(\rho) = 0, \quad (2)$$

где $J_{\phi}^*(\rho, z)$ - окружной компонент вектора поверхностной плотности вихревого тока проводимости в объеме металлоизделия. При этом

$$J_{\phi}^*(\rho, z) = \partial H_{\rho}^*(\rho, z)/\partial z - \partial H_z^*(\rho, z)/\partial \rho. \quad (3)$$

Помимо пондеромоторных сил или сил Лоренца переменное магнитное поле кольцевого индуктора в объеме намагниченного не до насыщения ферромагнетика создает деформации, которые обусловлены взаимодействием магнитных доменов [7], т. е. прямым магнитоstrictionным эффектом [7] или, как часто говорят и пишут, эффектом Джоуля. Уровни упругих деформаций определяются поверхностной $\sigma_{z\beta}^D(\rho)$ и объемной $f_{\beta}^D(\rho, z)$ плотностями сил Джоуля, которые, в случае вертикального поля подмагничивания, определяются следующими выражениями

$$\sigma_{z\rho}^D(\rho) = \frac{m_1 - m_2}{2\mu_3^{\xi}} B_z^0 H_{\rho}^*(\rho, 0) \quad (4)$$

$$\sigma_{zz}^D(\rho) = \frac{m_1}{\mu_3^{\xi}} B_z^0 H_z^*(\rho, 0),$$

$$f_{\rho}^D(\rho, z) = \frac{\partial \sigma_{\rho\rho}^D(\rho, z)}{\partial \rho} + \frac{\partial \sigma_{z\rho}^D(\rho, z)}{\partial z} + \frac{1}{\rho} [\sigma_{\rho\rho}^D(\rho, z) - \sigma_{\phi\phi}^D(\rho, z)] \quad (5)$$

$$f_z^D(\rho, z) = \frac{\partial \sigma_{z\rho}^D(\rho, z)}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \sigma_{z\rho}^D(\rho, z) + \frac{\partial \sigma_{zz}^D(\rho, z)}{\partial z}, \quad (6)$$

где m_1 и m_2 - магнитоstrictionные константы, которые определяются экспериментально при фиксированном значении поля подмагничивания; μ_3^{ξ} - магнитная проницаемость, экспериментально определяемая в режиме постоянства (равенства нулю) механических деформаций; поверхностные плотности сил Джоуля $\sigma_{\rho\rho}^D(\rho, z)$ и $\sigma_{\phi\phi}^D(\rho, z)$ определяются следующими выражениями

$$\sigma_{\rho\rho}^D(\rho, z) = \sigma_{\phi\phi}^D(\rho, z) = \frac{m_2}{\mu_3^{\xi}} B_z^0 H_z^*(\rho, z). \quad (7)$$

Указанная система силовых факторов возбуждает в листовом металлопрокате совокупность симметричных и антисимметричных относительно срединной плоскости листа радиально распространяющихся волн Лэмба. Если частота смены знака силовых факторов настолько велика, что по толщине листа укладывается не менее десяти длин волн продольной волны, которая распространяется с максимально возможной в объеме листа скоростью $v_{\ell} = \sqrt{(\lambda + 2G)/\rho_0}$ (λ , G и ρ_0 - модули упругости и плотность металла), то алгебраическая сумма волн Лэмба вырождается в поверхностную волну Рэлея, которая распространяется в радиальных направлениях вдоль поверхности листа, над которой располагается источник переменного магнитного поля (индуктор), и сферические продольные и поперечные волны, которые уходят из области действия внешних сил к донной поверхности металлического листа.

Осесимметричную, распространяющуюся в радиальных направлениях волну Рэлея можно описать с помощью вектора смещения $\vec{u}(\rho, z) e^{i\omega t}$ материальных частиц металлического листа. Вектор смещения $\vec{u}(\rho, z)$ полностью определяется радиальным $u_{\rho}(\rho, z)$ и аксиальным $u_z(\rho, z)$ компонентами, значения которых задаются следующими выражениями:

$$u_{\rho}(\rho, z) = A_R u_{\rho}^0(z) H_1^{(2)}(\gamma\rho) \quad (8)$$

$$u_z(\rho, z) = A_R u_z^0(z) H_0^{(2)}(\gamma\rho)$$

где A_R - амплитудный множитель, качественные и количественные характеристики которого определяются конструкцией источника волн Рэлея; $u_{\rho}^0(z)$ и $u_z^0(z)$ - общие решения однородной граничной задачи или разрешенные вторым и третьим законами Ньютона динамические перемещения материальных частиц упругого изотропного полупространства; $H_{\nu}^{(2)}(\gamma\rho)$ - функция Ханкеля второго рода порядка $\nu = 0; 1$; $\gamma = \omega/v_R$ - волновое число волны Рэлея, которая распространяется со скоростью v_R .

Нормальные волны Рэлея (компоненты $u_{\rho}^0(z)$ и $u_z^0(z)$) определяются следующими выражениями

$$\begin{aligned} u_{\rho}^0(z) &= -\gamma \left(e^{\alpha z} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right), \\ u_z^0(z) &= \alpha \left(e^{\alpha z} - \frac{2\gamma^2}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где α и β - отстающие по фазе на $\pi/2$ радиан проекции волновых векторов \vec{k}_{ℓ} и \vec{k}_s невзаимодействующих продольных (индекс ℓ) и сдвиговых (поперечных) (индекс s) волн на вертикальную ось Oz цилиндрической системы координат. При этом теорема Пифагора для волновых векторов записывается в следующем виде $\gamma^2 - \alpha^2 = k_{\ell}^2$ и $\gamma^2 - \beta^2 = k_s^2$. Модули векторов \vec{k}_{ℓ} и \vec{k}_s определяются как обычно, т. е. $k_{\ell} = \omega/v_{\ell}$ и $k_s = \omega/v_s$, где $v_s = \sqrt{G/\rho_0}$ - скорость волн сдвига. Волновые числа α , β и γ удовлетворяют условию существования волны Рэлея, которое записывается следующим образом

$$\Delta_R(\gamma^2) = (\gamma^2 + \beta^2)^2 - 4\gamma^2\alpha\beta = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) довольно часто называют дисперсионным уравнением Рэлея, что, строго говоря, не соответствует его физическому содержанию.

В работе [8] с помощью интегральных преобразований Ханкеля получено выражение для расчета амплитудного множителя рэлеевской волны, которая возбуждается осесимметричными поверхностными и объемными нагрузками. Числовые значения амплитудного множителя A_R определяются следующим выражением

$$\begin{aligned} A_R &= \frac{i\pi}{2G\Delta'_R(\gamma^2)} \left\{ \frac{(\gamma^2 + \beta^2)^2}{k_s^2\alpha} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^0 \rho \left[f_{\rho}^*(\rho, z) J_1(\gamma\rho) u_{\rho}^0(z) + \right. \right. \\ &+ f_z^*(\rho, z) J_0(\gamma\rho) u_z^0(z) \left. \right] dz d\rho + (\gamma^2 + \beta^2) \times \\ &\times \left. \int_0^{\infty} \rho \sigma_{zz}^*(\rho, 0) J_0(\gamma\rho) d\rho + 2\gamma\beta \int_0^{\infty} \rho \sigma_{z\rho}^*(\rho, 0) J_1(\gamma\rho) d\rho \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

где $\Delta'_R(\gamma^2) = d\Delta_R(\gamma^2)/d(\gamma^2)$; $f_{\beta}^*(\rho, z)$ и

$\sigma_{z\beta}^*(\rho, 0)$ ($\beta = \rho, z$) - амплитудные значения изменяющихся во времени по гармоническому закону объемных и поверхностных плотностей заданных силовых факторов; $J_{\nu}(\gamma\rho)$ - функция Бесселя порядка $\nu = 0; 1$. В случае электромагнитного возбуждения волн Рэлея в металлах ферромагнитной группы

$$\sigma_{z\beta}^*(\rho, 0) = \sigma_{z\beta}^D(\rho, 0) + \sigma_{z\beta}^L(\rho, 0) \text{ и}$$

$$f_{\beta}^*(\rho, z) = f_{\beta}^D(\rho, z) + f_{\beta}^L(\rho, z).$$

Так как силовые факторы $\sigma_{z\beta}^*(\rho, 0)$ и $f_{\beta}^*(\rho, z)$ а priori удовлетворяют условиям физической реализуемости источника сил, т. е. удовлетворяют предельным условиям

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0), \frac{\partial \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0)}{\partial \rho}, \frac{\partial \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0)}{\partial z} \right\} = 0, \quad (12)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ f_{\beta}^*(\rho, z) \right\} = 0, \quad (13)$$

где $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ - расстояние от источника; $\lambda, \beta = \rho, z$, то интегралы по радиальной координате ρ в формуле (11) можно и должно толковать как прямое интегральное преобразование Ханкеля [10] с параметром интегрального преобразования γ в точности равному волновому числу распространяющейся волны Рэлея и с функцией Бесселя нулевого или первого порядка в качестве ядра преобразования.

Введем обозначения

$$\sigma_{z\rho}^*(\gamma) = \int_0^{\infty} \rho \sigma_{z\rho}^*(\rho, 0) J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad (14)$$

$$\sigma_{zz}^*(\gamma) = \int_0^{\infty} \rho \sigma_{zz}^*(\rho, 0) J_0(\gamma\rho) d\rho$$

$$f_{\rho}^*(\gamma, z) = \int_0^{\infty} \rho f_{\rho}^*(\rho, z) J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad (15)$$

$$f_z^*(\gamma, z) = \int_0^{\infty} \rho f_z^*(\rho, z) J_0(\gamma\rho) d\rho$$

и будем называть величины $\sigma_{z\beta}^*(\gamma)$ и $f_{\beta}^*(\gamma, z)$ интегральными образами Ханкеля соответствующих плотностей силовых факторов.

Воздействуя преобразованиями (14) и (15) на определения (1) - (3) плотностей сил Лоренца и выражение (4) - (7) для расчета плотностей сил Джоуля, получаем следующие результаты:

$$\sigma_{z\rho}^L(\gamma) = B_z^0 H_{\rho}^*(\gamma, 0) \quad (16)$$

$$\sigma_{zz}^L(\gamma) = B_z^0 H_z^*(\gamma, 0) / 2,$$

$$f_{\rho}^L(\gamma, z) = B_z^0 \left[\frac{\partial H_{\rho}^*(\gamma, z)}{\partial z} + \gamma H_z^*(\gamma, z) \right], \quad (17)$$

$$f_z^L(\gamma, z) = 0$$

$$\sigma_{z\rho}^D(\gamma) = \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^{\varepsilon}} B_z^0 H_{\rho}^*(\gamma, 0) \quad (18)$$

$$\sigma_{zz}^D(\gamma) = \frac{m_1}{\mu_3^{\varepsilon}} B_z^0 H_z^*(\gamma, 0)$$

$$f_p^D(\gamma, z) = \frac{m_2}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \left[\frac{(m_1 - m_2)}{2m_2} \frac{\partial H_p^*(\gamma, z)}{\partial z} - \gamma H_z^*(\gamma, z) \right], \quad (19)$$

$$f_z^D(\gamma, z) = \frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \left[\gamma \frac{(m_1 - m_2)}{2m_1} H_p^*(\gamma, z) + \frac{\partial H_z^*(\gamma, z)}{\partial z} \right]. \quad (20)$$

Линейные комбинации интегральных образов $\sigma_{z\beta}^L(\gamma)$, $f_\beta^L(\gamma, z)$, $\sigma_{z\beta}^D(\gamma)$ и $f_\beta^D(\gamma, z)$ дают числовые значения величин $\sigma_{z\beta}^*(\gamma)$ и $f_\beta^*(\gamma, z)$, которые определяют амплитудный множитель возбуждаемой волны Рэлея, т. е.

$$A_R = \frac{i\pi}{2G\Delta'_R(\gamma^2)} \left\{ \frac{(\gamma^2 + \beta^2)^2}{k_s^2 \alpha} \int_{-\infty}^0 [f_p^*(\gamma, z) u_p^0(z) + f_z^*(\gamma, z) u_z^0(z)] dz + (\gamma^2 + \beta^2) \sigma_{zz}^*(\gamma) + 2\gamma\beta \sigma_{z\beta}^*(\gamma) \right\} \quad (21)$$

Из содержания расчетных формул (16) – (20) и (21) следует очевидный, но чрезвычайно важный для практических применений вывод – для определения числового значения амплитудного множителя A_R радиально распространяющейся волны Рэлея необходимо и достаточно знание интегральных образов Ханкеля радиального $H_p^*(\gamma, z)$ и аксиального $H_z^*(\gamma, z)$ компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля в объеме ферромагнетика. Из этого утверждения следует, что систему уравнений Максвелла нужно решать не в терминах компонентов $H_\beta^*(\rho, z)$ вектора напряженности переменного магнитного поля, для которых она является неразрешимой системой дифференциальных уравнений второго порядка в частных производных, а в терминах интегральных образов $H_\beta^*(\gamma, z)$, для которых система уравнений Максвелла редуцируется интегральными преобразованиями Ханкеля к легко разрешимой системе обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка.

В работе [8] развита методика решения системы уравнений Максвелла в терминах интегральных образов компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля. Для показанной на рис. 1 кольцевой катушки получены следующие результаты

$$H_p^*(\gamma, z) = \frac{\mu_0 \zeta I_0 N}{\gamma (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad (22)$$

$$H_z^*(\gamma, z) = -\frac{\mu_0 \mu_1^\varepsilon I_0 N}{\mu_3^\varepsilon (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad (23)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума; $\zeta = (\mu_1^\varepsilon / \mu_3^\varepsilon) \sqrt{\gamma^2 + i\omega \mu_3^\varepsilon r_2}$ – комплексное волновое число, которое учитывает экранирующее действие вихревых токов в объеме металла; μ_1^ε – магнитная проницаемость, которая экспериментально определяется в режиме постоянства (равенства нулю) упругих деформаций в произвольном перпендикулярном направлении относительно направления постоянного магнитного поля B_z^0 ; $r_2 \equiv r_{22}$ – компонент тензора удельной электрической проводимости в направлении оси Ox_2 (рис. 1); $W_K(\gamma, \Gamma)$ – функция, которая учитывает влияние геометрических параметров (символ Γ) источника переменного магнитного поля, т. е. индуктора, на числовые значения компонентов $H_\beta^*(\gamma, z)$ и, в конечном счете, на эффективность возбуждения поверхностной волны Рэлея на заданной частоте ω или, что то же самое, с заданным волновым числом $\gamma = \omega/v_R$.

Функция $W_K(\gamma, \Gamma)$ задается следующим выражением

$$W_K(\gamma, \Gamma) = e^{-\gamma\delta} \frac{(1 - e^{-\gamma h})}{\gamma h} W(\gamma, R_1, R_2). \quad (24)$$

Первый сомножитель в формуле (24) показывает, насколько быстро уменьшается значение функции $W_K(\gamma, \Gamma)$ по мере увеличения расстояния между индуктором и поверхностью металла и поэтому сомножитель $e^{-\gamma\delta}$ можно называть коэффициентом потерь из-за неконтакта, т. е. расстояния δ (рис. 1). Второй сомножитель определяет влияние толщины h укладки витков провода в объем индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн. Он равен единице при $\gamma h = 0$, и монотонно уменьшается до нуля при $\gamma h \rightarrow \infty$. Третий сомножитель $W(\gamma, R_1, R_2)$ показывает, как влияют радиальные размеры укладки витков в объеме индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на различных частотах. Этот сомножитель определяется следующим выражением

$$W(\gamma, R_1, R_2) = \frac{\pi}{2(1 - R_1/R_2)} \left[\Xi[\gamma R_2] - \frac{R_1}{R_2} \Xi[\gamma R_1] \right], \quad (25)$$

где $\Xi(\gamma R_j) = J_1(\gamma R_j) \mathbf{H}_0(\gamma R_j) - J_0(\gamma R_j) \mathbf{H}_1(\gamma R_j)$,

$j = 1, 2$; $J_\nu(\gamma R_j)$ ($\nu = 0; 1$) – функция Бесселя порядка ν ; $H_\nu(\gamma R_j)$ – функция Струве порядка ν [12].

На рис. 2 показаны графики модуля знакопеременной функции $W(\gamma, R_1, R_2)$, построенные для различных значений отношения радиусов R_1/R_2 . Числовое значение параметра R_1/R_2 проставлено в поле рисунка цифрами возле соответствующих кривых. По оси абсцисс на рис. 2 откладывается значение безразмерного волнового числа γR_2 . Необходимо особо отметить, что скорость распространения v_R волны Рэлея не зависит от частоты и в этом случае термин «безразмерное волновое число» полностью эквивалентен термину «безразмерная круговая частота», поскольку $\gamma R_2 = \omega R_2 / v_R = \omega \tau_0$, где $\tau_0 = R_2 / v_R$ – характерное время (временной масштаб).

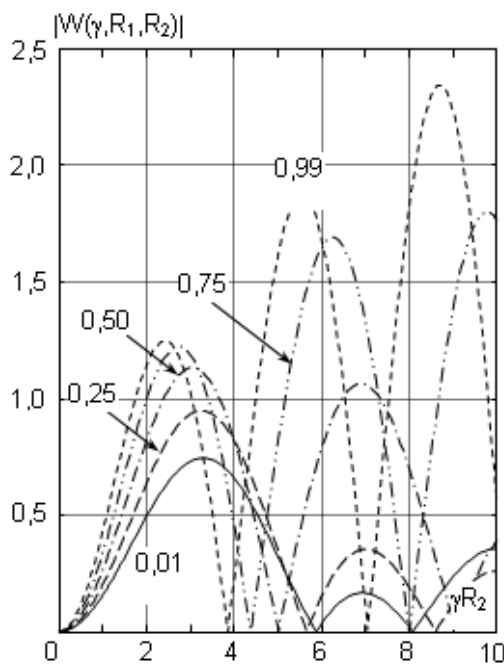


Рис. 2. Зависимости радиальных размеров укладки витков кольцевой катушки на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на различных частотах

Особенностью частотно зависимого изменения функции $W(\gamma, R_1, R_2)$ является её знакопеременность, т. е. обращение в нуль на некоторых частотах. При этом положение нулей функции $W(\gamma, R_1, R_2)$ на оси безразмерных волновых чисел (частот) существенно зависит от значения отношения R_1/R_2 . Очевидно, что на частотах, на которых выполняется условие

$W(\gamma, R_1, R_2) = 0$, вообще не происходит возбуждения поверхностных волн Рэлея.

Эту особенность частотно зависимого изменения функции $W(\gamma, R_1, R_2)$ и, как следствие, эффективности возбуждения волн Рэлея, т. е. работы всего ультразвукового преобразователя электромагнитного типа, можно объяснить интерференцией волновых полей, которые излучаются различными участками деформируемого твердого тела, которые находятся в области существования внешних сил.

На рис. 3 показана схема формирования поверхностной акустической волны за пределами области нагружения, т. е. в сечении $\rho = const$, где $\rho > (3 \div 4)R_2$.

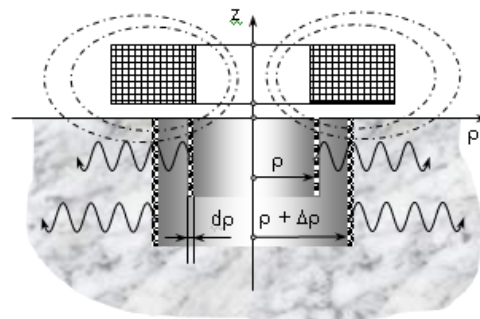


Рис. 3. Схема формирования поверхностной акустической волны за пределами области нагружения

Двумя концентрическими цилиндрическими поверхностями ρ и $\rho + d\rho$ на рис. 3 выделена область, которая находится в переменном магнитном поле индуктора и испытывает на себе действие сил Лоренца и Джоуля. Эту область можно рассматривать как элементарный (в смысле энергетики) излучатель, который формирует гармонические (стационарные) поля радиальных и аксиальных смещений материальных частиц, как во внешней (относительно своего радиального размера ρ), так и во внутренней областях полупространства. Двумя другими концентрическими цилиндрическими поверхностями с радиусами $\rho + \Delta\rho$ и $\rho + \Delta\rho + d\rho$ ($\rho + \Delta\rho < R$) выделена вторая область, которую также можно рассматривать в качестве элементарного источника гармонических полей. Стационарные волновые поля, созданные двумя элементарными источниками, имеют фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \gamma\Delta\rho$, который изменяется с изменением безразмерного волнового числа или безразмерной частоты. В зависимости от величины фазового сдвига волновые поля первого и вто-

рого источников либо складываются, либо вычитаются, т. е. интерферируют. На некоторых частотах, которым соответствуют нули функции $W(\gamma, R_1, R_2)$, волновые поля всех элементарных источников взаимно компенсируют друг друга и подводимая к упругому полупространству энергия не выносится за пределы области существования переменного магнитного поля индуктора.

Так как характер изменения функции $W(\gamma, R_1, R_2)$ и, как следствие, функции $W_K(\gamma, \Gamma)$ в целом, полностью определяется волновыми процессами в упругом полупространстве, т. е. в акустической нагрузке преобразователя, то функцию $W_K(\gamma, \Gamma)$ будем в дальнейшем называть волновой характеристикой источника (преобразователя электромагнитного типа) поверхностных волн Рэлея.

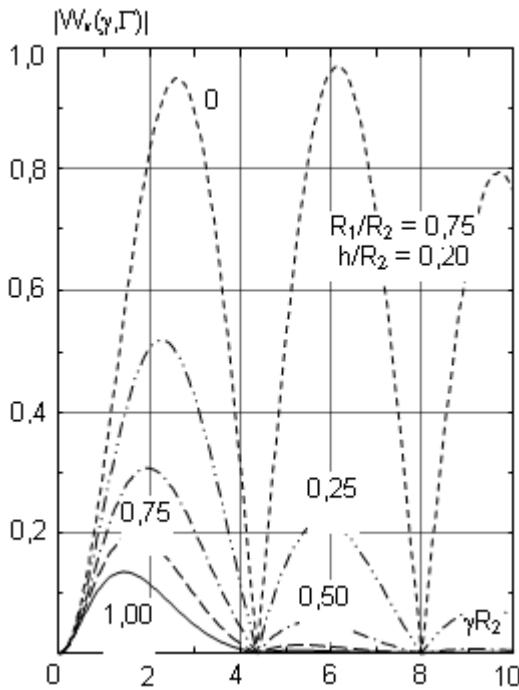


Рис. 4. Зависимости относительной величины неконтакта δ/R_2 (цифры возле кривых) на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на различных частотах

На рис. 4 показано влияние относительной величины неконтакта δ/R_2 на частотно зависимое изменение волновой характеристики $W_K(\gamma, \Gamma)$ кольцевого индуктора в составе преобразователя электромагнитного типа. Относительные размеры кольца, которое образуют витки провода, проставлены в поле рисунка. Варьируемым параметром семейства кривых

является отношение δ/R_2 , величина которого изменяется от нуля до единицы. Отчетливо видно, что даже при небольших значениях неконтакта ($\delta/R_2 = 0,25$) уровни волновой характеристики $W_K(\gamma, \Gamma)$ резко уменьшаются и, как следствие, снижается эффективность возбуждения волны Рэлея в области высоких частот. Причиной этому является изменение условий генерации и интерференции волновых полей, которые излучаются участками ферромагнетика, которые находятся в области существования переменного магнитного поля индуктора. При увеличении неконтакта напряженность переменного магнитного поля в ферромагнетике уменьшается, а границы области существования расширяются. Именно это и приводит к потерям эффективности излучения волн Рэлея в области высоких частот.

Указанные выше особенности влияния размеров источника переменного магнитного поля (индуктора) и неконтакта были экспериментально определены и опубликованы в статье [9] В. Я Грошевым в 1998 г.

Подставляя выражения (22), (23) в соотношения (16) – (20), получаем формулы для расчета интегральных образов Ханкеля поверхностных и объемных плотностей сил Лоренца и Джоуля:

$$\sigma_{zp}^L(\gamma) = \frac{\mu_0 B_z^0 \zeta I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) \quad (26)$$

$$\sigma_{zz}^L(\gamma) = -\frac{\mu_0 B_z^0 \mu_1^\varepsilon I_0 N}{\mu_3^\varepsilon (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma)$$

$$f_p^L(\gamma, z) = \frac{i \omega r_2 \mu_1^\varepsilon \mu_0 B_z^0 I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z} \quad (27)$$

$$f_z^L(\gamma, z) = 0$$

$$\sigma_{zp}^D(\gamma) = \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\mu_0 \zeta I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) \quad (28)$$

$$\sigma_{zz}^D(\gamma) = -\frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\mu_0 \mu_1^\varepsilon I_0 N}{\mu_3^\varepsilon (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma)$$

$$f_p^D(\gamma, z) \approx \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\zeta}{\lambda} I_0 N W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z} \quad (29)$$

$$f_z^D(\gamma, z) \approx \left[\frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} - \frac{m_1 \mu_1^\varepsilon}{(\mu_3^\varepsilon)^2} \right] B_z^0 I_0 N W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z} \quad (30)$$

Выражения (29) и (30) записаны в предположении, что $|\zeta| \gg \gamma$. Действительно, при умеренной удельной электрической проводимости

$r_2 \cong 10 \text{ МСм/м}$ и магнитной проницаемости $\mu_3^{\xi} \cong \mu_3^{\zeta} = 30\mu_0 = 3,77 \cdot 10^{-5} \text{ Гн/м}$ произведение $\omega r_2 \mu_3^{\xi} = 2,37 \cdot 10^9 f_{\text{МГц}}$, где $f_{\text{МГц}}$ - значение циклической частоты в мегагерцах. При этом $\gamma^2 = 4\pi^2 \cdot 10^{12} f_{\text{МГц}}^2 / v_R^2$. Если принять среднестатистическое значение $v_R = 3500 \text{ м/с}$, то $\gamma^2 = 3,22 \cdot 10^6 f_{\text{МГц}}^2$. Отношение

$\gamma^2 / (\omega r_2 \mu_3^{\xi}) = 1,36 \cdot 10^{-3} f_{\text{МГц}}$, т. е. остается существенно меньше единицы вплоть до частот в сотни мегагерц. По этой причине $\xi^2 = \gamma^2 + i\omega r_2 \mu_3^{\xi} \cong i\omega r_2 \mu_3^{\xi}$ и $\zeta^2 = i\omega r_2 \mu_1^{\xi}$, причем $|\zeta| \gg \gamma$.

Из расчетных формул (26) – (30) следует, что

$$\frac{\sigma_{zp}^L(\gamma)}{\sigma_{zp}^D(\gamma)} = \frac{2\mu_3^{\xi}}{m_1 - m_2}, \quad \frac{\sigma_{zz}^L(\gamma)}{\sigma_{zz}^D(\gamma)} = \frac{\mu_3^{\xi}}{m_1}. \quad (31)$$

Если напряженность поля подмагничивания $H_z^0 = B_z^0 / \mu_3^{\xi}$ составляет примерно половину коэрцитивной силы (параметр петли гистерезиса ферромагнетика), то магнитострикционные константы m_1 и m_2 становятся не меньше чем $0,1 \text{ Гн/м}$, при этом $m_1 \approx 0,1 \text{ Гн/м}$, а $m_2 \approx -m_1/2$. Если принять, как и ранее

$\mu_3^{\xi} = 30\mu_0 = 3,77 \cdot 10^{-5} \text{ Гн/м}$, то отношения поверхностных плотностей сил Лоренца и сил Джоуля, определенные выражениями (31), принимают следующие значения

$$\sigma_{zp}^L(\gamma) / \sigma_{zp}^D(\gamma) = 5,03 \cdot 10^{-4} \quad \text{и}$$

$\sigma_{zz}^L(\gamma) / \sigma_{zz}^D(\gamma) = 3,77 \cdot 10^{-4}$. Так как отношение объемных

$$f_p^L(\gamma) / f_p^D(\gamma) = 2\mu_3^{\xi} / (m_1 - m_2) = 5,03 \cdot 10^{-4},$$

то можно сделать вывод о том, что при правильно выбранном поле подмагничивания ферромагнетика силы Джоуля, т. е. прямой магнитострикционный эффект, является доминирующим механизмом образования деформаций при электромагнитном способе возбуждения ультразвуковых волн в ферромагнитных металлах.

С учетом этого обстоятельства следует записать, что $f_{\beta}^*(\gamma, z) = f_{\beta}^D(\gamma, z)$ ($\beta = z, \rho$) и $\sigma_{z\beta}^*(\gamma) = \sigma_{z\beta}^D(\gamma)$, после чего выражение (21) для расчета амплитудного множителя A_R принимает следующий вид

$$A_R = i A_0 \frac{1}{\gamma} W_K(\gamma, \Gamma), \quad (32)$$

где $A_0 = \frac{\pi(m_1 - m_2) B_z^0 I_0 N}{8G\mu_3^{\xi}} f(v)$ - абсолютная

чувствительность ферромагнетика в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея электромагнитным способом; $f(v)$ - безразмерное число, величина которого определяется значением коэффициента Пуассона ν поликристаллического (изотропного по упругим свойствам) ферромагнетика. Это число определяется следующей формулой

$$f(v) = \frac{1}{\Lambda_0} \left[-\frac{\gamma(\gamma^2 + \beta^2)}{k_s^2 \alpha} + \frac{2\beta\gamma}{k_s^2} + \frac{2\alpha\beta}{(\gamma^2 + \beta^2)} \right],$$

где $\Lambda_0 = 2 - \frac{4\gamma^4 - 3\gamma^2(1 + \eta)k_s^2 + 2\eta k_s^4}{\alpha\beta(\gamma^2 + \beta^2)}$;

$\eta = \frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)}$; волновые числа α , β и γ удов-

летворяют уравнению (10).

В таблице 1 приведены значения отношений α/k_s , β/k_s и γ/k_s , константы $f(v)$, а также значения нормированной скорости волны Рэлея v_R/v_s , рассчитанные для различных значений коэффициента Пуассона во всем диапазоне возможных его значений, т. е. от нуля до половины. В последней ячейке пятого столбца должно быть значение $f(v) = 0$. Вместо нуля там стоит очень маленькое число, которое фактически было получено в процессе вычислений и имеет порядок абсолютной погрешности. Определение числовых значений величин представлены в табл. 1.

Подставляя выражение (32) в определения (8) компонентов вектора смещения материальных частиц ферромагнетика, можем записать следующий результат

$$u_{\rho}(\rho, z) = -iU_0(\gamma) \left(e^{\alpha z} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right) H_1^{(2)}(\gamma\rho), \quad (33)$$

$$u_z(\rho, z) = iU_0(\gamma) \frac{\alpha}{\gamma} \left(e^{\alpha z} - \frac{2\gamma^2}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right) H_0^{(2)}(\gamma\rho)$$

где $U_0(\gamma) = A_0 W_K(\gamma, \Gamma)$ - зависящая от частоты смены знака внешних сил (от длины возбуждаемой волны) и от геометрических параметров источника этих сил амплитуда вектора смещения материальных частиц металла. Предположим, что волна Рэлея возбуждается в стальном листе, модуль сдвига которого $G = 83,9 \text{ ГПа}$,

коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$. Тогда, полагая что $B_z^0/\mu_3^\varepsilon = 1000 \text{ А/м}$; магнитоstrictionные константы $m_1 = 0,1 \text{ Гн/м}$ и $m_2 = -0,05 \text{ Гн/м}$; $I_0 = 50 \text{ А}$ и $N = 10$, получаем для значения $f(\nu) = 0,087651$ следующее значение абсолютной чувствительности ферромагнетика в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея электромагнитным способом $A_0 = 3,077 \cdot 10^{-8} \text{ м}$. Эта и без того небольшая величина еще умножается на числовое значение волновой характеристики $W_K(\gamma, \Gamma) < 1$ на соответствующей безразмерной частоте, что дает основание для вывода о том, что амплитуда $U_0(\gamma)$ вектора смещения материальных частиц не превышает десяти – пятнадцати нанометров.

Таблица 1. Безразмерные волновые числа, константа $f(\nu)$ и скорости поверхностных волн Рэлея для различных значений коэффициента Пуассона

ν	α/k_s	β/k_s	γ/k_s	$f(\nu)$	v_R/v_s
0,00	0,899454	0,555893	1,144123	0,393670	0,874032
0,02	0,898689	0,545378	1,139051	0,366260	0,877924
0,04	0,898302	0,534895	1,134069	0,339802	0,881781
0,06	0,898311	0,524450	1,129180	0,314316	0,885599
0,08	0,898732	0,514044	1,124385	0,289825	0,889375
0,10	0,899587	0,503688	1,119688	0,266339	0,893106
0,12	0,900891	0,493380	1,115089	0,243874	0,896790
0,14	0,902665	0,483123	1,110589	0,222440	0,900423
0,16	0,904929	0,472925	1,106191	0,202035	0,904003
0,18	0,907704	0,462785	1,101894	0,182667	0,907528
0,20	0,911013	0,452709	1,097700	0,164325	0,910996
0,22	0,914879	0,442696	1,093608	0,147007	0,914404
0,24	0,919329	0,432749	1,089620	0,130695	0,917752
0,26	0,924386	0,422869	1,085734	0,115379	0,921036
0,28	0,930086	0,413057	1,081950	0,101041	0,924257
0,30	0,936456	0,403316	1,078269	0,087651	0,927413
0,32	0,943530	0,393642	1,074688	0,075196	0,930503
0,34	0,951347	0,384037	1,071207	0,063642	0,933526
0,36	0,959948	0,374500	1,067825	0,052961	0,936483
0,38	0,969380	0,365028	1,064540	0,043126	0,939373
0,40	0,979693	0,355621	1,061351	0,034101	0,942195
0,42	0,990946	0,346274	1,058256	0,025855	0,944951
0,44	1,003203	0,336985	1,055253	0,018357	0,947640
0,46	1,016536	0,327749	1,052340	0,011572	0,950263
0,48	1,031030	0,318565	1,049516	0,005463	0,952820
0,50	1,046778	0,309426	1,046778	$-4,79 \times 10^{-7}$	0,955313

Из всего сказанного выше следует в достаточной мере очевидный, но никогда, за исключением практика Грошева В. Я [9], не сделанный теоретиками электромагнитного способа возбуждения ультразвуковых волн, что регу-

Амплитуду $U_0(\gamma)$ смещений материальных частиц можно записать в следующем эквивалентном виде

$$U_0(\gamma) = U_0 F(\omega, \gamma, \Gamma), \quad (34)$$

где U_0 - разность электрических потенциалов на клеммах генератора электрических сигналов; $F(\omega, \gamma, \Gamma) = A_0 W_K(\gamma, \Gamma) / [I_0 (R_\Gamma + i\omega L_K)]$ - частотная характеристика преобразователя электромагнитного типа (размерность метр деленный на вольт) в режиме возбуждения волн Рэлея в ферромагнитном металле; R_Γ и L_K - выходное сопротивление генератора и индуктивность катушки (индуктора).

лярно публикуются на страницах журнала «Дефектоскопия», вывод о том, что спектр сигнала электрического воздействия на индуктор необходимо согласовывать с его полосой рабочих частот, которая определяются его размерами.

Выводы

1. Выполнен сравнительный анализ механизмов образования деформаций в ферромагнитных металлах при электромагнитном возбуждении поверхностных волн Рэлея и показано, что силы Лоренца (вихретоковый механизм) на три порядка меньше сил Джоуля (магнитострикционный механизм) и, следовательно, их можно не учитывать при выполнении количественных оценок амплитудных значений возбуждаемых волн.

2. Впервые дана адекватная реальной ситуации количественная оценка амплитуд смещений материальных частиц во фронте радиально распространяющейся поверхностной волны Рэлея. Показано что амплитуда этих смещений не превышает десяти – пятнадцати нанометров.

3. Введено и физически обосновано новое в практике расчетов преобразователей электромагнитного типа понятие «волновая характеристика» индуктора (источника переменного магнитного поля). Дано объяснение экспериментально наблюдаемому факту влияния геометрических параметров индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на заданной частоте. Доказано, что спектр электрического сигнала на входе излучателя ультразвуковых волн должен быть согласован с его геометрическими параметрами.

Литература

1. *Aliouane S., Hassam M., et al.* Electromagnetic Acoustic Transducers (EMATs) Design Evaluation of their Performances // *Ndt.net* [Online]. – Available at: <http://www.ndt.net/article/wcndt00/papers/idn591.htm>.
2. *Kawashima K., McClung R.* Electromagnetic ultrasonic transducer for generating and detecting longitudinal waves (with a small amount of radially polarized transverse waves) // *J. Acoust. Amer.* – 1976. – V. 34. – № 4. – P. 81 – 90.
3. *Kawashima K.* Experiments with two types of electromagnetic ultrasonic transducers // *J. Acoust. Amer.* – 1976. – V. 60. – № 2. – P. 365 – 373.
4. *Ludwig R., You Z., Palanisamy R.* Numerical simulations of an electromagnetic acoustic transducer-receiver system for NDT applications // *IEEE Transactions on Magnetics.* – 1993. – V. 29 – № 3 – P. 2081 – 2089.
5. *Ribichini R., Frederic C., Nagy Peter B., Cawley P.* Quantitative Modeling of the Transduction of Electromagnetic Acoustic Transducers Operating on Ferromagnetic Media // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control.* – 2010. – Vol. 57. – № 12. – P. 2808 – 2817.
6. *Абакумов К. Е.* К вопросу об оптимизации параметров электромагнитно-акустических излучателей и приёмников. // *Изв. ЛЭТИ.* – 1975. – Вып. 168. – С. 19 – 26.
7. *Власов К. Б.* Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитострикционных) сред // *Изв. АН СССР. Сер. физическая.* – 1957. – Т. 21. – № 8. – С. 1140–1148.
8. *Горбашова А. Г., Петрищев О. Н., Сучков Г. М.* Электромагнитное возбуждение радиально распространяющихся поверхностных волн Рэлея // *Вестник НТУ «ХПИ».* Харьков. – 2010. – Вып. 19. – С. 159 - 182.
9. *Грошев В. Я.* Анализ влияния конструктивных параметров на чувствительность электромагнитно-акустических преобразователей // *Дефектоскопия.* – 1998. – № 4. С. 32 – 40.
10. *Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М.* Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с.
11. *Лещенко Н. Г., Мужичкий В. Ф., Ремезов В. Б.* Исследование эффективности возбуждения акустических колебаний однопроводным излучателем под действием силы Лоренца. Разработка ЭМА-преобразователя. Приборная реализация. // *Дефектоскопия.* – 2005. – № 7. – С. 13 – 22.
12. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган.* – М.: Наука, 1979. – 832 с.
13. *Тамм И. Е.* Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
14. *Шубаев С. Н., Шкарлет Ю. М.* Расчёт датчиков, применяемых при электромагнитном приеме волн Рэлея и Лэмба // *Дефектоскопия.* – 1969. – № 1. – С. 121 – 123.

УДК 534.13-8:534.232.082.744

Дослідження передатних характеристик ультразвукових трактів з електромагнітним збудженням і реєстрацією хвиль релея у феромагнетиках. Частина 1

Г.Г. Горбашова¹, О.М. Петрищев¹, д-р техн. наук, М.І. Романюк¹, Г.М. Сучков², д-р техн. наук, С.В. Хащина²

¹Національний Технічний Університет України «Київський Політехнічний Інститут», вул. Політехнічна, 16, корпус 12, м. Київ, 03056, Україна.

²Національний Технічний Університет «Харківський Політехнічний Інститут», вул. Фрунзе, 21, м. Харків, 61002, Україна.

Виконано порівняльний аналіз механізмів утворення деформацій у феромагнітних металах при електромагнітному збудженні поверхневих хвиль Релея і показано, що сили Лоренца можна не враховувати при виконанні кількісних оцінок амплітудних значень збуджуваних хвиль. Дано адекватну реальній ситуації кількісну оцінку амплітуд зміщень матеріальних часток у фронті поверхневої хвилі Релея, що радіально розповсюджується. Введено і фізично обґрунтовано нове в практиці розрахунків перетворювачів електромагнітного типу поняття «хвильова характеристика» індуктора (джерела змінного магнітного поля). Дано пояснення експериментально спостережуваному факту впливу геометричних параметрів індуктора на ефективність збудження ультразвукових хвиль на заданій частоті. Бібл. 14, рис. 4.

Ключові слова: електромагнітно-акустичний перетворювач, магнітострикція, сили Лоренца, хвилі Релея, передатна характеристика.

UDC 534.13-8:534.232.082.744

Investigation of the transfer characteristics of ultrasonic tract with electromagnetic excitation and detection of rayleigh waves in a ferromagnet. Part 1

A. G. Gorbashova¹, O. M. Petrishev¹, Dr.Sc., M. I. Romanyuk¹, G. M. Suchkov², Dr.Sc., S. V. Haschina²

¹ National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", st. Polytechnique, 16, Kiev, 03056, Ukraine.

² National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute", st. Frunze, 21, Kharkov, 61002, Ukraine.

A comparative analysis of the deformation mechanisms in ferromagnetic metals with electromagnetic excitation of Rayleigh waves is performed and it is shown that the Lorentz force is possible to disregard in performing quantitative estimates of the excited waves amplitude. Adequate to the real situation quantitative estimate of displacement amplitudes of material particles in the front radially propagating surface Rayleigh wave is given. Introduced and physically based a new in practical calculations of the transducer of electromagnetic type concept "wave characteristic" of inducer (the source of alternating magnetic field). An explanation for the experimentally observed fact of the influence of geometrical parameters of the inductor to the excitation efficiency of the ultrasonic waves at a given frequency is given. Reference 14, figures 4

Keywords: electromagnetic acoustic transducer, magnetostriction, Lorentz force, Rayleigh waves, the transfer characteristic.

References

1. *Aliouane S., Hassam M., et al.* [Electromagnetic Acoustic Transducers (EMATs) Design Evaluation of their Performances]. Ndt.net [Online]. Available at: <http://www.ndt.net/article/wcndt00/papers/idn591.htm>.
2. *Kawashima K., McClung R.* (1976), [Electromagnetic ultrasonic transducer for generating and detecting longitudinal waves (with a small amount of radially polarized transverse waves)]. J. Acoust. Amer. Vol. 34. no 4. Pp. 81 – 90.
3. *Kawashima K.* (1976), [Experiments with two types of electromagnetic ultrasonic transducers]. J. Acoust. Amer. Vol. 60. no 2. Pp. 365 – 373.
4. *Ludwig R., You Z., Palanisamy R.* (1993), [Numerical simulations of an electromagnetic acoustic transducer-receiver system for NDT applications]. IEEE Transactions on Magnetics. Vol. 29 no 3 Pp. 2081 – 2089.
5. *Ribichini R., Frederic C., Nagy Peter B., Cawley P.* (2010), [Quantitative Modeling of the Transduction of Electromagnetic Acoustic Transducers Operating on Ferromagnetic Media]. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control. Vol. 57. no 12. Pp. 2808 – 2817.
6. *Abakumov K. E.* (1975), [The question of optimizing the parameters of the electromagnetic-acoustic radiators and receivers]. Proc. LETI. Issue. 168. Pp. 19 - 26.
7. *Vlasov K. B.* (1957), [Some questions of ferromagnetic (magnetostrictive) media]. Proc. USSR. Ser. Physical. Vol. 21. no 8. Pp. 1140-1148. (Rus)
8. *Gorbashova A. G., Petrishchev O. N., Suchkov G. M.* (2010), [Electromagnetic excitation of radially propagating Rayleigh waves]. Herald of NTU "KPI". Kharkiv. Issue. 19. Pp. 159 - 182. (Rus)
9. *Groshev V. Y.* (1998), [Analysis of the influence of design parameters on the sensitivity of the electromagnetic acoustic transducers]. Defectoscopy. No.4. Pp. 32 - 40. (Rus)
10. *Koshlyakov N. S., Gleaner E. B., Smirnov M. M.* (1970), [Partial differential equations of mathematical physics]. M.: High School, P. 710. (Rus)
11. *Leshchenko N. G., Muzhytskyi V. F., Remezov V. B.* (2005), [Investigation of the efficiency of excitation of acoustic oscillations of single-wire transmitter Lorentz force. Development of EMA-converter. Mechanical Implementation]. Defectoscopy no. 7. pp.13 - 22. (Rus)
12. [Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables]. Ed. M. Abramowitz and I A Steagall. Moscow: Nauka, 1979. P.832. (Rus)
13. *Tamm I. E.* (1976), [Basic theory of electricity]. Moscow: Nauka. P. 616. (Rus)
14. *Shubaev S. N Shkarlet Yu. M.* (1969), [Calculation of sensors used in electromagnetic reception of Rayleigh and Lamb waves]. Defectoscopy. No.1. Pp. 121 - 123. (Rus)

Поступила в редакцию 12 марта 2013 г.