

А.Г. ГОРБАШОВА, аспирант, НТУУ «КПІ», Київ;

О. Н. ПЕТРИЩЕВ, д-р техн. наук, проф., НТУУ «КПІ», Київ;

Г. М. СУЧКОВ, д-р техн. наук, проф.;

М. И. РОМАНЮК, аспирант, НТУУ «КПІ», Київ;

С. В. ХАЩИНА, аспирант, НТУ «ХПІ»;

Е.Л. НОЗДРАЧОВА, канд. техн. наук, доц. НТУ «ХПІ»

ОЦЕНКА МЕХАНИЗМОВ ЭМА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ И ПРИЕМЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

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. Построена замкнутая математическая модель ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом радиально распространяющихся волн Рэлея. Выполнены расчеты волновых, частотных и импульсных передаточных характеристик ультразвукового тракта.

Ключевые слова: волны Рэлея, электромагнитные преобразователи, ультразвуковые волны, акустический тракт, математическая модель

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 области 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.

Начальным этапом этих исследований является надежное определение спектральных искажений, которые вносятся самими преобразователями в режиме излучения и приема ультразвуковых волн. Определение этих искажений позволяет исключить из результатов наблюдений те искажения, которые вносятся измерительным прибором, т. е. ультразвуковым трактом состоящим, как минимум из излучателя и приемника ультразвуковых волн. Очевидно, что понимание роли измерительного прибора в формировании результатов измерения позволит существенно повысить надежность и достоверность результатов неразрушающего контроля промышленных изделий.

1. Определение особенностей электромагнитно-акустического преобразователя в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея в ферромагнитных изделиях

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 изменя-

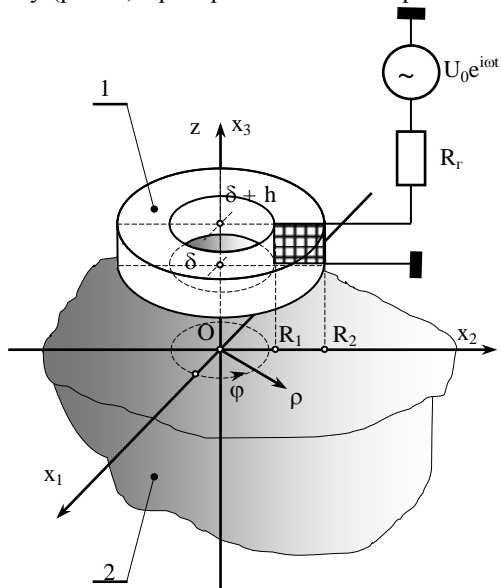


Рис. 1 – Расчетная схема преобразователя электромагнитного типа с кольцевым индуктором

ется во времени по гармоническому закону $e^{i\omega t}$ ($i = \sqrt{-1}$; ω - круговая частота)

та смены знака потенциала; t - время) с амплитудой U_0 . Символом R_z 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 $I_0 = U_0 / (R_z + i\omega L_k)$, 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 $H_\rho^*(\rho, z)$ и аксиальным $H_z^*(\rho, z)$ компонентами, которые не зависят от значений полярного угла φ .

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 $r_0 = (3 \div 4)R_z$), не зависит от значений координат точки наблюдения. В этом случае ponderomotorное действие магнитного поля [1] на ферромагнитный металл определяется поверхностными $\sigma_{z\beta}^L(\rho)$ и объемными $f_\beta^L(\rho, z)$ ($\beta = \rho, z$) плотностями сил Лоренца, причем

$$\sigma_{z\rho}^L(\rho) = B_z^0 H_\rho^*(\rho, 0), \quad \sigma_{zz}^L(\rho) = B_z^0 H_z^*(\rho, 0)/2, \quad (1.1)$$

$$f_\rho^L(\rho) = J_\phi^*(\rho, z) B_z^0, \quad f_z^L(\rho) = 0, \quad (1.2)$$

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

$$J_\phi^*(\rho, z) = \partial H_\rho^*(\rho, z)/\partial z - \partial H_z^*(\rho, z)/\partial \rho. \quad (1.3)$$

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 [2], т. е. прямым магнитострикционным эффектом [2] или, как часто говорят и пишут, эффектом Джоуля. Уровни упругих деформаций определяются поверхностной $\sigma_{z\rho}^D(\rho)$ и объемной $f_\beta^D(\rho, z)$ плотностями сил Джоуля, которые, в случае вертикального поля подмагничивания, определяются следующими выражениями

$$\sigma_{z\rho}^D(\rho) = \frac{m_1 - m_2}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_\rho^*(\rho, 0), \quad \sigma_{zz}^D(\rho) = \frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_z^*(\rho, 0), \quad (1.4)$$

$$f_\rho^D(\rho, z) = \frac{\partial \sigma_{\rho\rho}^D(\rho, z)}{\partial \rho} + \frac{\partial \sigma_{z\rho}^D(\rho, z)}{\partial z} + \frac{1}{\rho} [\sigma_{\rho\rho}^D(\rho, z) - \sigma_{\phi\phi}^D(\rho, z)], \quad (1.5)$$

$$f_z^D(\rho, z) = \frac{\partial \sigma_{z\rho}^D(\rho, z)}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \sigma_{z\rho}^D(\rho, z) + \frac{\partial \sigma_{zz}^D(\rho, z)}{\partial z}, \quad (1.6)$$

где m_1 и m_2 - магнитострикционные константы, которые определяются экспериментально при фиксированном значении поля подмагничивания; μ_3^ε - 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

$$\sigma_{\rho\rho}^D(\rho, z) = \sigma_{\phi\phi}^D(\rho, z) = \frac{m_2}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_z^*(\rho, z). \quad (1.7)$$

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 ли-

ста, 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:

$$u_\rho(\rho, z) = A_R u_\rho^0(z) H_1^{(2)}(\gamma\rho), \quad u_z(\rho, z) = A_R u_z^0(z) H_0^{(2)}(\gamma\rho), \quad (1.8)$$

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

$$u_\rho^0(z) = -\gamma \left(e^{\alpha z} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right), \quad u_z^0(z) = \alpha \left(e^{\alpha z} - \frac{2\gamma^2}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right), \quad (1.9)$$

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 k_ℓ и 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

$$\Delta_R(\gamma^2) = (\gamma^2 + \beta^2)^2 - 4\gamma^2\alpha\beta = 0. \quad (1.10)$$

Уравнение (1.10) довольно часто называют дисперсионным уравнением Рэлея, что, строго говоря, не соответствует его физическому содержанию.

В работе [3] 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

$$A_R = \frac{i\pi}{2G\Delta'_R(\gamma^2)} \left\{ \frac{(\gamma^2 + \beta^2)^2}{k_s^2 \alpha} \int_0^\infty \int_{-\infty}^0 \rho [f_\rho^*(\rho, z) J_1(\gamma\rho) u_\rho^0(z) + f_z^*(\rho, z) J_0(\gamma\rho) u_z^0(z)] dz d\rho + \right. \\ \left. + (\gamma^2 + \beta^2) \int_0^\infty \rho \sigma_{zz}^*(\rho, 0) J_0(\gamma\rho) d\rho + 2\gamma\beta \int_0^\infty \rho \sigma_{z\rho}^*(\rho, 0) J_1(\gamma\rho) d\rho \right\}, \quad (1.11)$$

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

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0), \frac{\partial \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0)}{\partial \rho}, \frac{\partial \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0)}{\partial z} \right\} = 0, \quad (1.12)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \{ f_\beta^*(\rho, z) \} = 0, \quad (1.13)$$

где $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ – расстояние от источника; $\lambda, \beta = \rho, z$, то интегралы по радиальной координате ρ в формуле (1.11) можно и должно толковать как прямое интегральное преобразование Ханкеля [4] 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

$$\sigma_{z\rho}^*(\gamma) = \int_0^\infty \rho \sigma_{z\rho}^*(\rho, 0) J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad \sigma_{zz}^*(\gamma) = \int_0^\infty \rho \sigma_{zz}^*(\rho, 0) J_0(\gamma\rho) d\rho, \quad (1.14)$$

$$f_\rho^*(\gamma, z) = \int_0^\infty \rho f_\rho^*(\rho, z) J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad f_z^*(\gamma, z) = \int_0^\infty \rho f_z^*(\rho, z) J_0(\gamma\rho) d\rho, \quad (1.15)$$

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

Воздействуя преобразованиями (1.14) и (1.15) на определения (1.1) – (1.3) плотностей сил Лоренца и выражение (1.4) – (1.7) для расчета плотностей сил Джоуля, получаем следующие результаты:

$$\sigma_{z\rho}^L(\gamma) = B_z^0 H_\rho^*(\gamma, 0), \quad \sigma_{zz}^L(\gamma) = B_z^0 H_z^*(\gamma, 0)/2, \quad (1.16)$$

$$f_\rho^L(\gamma, z) = B_z^0 \left[\frac{\partial H_\rho^*(\gamma, z)}{\partial z} + \gamma H_z^*(\gamma, z) \right], \quad f_z^L(\gamma, z) = 0, \quad (1.17)$$

$$\sigma_{z\rho}^D(\gamma) = \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_\rho^*(\gamma, 0), \quad \sigma_{zz}^D(\gamma) = \frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_z^*(\gamma, 0), \quad (1.18)$$

$$f_\rho^D(\gamma, z) = \frac{m_2}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \left[\frac{(m_1 - m_2)}{2m_2} \frac{\partial H_\rho^*(\gamma, z)}{\partial z} - \gamma H_z^*(\gamma, z) \right], \quad (1.19)$$

$$f_z^D(\gamma, z) = \frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \left[\gamma \frac{(m_1 - m_2)}{2m_1} H_\rho^*(\gamma, z) + \frac{\partial H_z^*(\gamma, z)}{\partial z} \right]. \quad (1.20)$$

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

$$A_R = \frac{i\pi}{2G\Delta_R'(\gamma^2)} \times \left\{ \frac{(\gamma^2 + \beta^2)^2}{k_s^2 \alpha} \int_{-\infty}^0 [f_\rho^*(\gamma, z) \mu_\rho^0(z) + f_z^*(\gamma, z) \mu_z^0(z)] dz + (\gamma^2 + \beta^2) \sigma_{zz}^*(\gamma) + 2\gamma\beta \sigma_{z\rho}^*(\gamma) \right\} \quad (1.21)$$

Из содержания расчетных формул (1.16) – (1.20) и (1.21) 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 $H_\rho^*(\gamma, z)$ 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 [3] 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

$$H_p^*(\gamma, z) = \frac{\mu_0 \zeta I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^e \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad (1.22)$$

$$H_{zp}^*(\gamma, z) = -\frac{\mu_0 \mu_1^e I_0 N}{\mu_3^e (\mu_0 \zeta + \mu_1^e \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad (1.23)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ - магнитная проницаемость вакуума; $\zeta = (\mu_1^e / \mu_3^e) \sqrt{\gamma^2 + i\omega \mu_3^e r_2}$ - комплексное волновое число, которое учитывает экранирующее действие вихревых токов в объеме металла; μ_1^e - 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 $H_p^*(\gamma, z)$ и, в конечном счете, на эффективность возбуждения поверхностной волны Рэлея на заданной частоте ω или с заданным волновым числом $\gamma = \omega/v_R$.

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

$$W_K(\gamma, \Gamma) = e^{-\gamma \delta} \frac{(1 - e^{-\gamma h})}{\gamma h} W(\gamma, R_1, R_2). \quad (1.24)$$

Первый множитель в формуле (1.24) показывает, насколько быстро уменьшается значение функции $W_K(\gamma, \Gamma)$ по мере увеличения расстояния между индуктором и поверхностью металла и поэтому множитель $e^{-\gamma \delta}$ можно назвать коэффициентом потерь из-за неконтакта, т. е. расстояния δ (рис. 1). Второй множитель 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 множитель $W(\gamma, R_1, R_2)$ показывает, как влияют радиальные размеры укладки витков в объеме индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на различных частотах. Этот множитель определяется следующим выражением

$$W(\gamma, R_1, R_2) = \frac{\pi}{2(1 - R_1/R_2)} \left[\Xi[\gamma R_2] - \frac{R_1}{R_2} \Xi[\gamma R_1] \right], \quad (1.25)$$

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 ; $\mathbf{H}_\nu(\gamma R_j)$ – функция Струве порядка ν [5].

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).

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

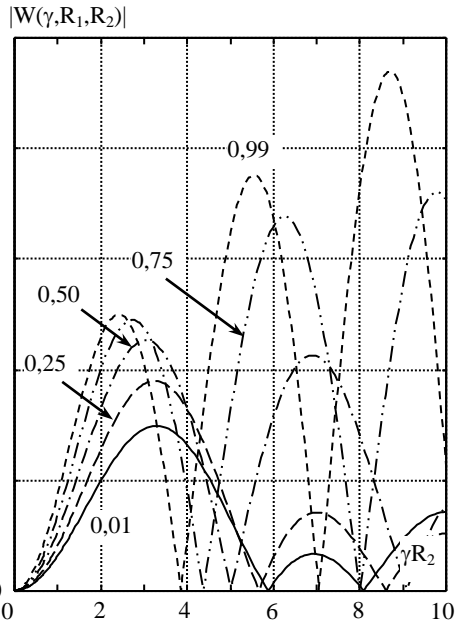


Рис. 2. Влияние радиальных размеров укладки витков кольцевой катушки на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на различных частотах

$\rho > (3 \div 4)R_2$ Двумя concentрическими 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 внутренних областях полупространства. Двумя другими concentрическими 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 второго источников либо складываются, либо вычитаются, т. е. интерферируют. На некоторых частотах, которым соответствуют нули функции $W(\gamma, R_1, R_2)$, волновые

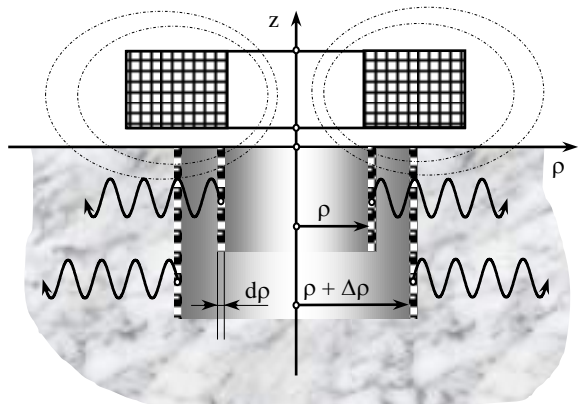


Рис. 3 – К определению физического содержания функции $W(\gamma, R_1, R_2)$

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.

Исследованиями 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 зависимостей является отношение

δ/R_2 , величина которого изменяется от нуля до единицы. Показано, 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 снижению 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 [6] В. Я Грошевым в 1998 г.

Подставляя выражения (1.22), (1.23) в соотношения (1.16) – (1.20), получаем формулы для расчета интегральных образов Ханкеля поверхностных и объемных плотностей сил Лоренца и Джоуля:

$$\begin{aligned}\sigma_{\varphi}^L(\gamma) &= \frac{\mu_0 B_z^0 \zeta I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma), \\ \sigma_z^L(\gamma) &= -\frac{\mu_0 B_z^0 \mu_1^\varepsilon I_0 N}{\mu_3^\varepsilon (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma),\end{aligned}\quad (1.26)$$

$$f_\rho^L(\gamma, z) = \frac{i\omega r_2 \mu_1^\varepsilon \mu_0 B_z^0 I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad f_z^L(\gamma, z) = 0, \quad (1.27)$$

$$\begin{aligned}\sigma_{\varphi}^D(\gamma) &= \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\mu_0 \zeta I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma), \\ \sigma_z^D(\gamma) &= -\frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\mu_0 \mu_1^\varepsilon I_0 N}{\mu_3^\varepsilon (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma),\end{aligned}\quad (1.28)$$

$$f_\rho^D(\gamma, z) \approx \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\zeta}{\lambda} I_0 N W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad (1.29)$$

$$f_z^D(\gamma, z) \approx \left[\frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} - \frac{m_1 \mu_1^\varepsilon}{(\mu_3^\varepsilon)^2} \right] B_z^0 I_0 N W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}. \quad (1.30)$$

Выражения (1.29) и (1.30) записаны в предположении, что $|\zeta| \gg \gamma$. Действительно, при умеренной удельной электрической проводимости $r_2 \cong 10$ МСм/м и магнитной проницаемости $\mu_1^\varepsilon \cong \mu_3^\varepsilon = 30\mu_0 = 3,77 \cdot 10^{-5}$ Гн/м произведение $\omega r_2 \mu_3^\varepsilon = 2,37 \cdot 10^9 f_{MГц}$, где $f_{MГц}$ - значение циклической частоты

в мегагерцах. При этом $\gamma^2 = 4\pi^2 \cdot 10^{12} f_{MГц}^2 / v_R^2$. Если принять среднестатистическое значение $v_R = 3500 \text{ м/с}$, то $\gamma^2 = 3,22 \cdot 10^6 f_{MГц}^2$. Отношение $\gamma^2 / (\omega r_2 \mu_3^\varepsilon) = 1,36 \cdot 10^{-3} f_{MГц}$, т. е. остается существенно меньше единицы вплоть до частот в сотни мегагерц. По этой причине $\xi^2 = \gamma^2 + i\omega r_2 \mu_3^\varepsilon \cong i\omega r_2 \mu_3^\varepsilon$ и $\zeta^2 = i\omega r_2 \mu_1^\varepsilon$, причем $|\zeta| \gg \gamma$.

Из расчетных формул (1.26) – (1.30) следует, что

$$\frac{\sigma_{z\rho}^L(\gamma)}{\sigma_{z\rho}^D(\gamma)} = \frac{2\mu_3^\varepsilon}{m_1 - m_2}, \quad \frac{\sigma_{zz}^L(\gamma)}{\sigma_{zz}^D(\gamma)} = \frac{\mu_3^\varepsilon}{m_1}. \quad (1.31)$$

Если напряженность поля подмагничивания $H_z^0 = B_z^0 / \mu_3^\varepsilon$ 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 $\mu_3^\varepsilon = 30\mu_0 = 3,77 \cdot 10^{-5} \text{ Гн/м}$, то отношения поверхностных плотностей сил Лоренца и сил Джоуля, определенные выражениями (1.31), принимают следующие значения $\sigma_{z\rho}^L(\gamma) / \sigma_{z\rho}^D(\gamma) = 5,03 \cdot 10^{-4}$ и $\sigma_{zz}^L(\gamma) / \sigma_{zz}^D(\gamma) = 3,77 \cdot 10^{-4}$. Так как отношение объемных плотностей $f_\rho^L(\gamma) / f_\rho^D(\gamma) = 2\mu_3^\varepsilon / (m_1 - m_2) = 5,03 \cdot 10^{-4}$, 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 (1.21) для расчета амплитудного множителя A_R принимает следующий вид

$$A_R = i A_0 \frac{1}{\gamma} W_K(\gamma, \Gamma), \quad (1.32)$$

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

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

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 удовлетворяют уравнению (1.10).

В таблице приведены значения отношений α/k_s , β/k_s и γ/k_s , константы $f(\nu)$, 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.

Таблица – 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

Подставляя выражение (1.32) в определения (1.8) компонентов вектора смещения материальных частиц ферромагнетика, можем записать следующий результат

$$\begin{aligned}
 u_{\rho}(\rho, z) &= -iU_0(\gamma) \left(e^{\alpha z} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right) H_1^{(2)}(\gamma\rho), \\
 u_z(\rho, z) &= iU_0(\gamma) \frac{\alpha}{\gamma} \left(e^{\alpha z} - \frac{2\gamma^2}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right) H_0^{(2)}(\gamma\rho),
 \end{aligned}
 \tag{1.33}$$

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 Рэля возбуждается в стальном листе, модуль сдвига которого $G = 83,9 \text{ ГПа}$, коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$. Тогда, полагая что $B_z^0 / \mu_3^{\epsilon} = 1000 \text{ А/м}$; магнитострикционные 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 Рэля 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.

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

$$U_0(\gamma) = U_0 F(\omega, \gamma, \Gamma), \tag{1.34}$$

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

Из изложенного следует, что спектр сигнала электрического воздействия на индуктор необходимо согласовывать с его полосой рабочих частот, которая определяются его геометрическими характеристиками.

2. Расчет частотной характеристики ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом волн Рэля в ферромагнетике

Рассмотрим ультразвуковой тракт, состоящий из преобразователя электромагнитного типа (позиция 1 на рис. 4), который возбуждает осесимметричные, радиально распространяющиеся вдоль поверхности ферромагнетика (позиция 2) волны Рэля, и расположенного на расстоянии R_0 от него приемника

(позиция 3) ультразвуковых волн той же конструкции, т. е. с кольцевым индуктором. Источники постоянного поля подмагничивания, которые создают однородное магнитное поле с индукцией B_z^0 , на расчетной схеме не показаны. В общем случае кольцевые индукторы преобразователей могут иметь различное число витков (символы N_1 и N_2 на рис. 4) и различные значения геометрических параметров (символы Γ_1 и Γ_2 на рис. 4).

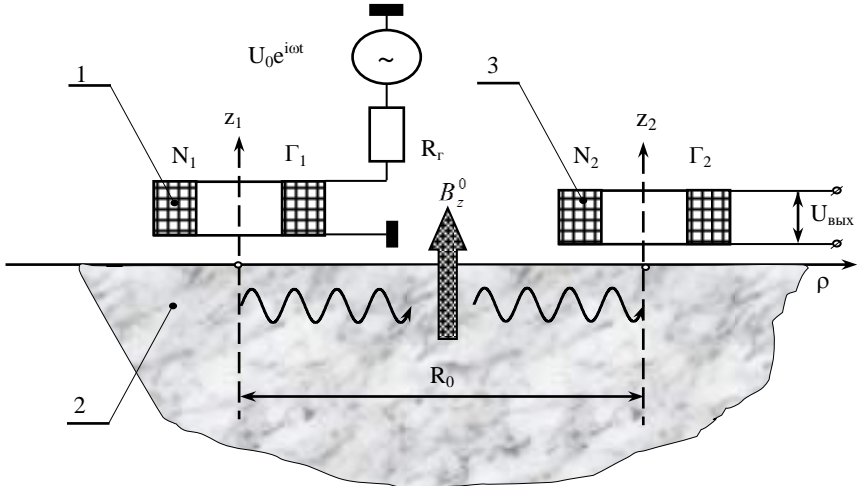


Рис. 4 – Расчетная схема ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом ультразвуковых волн Рэлея

В работе [7] достаточно подробно рассмотрен вопрос о расчете амплитудного значения $U_{\text{вых}}$ разности электрических потенциалов на электрически не нагруженном (режим холостого хода) выходе преобразователя электромагнитного типа в режиме приема радиально распространяющихся волн Рэлея. Следуя методике, которая развита в работе [7], можно записать, что

$$U_{\text{вых}} = \mu_0 \pi \nu_R \frac{B_z^0}{\mu_3} K_M N_2 U_0(\gamma) W_K(\gamma, \Gamma_2) H_0^{(2)}(\gamma R_0), \quad (2.1)$$

где K_M - безразмерный коэффициент, величина которого определяется магнитоупругими параметрами ферромагнетика при наличии аксиального поля подмагничивания; константа K_M рассчитывается по следующей формуле

$$K_M = \frac{(m_1 - m_2)}{\mu_1^e} \cdot \frac{\alpha(\beta - \alpha)}{(\alpha + \gamma)(\beta + \gamma)} + \frac{m_1}{\mu_3^e} \left[\frac{\alpha^2}{\gamma(\alpha + \gamma)} - \frac{m_2}{m_1} \cdot \frac{\gamma}{\alpha + \gamma} \right];$$

$U_0(\gamma)$ - амплитуда вектора смещения распространяющейся волны Рэлея – она определена в комментариях к формуле (1.33); $W_K(\gamma, \Gamma_2)$ - волновая характери-

стика (см. выражение (1.24)) индуктора в составе приемника электромагнитного типа.

Очевидно, что выражение (2.1) можно представить в следующем виде

$$U_{\text{вых}} = I_0 R_{ym}(\gamma), \quad (2.2)$$

где $R_{ym}(\gamma)$ - проходное (с электрического входа на электрический выход) комплексное, частотно зависимое сопротивление ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом радиально распространяющихся волн Рэлея. Эта величина рассчитывается по следующей формуле

$$R_{ym}(\gamma) = R_{ym}^0 W_{ym}(\gamma, \Gamma_1, \Gamma_2) H_0^{(2)}(\gamma R_0), \quad (2.3)$$

где $R_{ym}^0 = \frac{\pi^2 \mu_0 (m_1 - m_2)}{8G(\mu_3^\varepsilon)^2} (B_z^0)^2 v_R f(v) K_M N_1 N_2$;

$W_{ym}(\gamma, \Gamma_1, \Gamma_2) = W_K(\gamma, \Gamma_1) W_K(\gamma, \Gamma_2)$ - волновая характеристика ультразвукового тракта.

На рис. 5 показаны графики частотно зависимого проходного сопротивления $R_{ym}(\gamma)$ ультразвукового тракта, рассчитанные в предположении, что геометрические параметры обоих индукторов одинаковы, причем $h/R_2 = 0,2$; $R_1/R_2 = 0,75$; $N_1 = N_2 = 10$; $B_z^0/\mu_3^\varepsilon = 1000 \text{ А/м}$; $\mu_1^\varepsilon = \mu_3^\varepsilon = 30\mu_0$; $m_1 = 0,1 \text{ Гн/м}$; $m_2 = -0,05 \text{ Гн/м}$; $G = 83,9 \text{ ГПа}$; $v_R = 3500 \text{ м/с}$; $v = 0,3$. Числовое значение модуля функции Ханкеля $H_0^{(2)}(\gamma R_0)$ при вычислении $R_{ym}(\gamma)$ в расчет не принималось. Варьируемым параметром семейства кривых на рис. 5 является относительный неконтакт δ/R_2 , числовые значения которого проставлены цифрами возле соответствующих кривых в поле рисунка. По оси орди-

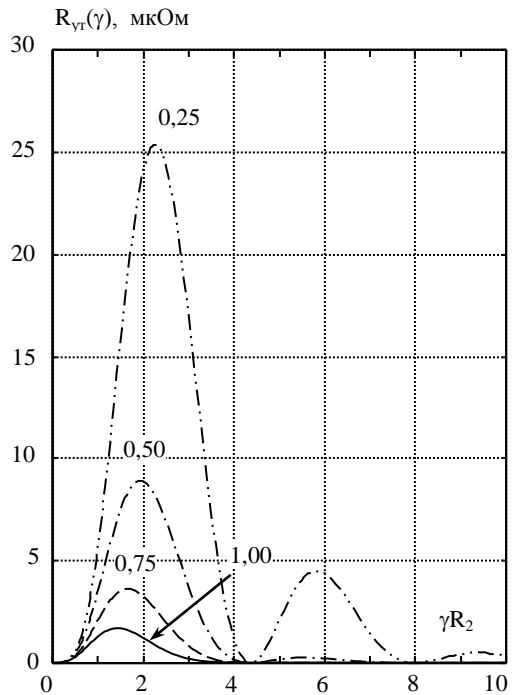


Рис. 5 – Проходное сопротивление ультразвукового тракта, рассчитанное без учета значений модуля функции Ханкеля $H_0^{(2)}(\gamma R_0)$

нат, как всегда, отсчитывается безразмерное волновое число γR_2 , а по оси абсцисс – значения проходного сопротивления ультразвукового тракта $R_{yt}(\gamma)$ в микромах. Отчетливо видно, что увеличение относительного неконтакта приводит к резкому уменьшению проходного сопротивления, что эквивалентно уменьшению амплитудных значений разности потенциалов $U_{вых}$ и к смещению рабочего диапазона частот ультразвукового тракта в область низких частот. Высокая чувствительность проходного сопротивления к величине неконтакта дает основание для следующей рекомендации. При разработке конструкции ультразвукового преобразователя электромагнитного типа необходимо конструктивно обеспечить режим постоянства величины зазора между индуктором и поверхностью металла.

На рис. 6 показано частотно зависимое изменение модуля проходного сопротивления ультразвукового тракта для различных расстояний $R_0 = mR_2$ между ультразвуковыми преобразователями. Число m проставлено возле соответствующих кривых в поле рисунка. Все остальные параметры ультразвукового тракта имеют те же значения, которые были приняты при выполнении расчетов, результаты которых показаны на рис. 5.

Максимальные уровни проходного сопротивления $R_{yt}(\gamma)$ уменьшаются с увеличением расстояния R_0 между преобразователями сообразно изменению модуля функции

Ханкеля $H_0^{(2)}(\gamma R_0)$, который уменьшается пропорционально $\sqrt{2/(\pi\gamma R_0)}$. На рис. 6 отчетливо видно, что при увеличении расстояния R_0 в 16 раз максимальные значения $R_{yt}(\gamma)$ уменьшились в четыре раза. Одновременно с этим наблюдается весьма незначительное смещение максимума модуля $R_{yt}(\gamma)$ в

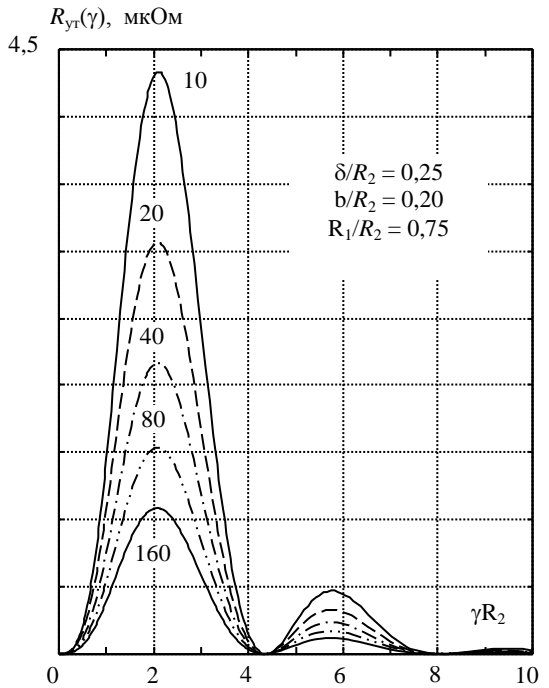


Рис. 6 – Частотно зависимое изменение модуля проходного сопротивления ультразвукового тракта при различных расстояниях между преобразователями

сторону низких частот.

Поскольку $I_0 = U_0 / (R_z + i\omega L_k)$, где R_z и L_k - выходное сопротивление генератора электрических сигналов и индуктивность катушки (индуктора), возбуждающего волны Рэля преобразователя, постольку из формулы (2.2) следует, что

$$U_{\text{вых}} = U_0 \frac{K_0}{1 + i\omega \tau_s} W_{ym}(\gamma, \Gamma_1, \Gamma_2) H_0^{(2)}(\gamma R_0), \quad (2.4)$$

где $K_0 = R_{ym}^0 / R_z$ - безразмерная константа, определяющая порядок коэффициента передачи с электрического входа на электрический выход ультразвукового тракта; $\tau_s = L_k / R_z$ - постоянная времени входной электрической цепи ультразвукового тракта. Из выражения (2.4) следует соотношение для расчета комплексной частотной характеристики $K_{ym}(\omega)$ ультразвукового тракта, которая определяется стандартным для радиотехнических систем образом, т. е.

$$K_{ym}(\omega) = \frac{U_{\text{вых}}}{U_0} = A(\omega, \gamma) e^{iF(\omega, \gamma)}, \quad (2.5)$$

где $A(\omega, \gamma)$ - амплитудно-частотная характеристика; $F(\omega, \gamma)$ - фазо-частотная характеристика ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом радиально распространяющихся волн Рэля. Функции $A(\omega, \gamma)$ и $F(\omega, \gamma)$ определяются следующими соотношениями

$$A(\omega, \gamma) = K_0 W_{ym}(\gamma, \Gamma_1, \Gamma_2) \sqrt{[\operatorname{Re} f(\omega, \gamma)]^2 + [\operatorname{Im} f(\omega, \gamma)]^2}, \quad (2.6)$$

$$F(\omega, \gamma) = \operatorname{arctg} \left[\frac{\operatorname{Im} f(\omega, \gamma)}{\operatorname{Re} f(\omega, \gamma)} \right], \quad (2.7)$$

где $f(\omega, \gamma) = H_0^{(2)}(\gamma R_0) / (1 + i\omega \tau_s)$ - комплекснозначная функция частоты и волнового числа или, что то же самое - функция частоты, зависящая от механических параметров ферромагнитного металла и параметров входной электрической цепи преобразователя, который возбуждает упругие колебания.

На рис. 7 показаны результаты расчетов модуля комплексной частотной характеристики $K_{ym}(\omega)$, т. е. амплитудно-частотной характеристики $A(\omega, \gamma)$ ультразвукового тракта, которые выполнены по формуле (2.6) для различных расстояний $R_0 = m R_z$. Числа m проставлены возле соответствующих кривых в поле рисунка. Расчеты были выполнены для набора параметров, которые были использованы при построении кривых, представленных на рис. 5. Значения электрических параметров R_z и L_k указаны в поле рисунка. Обращает на себя внимание существенное, более чем на порядок, уменьшение максимальных значений амплитудно-частотных характеристик по сравнению с максимальными уровнями модуля проходного сопротивления $R_{ym}(\gamma)$ (рис. 7). Причиной

тому является реактивное сопротивление индуктора ωL_k , которое принимает существенные значения на частотах в сотни кГц. Действительно, если принять размер $R_2 = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, то при скорости распространения волны Рэлея $v_R = 3500 \text{ м/с}$ произведению $\gamma R_2 = 1$ соответствует циклическая частота $f = v_R / (2\pi R_2) = 159 \text{ кГц}$. Значению $\gamma R_2 = 4$, т. е. верхней границе частотного диапазона, в пределах которого существуют заметные уровни амплитудно-частотной характеристики ультразвукового тракта, соответствует циклическая частота $f = 637 \text{ кГц}$, что, кстати говоря, не так уже и много.

Дальнейшее увеличение верхней граничной частоты рабочего диапазона частот ультразвукового тракта требует уменьшения размера R_2 , т. е. наружного радиуса концентрической укладки витков провода в индукторе излучающего преобразователя. Но этот процесс ограничивается размерами поперечного сечения проводника электрического тока. Минимальный размер диаметра поперечного сечения проводника нельзя уменьшать бесконечно. Минимальная площадь поперечного сечения проводника ограничена максимально допустимой плотностью электрического тока. Из этих рассуждений следует вывод, что преобразователи электромагнитного типа с кольцевыми индукторами способны обеспечить возбуждение и прием поверхностных волн Рэлея в ферромагнитных металлах в диапазоне частот, который ограничен сверху частотами $(1,5 \div 2,5) \text{ МГц}$. При этом минимальная длина волны Рэлея $\lambda_R = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Реальные длины волн Рэлея $\lambda_R > 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. А этот показатель определяет минимальные размеры надежно определяемого дефекта на уровне $(2,0 \div 2,5) \text{ мм}$.

Очевидно, что построение более высокочастотных ультразвуковых

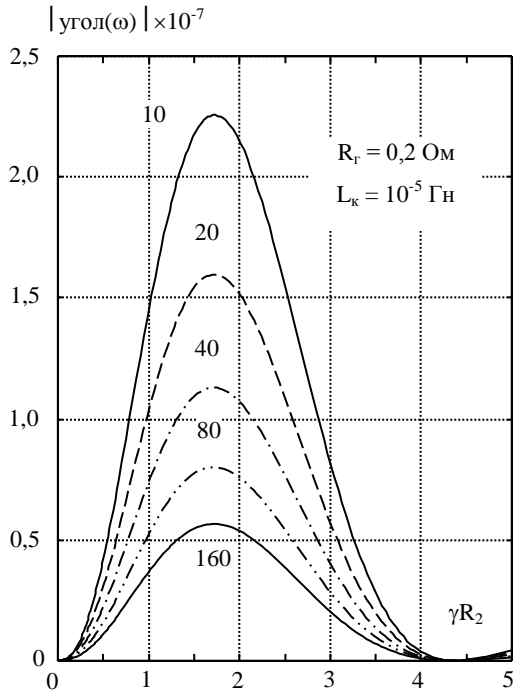


Рис. 7 – Частотно зависимое изменение амплитудно-частотной характеристики ультразвукового тракта при различных расстояниях между преобразователями

трактов с электромагнитным возбуждением и приемом поверхностных волн Рэлея возможно лишь при использовании индукторов типа токового меандра.

Рассмотрим отклик ультразвукового тракта на импульсный входной электрический сигнал.

В том случае, когда на электрический вход ультразвукового тракта подается импульсный электрический сигнал $U_0(t)$, который обладает комплексным частотным спектром $U_0(\omega) = S_0(\omega)e^{if_0(\omega)}$, где $S_0(\omega)$ - амплитудно-частотный $f_0(\omega)$ - фазо-частотный спектры комплексного частотного спектра $U_0(\omega)$, из выражения (2.5) следует, что

$$U_{\text{вых}}(\omega) = U_0(\omega)A(\omega, \gamma)e^{iF(\omega, \gamma)}, \quad (2.8)$$

где $U_{\text{вых}}(\omega)$ - комплексный частотный спектр сигнала на электрическом выходе ультразвукового тракта. Вычисляя обратное преобразование Фурье от левой и правой частей выражения (2.8), получаем соотношение для расчета формы импульсного сигнала на электрическом выходе ультразвукового тракта или отклик ультразвукового тракта на импульсное воздействие $U_0(t)$:

$$U_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A^*(\omega, \gamma)e^{i[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)]} d\omega, \quad (2.9)$$

где $A^*(\omega, \gamma) = S_0^*(\omega)A(\omega, \gamma)$ - амплитудно-частотный спектр импульсного отклика ультразвукового тракта; $\Psi(\omega, \gamma) = f_0(\omega) + F(\omega, \gamma)$ - фазо-частотный спектр.

Очевидно, что интеграл (2.9) можно представить в следующем виде

$$U_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} A^*(\omega, \gamma) \cos[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)] d\omega. \quad (2.10)$$

Естественно, что аналитическими методами определить значение интеграла (2.10) не представляется возможным. Вместе с тем, производительность и возможности современных персональных компьютеров позволяют достаточно просто организовать его определение численными методами. Причина для такого оптимистического утверждения (интеграл все таки имеет бесконечный верхний предел) вполне очевидна – функция $A(\omega, \gamma)$ принимает заметные значения в ограниченном диапазоне частот. Если верхнюю граничную частоту этого частотного диапазона обозначить символом Ω , то интеграл (2.10) можно с некоторой погрешностью аппроксимировать следующим выражением

$$U_{\text{вых}}(t) \approx \frac{1}{\pi} \int_0^{\Omega} A^*(\omega, \gamma) \cos[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)] d\omega. \quad (2.11)$$

Частотный интервал $0 \leq \omega \leq \Omega$ разобьем на N полос равной ширины $\Delta\omega = \Omega/N$. Критерием для выбора числа полос N , т. е. для выбора их шири-

ны $\Delta\omega$, является малое отличие значений функции $A^*(\omega, \gamma)$ в середине полосы $\Delta\omega$ от значений этой же функции на краях полосы. Для гладких амплитудно-частотных характеристик $A(\omega, \gamma)$, типа тех, что показаны на рис. 7, количество полос разбиения N определяется, как правило, частотным спектром входного воздействия, т. е. поведением функции $S_0(\omega)$ на интервале частот $0 \leq \omega \leq \Omega$. Помимо этого, на число полос разбиения существенным образом влияет длительность временного интервала, в пределах которого предполагается расчет формы импульсного сигнала. Надо отдавать себе отчет в том, что разбивая интервал интегрирования на конечное, пусть даже очень большое, число полос, мы переходим от сплошного спектра, который соответствует одиночному импульсному сигналу, к линейчатому спектру, который уже описывает периодически повторяющуюся последовательность импульсных сигналов. При этом период повторения $T = 2\pi/\Delta\omega$. Ясно, что не содержащие артефактов расчеты можно выполнять только на интервале времени $0 \leq t < T$.

Второй сомножитель подынтегрального выражения (2.11) является быстро осциллирующей функцией (аргумент ωt может принимать сколь угодно большие значения при неограниченном возрастании времени t) и по этой причине, с целью уменьшения погрешности вычисления аргумента косинуса в пределах узкой n -ой полосы $\Delta\omega$, представим фазо-частотный спектр $\Psi(\omega, \gamma)$ выходного сигнала в виде ряда Тейлора в окрестности центральной частоты ω_{0n} этой полосы. Таким образом

$$\Psi(\omega, \gamma) \approx \Psi(\omega_{0n}, \gamma) + (\omega - \omega_{0n}) \left. \frac{\partial \Psi(\omega, \gamma)}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_{0n}} + \dots,$$

где $\partial \Psi(\omega, \gamma) / \partial \omega|_{\omega = \omega_{0n}} = \tau_g(\omega_{0n})$ - отрицательная величина, называемая в радиотехнике групповым временем задержки входного сигнала физической системой. При таком определении фазо-частотного спектра второй сомножитель в подынтегральном выражении (2.11) принимает следующий вид

$$\cos[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)] \approx \cos[\omega t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma) + (\omega - \omega_{0n})\tau_g(\omega_{0n})].$$

В аргумент косинуса в правой части последнего выражения добавим и вычтем величину $\omega_{0n}t$. При этом

$$\begin{aligned} \cos[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)] &\approx \cos[(\omega - \omega_{0n})t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma) + (\omega - \omega_{0n})\tau_g(\omega_{0n}) + \omega_{0n}t] = \\ &= \cos\{(\omega - \omega_{0n})[t + \tau_g(\omega_{0n})]\} \cos[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)] - \\ &\quad - \sin\{(\omega - \omega_{0n})[t + \tau_g(\omega_{0n})]\} \sin[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)]. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Подставляя выражение (2.12) в формулу (2.11) и заменяя интеграл суммой интегралов по узким частотным полосам $\Delta\omega$, с учетом того, что в пределах

каждой из полос функция $A^*(\omega, \gamma) \equiv A^*(\omega_{0n}, \gamma)$, запишем

$$U_{\text{вых}}(t) \approx \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^N A^*(\omega_{0n}, \gamma) \cos[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)] \int_{\omega_{0n} - \Delta\omega/2}^{\omega_{0n} + \Delta\omega/2} \cos\{(\omega - \omega_{0n})[t + \tau_g(\omega_{0n})]\} d\omega - \\ - \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^N A^*(\omega_{0n}, \gamma) \sin[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)] \int_{\omega_{0n} - \Delta\omega/2}^{\omega_{0n} + \Delta\omega/2} \sin\{(\omega - \omega_{0n})[t + \tau_g(\omega_{0n})]\} d\omega. \quad (2.13)$$

В интеграле (2.13) выполним замену переменной интегрирования, т. е. обозначим $\omega - \omega_{0n} = \xi$. Тогда пределы интегрирования по переменной ξ становятся равными $-\Delta\omega/2$ и $+\Delta\omega/2$. Второй интеграл в формуле (2.13) как интеграл от антисимметричной функции в симметричных пределах равен нулю, а первый интеграл

$$\int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} \cos k\xi d\xi = \frac{2 \sin(k \Delta\omega/2)}{k} \cdot \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega} = \Delta\omega \frac{\sin\{\Delta\omega/2 [t + \tau_g(\omega_{0n})]\}}{\{\Delta\omega/2 [t + \tau_g(\omega_{0n})]\}}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (2.13), получаем выражение для машинного расчета импульса разности электрических потенциалов на электрическом выходе ультразвукового тракта

$$U_{\text{вых}}(t) \approx \frac{\Delta\omega}{\pi} \sum_{n=1}^N A^*(\omega_{0n}) \frac{\sin\{\Delta\omega/2 [t + \tau_g(\omega_{0n})]\}}{\{\Delta\omega/2 [t + \tau_g(\omega_{0n})]\}} \cos[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)]. \quad (2.14)$$

На рис. 8 показаны эпюры электрических импульсов на выходе ультразвукового тракта, рассчитанные по формуле (2.14). Параметры указаны в комментариях к рис. 7. Расстояние между центрами индукторов преобразователя $R_0 = 80R_2 = 280$ мм. Расчеты были выполнены в предположении, что на электрическом входе ультразвукового тракта в момент времени $t = 0$ начинает действовать радиоимпульс, форма которого образована четырьмя периодами синусоиды с циклической частотой смены знака f_0 (числовые значения этой частоты проставлены возле соответствующих эпюр в поле рисунка) и с амплитудой $U_0 = 750$ В. Амплитудно-частотная характеристика тракта, т. е. функция $A(\omega, \gamma)$, пересчитанная как функция циклической частоты f_0 , показана на врезке в рис. 8. По оси ординат на рис. 8 отсчитываются амплитудные значения импульсных сигналов.

Масштаб для всех эпюр одинаков – он показан полужирной линией в поле рисунка. В данной серии расчетов абсолютные значения амплитуд не столь важны. Они могут измениться в десятки раз при изменении некоторых параметров ультразвукового тракта, которые перемножаются и их квадратичная величина определяет коэффициент передачи. Более показательны

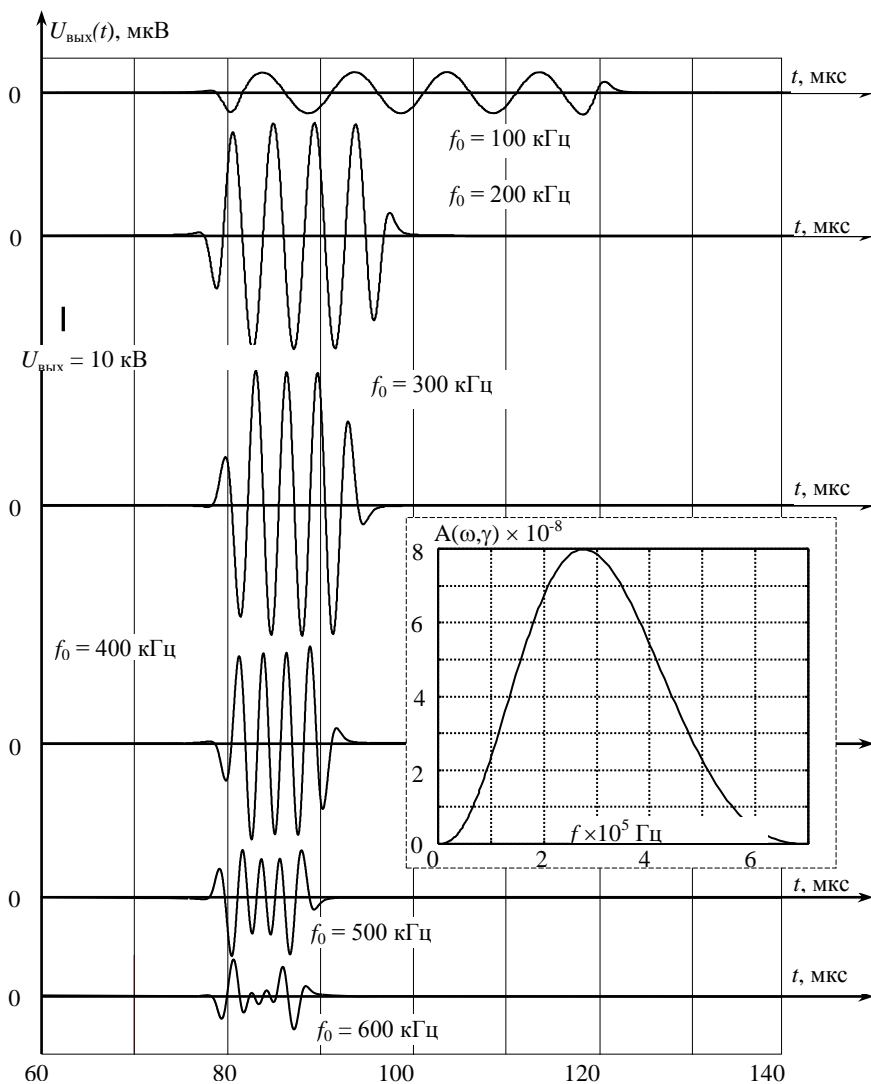


Рис. 8 – Эпюры электрических сигналов на выходе ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом волн Рэлея

относительные значения уровней импульсных сигналов при различных значениях циклической частоты заполнения f_0 . Отчетливо видно, что относительные уровни однозначно соответствуют амплитудно-частотной характеристике ультразвукового тракта на частоте заполнения f_0 . Таким образом, с помощью

радиоимпульса с изменяющейся частотой заполнения f_0 можно определить изменение амплитудно-частотной характеристики ультразвукового тракта в широком диапазоне частот. По осям ординат отложены метки времени в микросекундах начиная с момента $t_0 = R_0/v_R - 2 \cdot 10^{-5} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Отчетливо видно, что процесс регистрации (приема) входящей ультразвуковой волны начинается задолго до прохождения её фронта через центр индуктора в составе приемника электромагнитного типа. Для показанных на рис. 8 эюр это момент времени $t_{00} = R_0/v_R = 8 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Преобразователь электромагнитного типа начинает формировать заметные уровни разности электрических потенциалов от тех потоков рассеяния магнитного поля, которые генерируются ультразвуковой волной, фронт которой находится на расстоянии $(3 \div 4)R_2$ от индуктора регистрирующего преобразователя. Этому в рассматриваемой модельной ситуации соответствует временной интервал длительностью $(3 \div 4) \text{ мкс}$. К этому необходимо добавить еще одну микросекунду, которую волна Рэлея затрачивает на прохождение расстояния R_2 до центра индуктора. Таким образом, процесс регистрации длится не менее пяти микросекунд до момента прохода цилиндрического фронта волны Рэлея через центр индуктора. Ясное понимание этого факта, которое доставляется показанными на рис. 8 эюрами импульсных сигналов, позволит более достоверно определять координаты места нахождения дефекта.

Выводы. Подводя итог всему изложенному выше, можно сформулировать следующие 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.

4. Впервые построена замкнутая математическая модель ультразвукового

тракта с электромагнитным возбуждением и приемом радиально распространяющихся волн Рэлея. Выполнены расчеты волновых, частотных и импульсных передаточных характеристик ультразвукового тракта.

5. Совокупность результатов настоящей статьи составляет теоретическую основу методик экспериментального исследования передаточных характеристик ультразвуковых трактов с электромагнитным возбуждением и приемом волн Рэлея, радиально распространяющихся в стальном металлопрокате.

Список литературы: 1. Тамм И. Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 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. 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. 4. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с. 5. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 832 с. 6. Грошев В. Я. Анализ влияния конструктивных параметров на чувствительность электромагнитно-акустических преобразователей / В. Я. Грошев // Дефектоскопия. – 1998. - №4. – С. 32–40.

Надійшла до редколегії 15.04.2013

УДК 534.13-8:534.232.082.744

Оценка механизмов ЭМА преобразования при излучении и приеме поверхностных волн / А.Г. Горбашова, О.Н. Петрищев, Г.М. Сучков, М.И. Романюк, С.В. Хащина, Е.Л. Ноздрачова // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 131–155. – Бібліогр.: 6 назв.

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 порушуваних хвиль. Дана адекватна реальній ситуації кількісна оцінка амплітуд зміщень матеріальних часток у фронті радіально розповсюджується поверхневої хвилі Релея. Введено і фізично обґрунтовано нове в практиці розрахунків перетворювачів електромагнітного типу поняття «хвильова характеристика» індуктора (джерела змінного магнітного поля). Дано пояснення експериментально спостережуваному фактом впливу геометричних параметрів індуктора на ефективність збудження ультразвукових хвиль на заданій частоті. Побудована замкнута математична модель ультразвукового тракту з електромагнітним збудженням і прийомом радіально поширюються хвиль Релея. Виконано розрахунки хвильових, частотних і імпульсних передавальних характеристик ультразвукового тракту.

Ключові слова: хвилі Релея, електромагнітні перетворювачі, ультразвукові хвилі, акустичний тракт, матеріальна модель

A comparative analysis of the mechanisms of deformation in ferromagnetic metals with electromagnetic excitation of Rayleigh waves and show that the Lorentz force can be ignored when performing quantitative estimates of peak values of the excited waves. Given adequate quantification of the actual situation amplitude displacement of material particles in the front radially extending surface Rayleigh wave. Permission and physically grounded in the practice of a new calculation of the electromagnetic transducer type concept "wave feature" coil (AC magnetic field). An explanation for the experimentally observed fact of the influence of geometrical parameters on the efficiency of the inductor excitation of ultrasonic waves at a given frequency. A closed mathematical model of ultrasonic path with electromagnetic excitation and reception of Rayleigh waves propagate radially. The calculations of the wave, frequency and pulse transmission characteristics of the ultrasonic path.

Keywords: Rayleigh waves, electromagnetic transducers, ultrasonic waves, the acoustic path, the mathematical model