

НАКЛОННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ И АНАЛИЗ ИХ РАБОТЫ

В. Е. ЧАБАНОВ, В. И. ГОРДЕЛИЙ

Представлена теория ЭМА-преобразователей, генерирующих SV-поляризованные акустические сигналы, выполненная с максимально возможным учетом всех влияющих на их работу факторов. Приведены результаты численного и физического экспериментов, позволяющих сконструировать наклонные ЭМА-преобразователи, надежно работающие под углами 35 и 65°.

The paper sets forth the theory of EMA-transducers, which generate SV-polarized acoustic signals, constructed with maximum possible allowance of all the factors, influencing their operation. Results are given of numerical and physical experiments, which allow designing angle-beam transducers, operating reliably at angles of 35 and 65°.

Необходимость разработки надежного электромагнитно-акустического (ЭМА) преобразователя обусловлена, в основном, тем, что традиционный УЗ-контроль на основе пьезопреобразователей не позволяет осуществлять контроль изделий бесконтактно, в условиях высоких температур, затруднен при дефектоскопии движущихся изделий и проч. И это обстоятельство ограничивает сферу экономически оправданного и достоверного контроля с помощью ультразвука, затрудняет применение его при поточном производстве, препятствует автоматизации. ЭМА-преобразователи дают возможность во многом разрешить указанные проблемы, однако их чувствительность, помехоустойчивость, избирательность сигналов, особенно при наклонном контроле, в подавляющей части существующих конструкций оставляют желать лучшего.

Это объясняется, в первую очередь, недостаточной проработкой теории. В самом деле, параметров, от которых зависит работа ЭМА-преобразователей, оказывается очень много и корреляция их друг с другом настолько велика, что экспериментальная оптимизация конструкции преобразователей становится весьма непростой и дорогостоящей. Некоторые знания не могут быть получены с помощью эксперимента, а поэтому создание хорошо работающих ЭМА-преобразователей в большей мере зависит от таланта и искусства разработчиков, чем от экспериментального или аналитического анализа.

Теоретические исследования работы ЭМА-преобразователей осуществлялись многими авторами, и прежде всего Г. А. Буденковым, Ю. М. Шкарлетом, В. Т. Бобровым, Ю. В. Волеговым, С. Н. Шуваевым, А. В. Малинкой, О. В. Неволиным и многими другими [1–4]. Вместе с тем некоторые важные особенности их работы до настоящего времени остаются не выявленными. Так, не установлено воздействие на характеристики возбуждаемого звука экранов, их параметров, различных конструктивных зазоров, неизбежных при изготовлении преобразователей. Открытыми являются вопросы влияния формы импульсных сигналов на характеристики генерируемых акустических волн,

особенности работы наклонных преобразователей и т. д.

В настоящей статье делается попытка ликвидировать отмеченные пробелы. В ней развиваются некоторые положения, описанные авторами в ранних работах, и сделан упор на преобразователи, работающие под наклонными углами (рис. 1). Здесь 1 — среда, в которой располагается катушка преобразователя (в настоящей задаче — воздух); 2 — контролируемая среда; 3 — воздушная среда над катушкой; 4 — отражающий экран, расположенный перед магнитопроводом 5.

Соответствующие размеры в направлении y также показаны на рисунке. Так, a_4 — размер отражающего электромагнитные волны экрана или заменяющего его магнитопровода; в продольном направлении x — размер работающей части катушки для всех элементов преобразователя (он принимался одинаковым для всех элементов преобразователя и равным L).

Потенциал магнитного поля в изучаемых средах будем находить, используя следующие волновые уравнения:

$$(\Delta + k_{1z}^2)A_{1x} = -\mu_0 j_x, \quad (\Delta + k_{jz}^2)A_{jx} = 0, \quad j \neq 1, \quad (1)$$

где Δ — лапласиан; k_j — волновое число электромагнитных волн, равное

$$k_j^2 = \omega \mu_j^* (\omega \epsilon_j^* - i\sigma_j) = \frac{\omega \mu_j}{c_0^2} \left(\omega \epsilon_j - \frac{i\sigma_j}{\epsilon_0} \right);$$

c_0 — скорость света в вакууме, $c_0^2 = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1}$, ω — круговая частота.

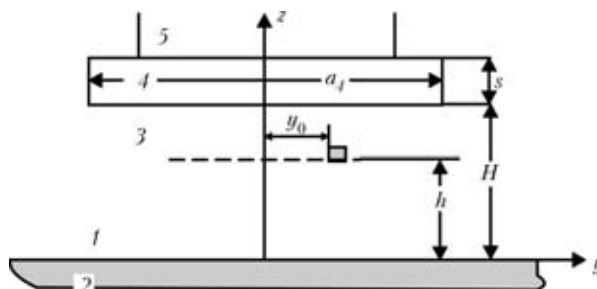


Рис. 1. Рабочая схема ЭМА-преобразователей

Временная зависимость электромагнитной волны представлена в виде $\exp(-i\omega t)$; ϵ_j и μ_j — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости сред; σ_j — их удельные электропроводности; $\mu_j^* = \mu_j \mu_0$; $\epsilon_j^* = \epsilon_j \epsilon_0$; $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м; $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; \vec{A}_j^* — векторный потенциал индукции \vec{B} переменного магнитного поля, вызываемого одним проводником в j -м слое преобразователя; $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}^*$; \vec{j}_j^* — плотность электрического тока в проводнике. В дальнейшем индекс x будем опускать.

Принимая во внимание, что по сравнению с конструктивными параметрами преобразователя в направлении z длина токопроводов сравнительно большая величина, решение будем строить в двухмерной форме. Далее, при переходе к изучению акустических процессов от этого условия откажемся. Для решения соответствующего неоднородного дифференциального уравнения воспользуемся преобразованием Фурье. В результате для трансформанты Фурье указанного потенциала имеем

$$A^0 = \frac{\mu_0 J_0}{(\beta^2 + \gamma^2 - k_{1z}^2)} e^{-i(\beta y_0 + \gamma h)}.$$

Выполнив обратное преобразование, получим:

$$A^0 = \frac{\mu_0 J_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\beta(y - y_0)] d\beta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\gamma(z - h)}}{(\beta^2 + \gamma^2 - k_{1z}^2)} d\gamma = D \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-q_1 |z - h|] \exp[i\beta(y - y_0)] \frac{d\beta}{q_1}, \quad (2)$$

где $q_j = \sqrt{\beta^2 - k_{jz}^2}$; $q_2 = \sqrt{\beta^2 - k_2^2}$; $D = \frac{\mu_0 J_0}{2}$.

Тогда волны, отраженные от контролируемого тела A_2 и от экрана A_4 , а также прошедшие во внутрь них Ψ_2 и Ψ_4 , найдем в виде:

$$A_2 = D \int_{-\infty}^{\infty} R_2 \exp[-q_1(z + h)] \exp[i\beta(y - y_0)] \frac{d\beta}{q_1},$$

$$A_4 = D \int_{-\infty}^{\infty} R_4 \exp[-q_1(2H - h - z)] \exp[i\beta(y - y_0)] \frac{d\beta}{q_1},$$

$$\Psi_2 = D \int_{-\infty}^{\infty} N_2 \exp[q_2 z] \exp[-q_1 h] \exp[i\beta(y - y_0)] \frac{d\beta}{q_2},$$

$$\Psi_4 = D \int_{-\infty}^{\infty} N_4 \exp[-q_4(z - H)] \times$$

$$\times \exp[-q_1(H - h)] \exp[i\beta(y - y_0)] \frac{d\beta}{q_4}.$$

Неизвестные коэффициенты отражения R_j и прохождения N_j находим из следующих граничных условий:

$$\text{при } z = 0 \quad A^0 - A_2 + A_4 W = \Psi_2,$$

$$\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial(A^0 - A_2 + A_4 W)}{\partial z} = \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial \Psi_2}{\partial z};$$

при $z = H$ и $-a_4/2 - y_0 < y \leq a_4/2 - y_0$ A_0 должно выполняться $W + A_2 - A_4 W = \Psi_4$,

$$\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial(A^0 W + A_2 - A_4 W)}{\partial z} = \frac{1}{\mu_4} \frac{\partial \Psi_4}{\partial z}$$

(для других значений y указанные условия не выполняются). Здесь $W = \frac{e^{i\beta y_0 \sin(\beta a_4/2)}}{\beta a_4/2}$. Откуда получаем:

$$\Psi_2 = D \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-q_2 z] \exp[i\beta(y - y_0)] d\beta, \quad (3)$$

где

$$\Psi^0 = \frac{\exp[q_1(H - h)](Q_1 + Q_4) + Q_1(\exp[q_1 h] + W \exp[-q_1 h])(Q_2 + Q_4) + \dots + W \exp[-q_1(H - h)](Q_1 - Q_4)}{(\exp[q_1 h] - W \exp[-q_1 h])(Q_1^2 + Q_2 Q_4)}. \quad (4)$$

На электроны в металлах, находящиеся под действием переменного магнитного поля, действуют силы Лоренца, вызывающие появление токов Фуко I_Φ . Их взаимодействие с полем постоянного магнита индукцией B_0 ведет к появлению силы Ампера, передаваемой ионной решетке металлов, которая описывается уравнением:

$$\vec{F} = I_\Phi [\Delta \vec{T} \times \vec{B}_0],$$

где $\Delta \vec{T}$ — длина проводника с током. В случае исследуемых ЭМА-преобразователей с катушкой возбуждения указанная длина устанавливается шириной постоянного магнита, под которым проходят провода катушки, и для настоящей задачи принимаем ее равной L . Будем считать $I_\Phi = j_\Phi \Delta S$, т. е. сила тока Фуко равна плотности указанного тока j_Φ в сечении проводника площадью ΔS , перпендикулярном направлению токов. Тогда $\vec{F} = j_\Phi \Delta S [\Delta \vec{T} \times \vec{B}_0]$, или $\vec{f} = \vec{F} / \Delta V = [j_\Phi \vec{e} \times \vec{B}_0]$ — механическая сила, действующая на единицу объема вещества проводником с током, помещенным в постоянное магнитное поле.

Воспользуемся законом Ома в дифференциальной форме $\vec{j}_\Phi = \sigma \vec{E}$, где σ — удельная проводимость вещества; \vec{E} — напряженность электрического поля, создаваемого проводником. В результате находим

$$\vec{f} = \sigma [\vec{E} \times \vec{B}_0].$$

Из уравнений Максвелла имеем:

$$\text{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t = -\partial(\text{rot} \vec{\Psi}_2) / \partial t = -\text{rot}(\partial \vec{\Psi}_2 / \partial t),$$

где функция Ψ_2 описывается выражениями (3) и (4). Откуда для исследуемой силы в материале контроля находим:

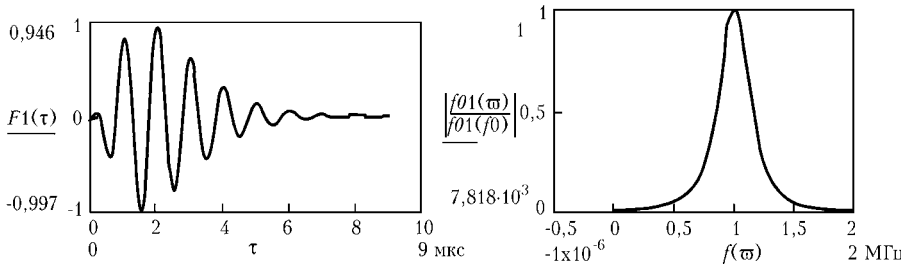


Рис. 2. Временная и спектральная характеристики электрических сигналов при $\gamma = 2$, $\eta = 0,2\omega_0$

$$\vec{f} \cong -\sigma_2 \frac{\partial}{\partial t} [\vec{\Psi}_2 \times \vec{B}_0] = -\sigma_2 \left[\frac{\partial \vec{\Psi}_2}{\partial t} \times \vec{B}_0 \right].$$

Здесь полагается, что \vec{B}_0 — постоянная величина, по крайней мере по сравнению со всеми другими переменными задачи. Направление вектора $\vec{\Psi}_2$ в настоящем случае перпендикулярно \vec{B}_0 , а сам сигнал считается монохроматическим $I = I_0 e^{-i\omega t}$. В результате получаем следующее решение для силы, действующей со стороны постоянного магнита и проводника с током при показанной на рис. 2 схеме решения задачи:

$$f_y = i\omega B_0 \sigma_2 \Psi_2. \quad (5)$$

Здесь и далее индукция постоянного магнитного поля B_0 полагается большой настолько, что она достигает предела насыщения совместного тракта магнитопровода и объекта контроля и поэтому слабо зависит от величины зазора. Кроме того, большая величина B_0 гарантирует незначительное воздействие магнитострикции на величину получаемых акустических полей.

Сила f_y служит источником продольных и поперечных волн в изделии, скалярный Φ и векторный $\vec{\Pi}$ потенциалы смещения \vec{U} частиц, среды которых описываются следующими дифференциальными уравнениями [5]:

$$\vec{U} = \text{grad } \Phi + \text{rot } \vec{\Pi}, \quad (\Delta + k^2)\Phi = -\frac{1}{c^2} Q,$$

$$(\Delta + k^2)\vec{\Pi} = -\frac{1}{c_t^2} \vec{N},$$

где c и c_t — скорости продольных и поперечных волн в контролируемом изделии; k и k_t — их волновые числа; Q и \vec{N} — скалярная и векторная составляющие источника объемных сил; ρ — плотность материала контроля. Причем, $-\frac{1}{\rho} \text{div } \vec{f} \cong \Delta Q$; $\frac{1}{\rho} \text{rot } \vec{f} \cong \Delta \vec{N}$. В результате находим:

$$(\Delta + k^2)\Phi = -\frac{1}{\rho\omega^2} \text{div } \vec{f}; \quad (\Delta + k_t^2)\vec{\Pi} = -\frac{1}{\rho\omega^2} \text{rot } \vec{f}$$

Для вычисления искомых потенциалов воспользуемся функциями Грина [5]. В результате имеем:

$$\Phi(\vec{R}) = \frac{1}{4\pi c^2} \int_V \frac{Q(\vec{r})}{|\vec{R} - \vec{r}|} \exp[ik|\vec{R} - \vec{r}|] dV(\vec{r}),$$

где координаты \vec{R} относятся к точке наблюдения; \vec{r} — источника.

Тогда, принимая во внимание, что функция Грина может быть представлена в виде набора плоских волн [5] как

$$\frac{\exp[ik(R-r)]}{(R-r)} = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-q(Z-z)] \times \\ \times \exp[i\{\alpha(X-x) + \beta(Y-y)\}] d\alpha d\beta,$$

после выполнения всех требуемых преобразований, получаем:

$$\Phi^0 = \frac{D_1 L}{\rho\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Sinc}(L) \Psi^0(\beta) \times \\ \times \frac{\beta}{q_2} \left[\frac{\exp[-qz]}{q(q_2 - q)} + \frac{2\exp[-q_2 z]}{q^2 - q_2^2} \right] \times \\ \times \exp[i\{\alpha x + \beta(y - y_0)\}] d\alpha d\beta,$$

$$\Pi^0 = \frac{i\sqrt{2\pi} D_1 L}{\rho\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Sinc}(L) \Psi^0(\beta) \times \\ \times \left[\frac{\exp[-q_t z]}{q_t(q_2 - q_t)} + \frac{2\exp[-q_2 z]}{q_t^2 - q_2^2} \right] \times \\ \times \exp[i\{\alpha x + \beta(y - y_0)\}] d\alpha d\beta,$$

где

$$q = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k^2}; \quad \text{Sinc}(L) = \frac{\sin(\alpha L/2)}{\alpha L/2},$$

$$q_t = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k_t^2}; \quad q_{1t} = \sqrt{\beta^2 - k_{1z}^2}, \quad q_2 = \sqrt{\beta^2 - k_2^2},$$

$$D_1 = \frac{\mu_0 \omega I_0 B_0 \sigma_2}{2}.$$

Тогда полное решение для акустического поля в среде найдем в следующем виде:

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[A \exp[-qz] + D_2 \frac{\beta}{q_2} \left(\frac{\exp[-qz]}{q(q_2 - q)} + \frac{2\exp[-q_2 z]}{q^2 - q_2^2} \right) \right] \times \\ \times \exp[i\{\alpha x + \beta(y - y_0)\}] d\alpha d\beta,$$

$$\Pi = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[E \exp[-q_t z] + iD_2 \left(\frac{\exp[-q_t z]}{q_t(q_2 - q_t)} + \frac{2\exp[-q_2 z]}{q_t^2 - q_2^2} \right) \right] \times \\ \times \exp[i\{\alpha x + \beta(y - y_0)\}] d\alpha d\beta, \quad D_2 = \frac{\sqrt{2\pi} D_1 \text{Sinc}(L) \Psi^0(\beta)}{\rho\omega^2}.$$

Неизвестные A и E определим из следующих условий на границе контролируемой среды, по-

лучаемых с помощью известного уравнения Навье–Стокса [5]:

$$\sigma_{zz} = \lambda \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Phi + 2\mu \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - 2\mu \frac{\partial^2 \Pi_x}{\partial y \partial z} = 0,$$

$$\frac{\sigma_{yz}}{\mu} = 2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \Pi_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Pi_x}{\partial y^2} = 0.$$

Здесь σ_{zz} , σ_{yz} — продольная и поперечная составляющие тензора напряжения в твердом теле; γ и μ — объемный и сдвиговой параметры Ламе среды.

Для исследования представляет интерес только значение векторного потенциала акустической волны, поскольку амплитуды продольных волн, излучаемые исследуемым источником и описываемые скалярным потенциалом, пренебрежимо малы. Принимая во внимание, что волновые значения расстояний, на которых исследуются характеристики волн, обычно больше длины волны, для вычисления полученных интегралов можно воспользоваться методом стацифазы для кратных интегралов. Тогда, переходя к сферической системе координат и полагая, что $x = R \sin \theta \sin \varphi$, $y = R \sin \theta \cos \varphi$ и $z = R \cos \theta$, для показателя экспоненты получаем:

$$iR\Theta(\alpha, \beta) = iR \times \left[\alpha \sin \theta \sin \varphi + \beta \sin \theta \cos \varphi + \sqrt{k_t^2 - \alpha^2 - \beta^2} \cos \theta \right].$$

В таком случае для нахождения координаты точки стацифазы необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \Theta(\alpha, \beta)}{\partial \alpha} = \sin \theta \sin \varphi - \frac{\alpha \cos \theta}{\sqrt{k_t^2 - \alpha^2 - \beta^2}} = 0,$$

$$\frac{\partial \Theta(\alpha, \beta)}{\partial \beta} = \sin \theta \cos \varphi - \frac{\beta \cos \theta}{\sqrt{k_t^2 - \alpha^2 - \beta^2}} = 0.$$

Если вторые слагаемые перенести в правые части уравнений и разделить их одно на другое, то тогда получаем $\alpha = \beta \tan \varphi$, а подставляя данное равенство в первое из данных уравнений, получаем: $\alpha_0 = k_t \sin \theta \sin \varphi$, $\beta_0 = k_t \sin \theta \cos \varphi$.

В результате, подставив данные значения и выполнив все требуемые преобразования и переходя к напряжениям, создаваемым акустической волной, находим:

$$\sigma_{R\theta}(\omega) \approx -\mu \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} = D_3 \frac{\text{Sinc}^0(L) \Psi_0(\theta, \varphi)}{k_t R Z^0(\theta, \varphi)} \times$$

$$\times [(\sin^2 \theta \cos^2 \varphi F_2^0 - F_3^0)(q^{02} - 0,5 + p^{-2}) + 2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi F_1^0 q^0] \exp[-i\omega t_t]. \quad (6)$$

В данном решении используются следующие значения параметров:

$$q_j^0 = \sqrt{\sin^2 \theta - n_j^{-2}}; \quad q^0 = \sqrt{\sin^2 \theta - p^{-2}}; \quad q_t^0 = i \cos \theta;$$

$$p = c/c_t; \quad n_j = k_t/k_j; \quad D_3 = \frac{(2\pi)^{3/2}}{4} c_t \cos \theta \mu_0 I_0 B_0 \sigma_2;$$

$$\text{Sinc}(L) = \frac{\sin(k_t L \sin \theta \sin \varphi / 2)}{k_t L \sin \theta \sin \varphi / 2}; \quad Q_j^0 = \frac{q_j^0}{\mu_j};$$

$$F_1^0 = \frac{1}{q_2^0} \left[\frac{0,5 - p^{-2}}{q^0(q_2^0 - q^0)} + \frac{(p^2 - 2)n_2^{-2}}{q^{02} - q_2^{02}} - \frac{q_0}{q_2^0 - q^0} - \frac{2q_2^{02}}{q^{02} - q_2^{02}} \right] +$$

$$+ \frac{1}{q_2^0 - q_t^0} + \frac{2q_2^0}{q_t^{02} - q_2^{02}};$$

$$F_2^0 = \frac{2}{q_2^0} \left(\frac{1}{q_2^0 - q^0} + \frac{2q_2^0}{q^{02} - q_2^{02}} \right) - \frac{1}{q_t^0(q_2^0 - q_t^0)} - \frac{2}{q_t^{02} - q_2^{02}};$$

$$F_3^0 = \frac{q_t^0}{q_2^0 - q_t^0} + \frac{2q_2^{02}}{q_t^{02} - q_2^{02}};$$

$$Z^0(\theta, \varphi) = (q_t^{02} + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)(q^{02} - 0,5 + p^{-2}) -$$

$$- 2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi q^0 q_t^0, \quad t_t = t - \frac{R}{c_2},$$

t — текущее время.

Полученным решением можно пользоваться для изучения поперечных волн, излучаемых ЭМА-преобразователями при монохроматическом их возбуждении. Представляет интерес установить, как они меняются при переходе к обычно применяемым импульсным сигналам. Одну из употребительных форм можно описать следующим выражением:

$$F(\tau) = \tau^\gamma \exp[-\eta \tau] \cos(\omega_0 \tau) (e\eta/\gamma),$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$, f_0 — рабочая частота. Параметры γ и η описывают скорости изменения нарастающей и убывающей частей импульсного сигнала. Так, для монохроматического сигнала они равны нулю, в случае коротких дельта-импульсных сигналов — стремятся к бесконечности. Заметим, что функция $F(t)$ является практически нормированной.

Спектральная плотность указанного сигнала устанавливается следующим выражением:

$$f^*(\omega) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} (e\eta/\gamma)^\gamma \Gamma(\gamma + 1) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{[\eta + i(\omega_0 - \omega)]^{\gamma+1}} + \frac{1}{[\eta - i(\omega_0 + \omega)]^{\gamma+1}} \right\}, \quad (7)$$

в котором $\Gamma(\gamma + 1)$ — гамма-функция соответствующего аргумента. В случае целых γ данная функция имеет два полюса: $\omega_{1,2} = \pm \omega_0 - i\eta$; при нецелых γ указанными координатами описываются точки ветвления на комплексных ω . Анализ последних связан с существенными трудностями, поэтому ограничимся только целочисленными значениями γ .

На рис. 2 показаны временные и спектральные значения указанных функций. Выполненный анализ подтвердил, что наиболее близкими к реаль-

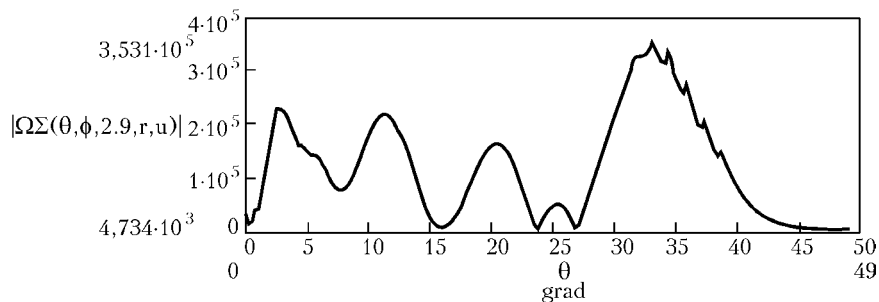


Рис. 3. Диаграмма излучения типового ЭМА-преобразователя, предназначенного для работы под углом 34,1°

ному сигналу являются импульсы, описываемые параметрами γ и η .

Для таких сигналов искомое значение сдвиговой составляющей поперечной волны, возбуждаемой ЭМА-преобразователем, принимает следующий вид:

$$\sigma_{R\theta}(t) = \frac{-D_3 \cos \theta}{2RZ^0(\theta, \varphi)} \left(\frac{e\eta}{\gamma} \right)^\gamma \times \left\{ \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} (A(\omega) \exp[-i\omega t]) \Big|_{\omega = \omega_0 - i\eta} + \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} (A(\omega) \exp[-i\omega t]) \Big|_{\omega = -\omega_0 - i\eta} \right\}, \quad (8)$$

где

$$A(\omega) = \frac{\text{Sinc}^0(L)\psi_0(\theta, \varphi)}{k_t} \times [(\sin^2 \theta \cos^2 \varphi F_2^0 - F_3^0) + 2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi F_1^0 q^0].$$

Данное решение является искомым и описывает временную составляющую акустического напряжения, создаваемого ЭМА-преобразователями в твердых телах. Заметим, что оно оказывается достаточно надежным, поскольку никакие допущения,

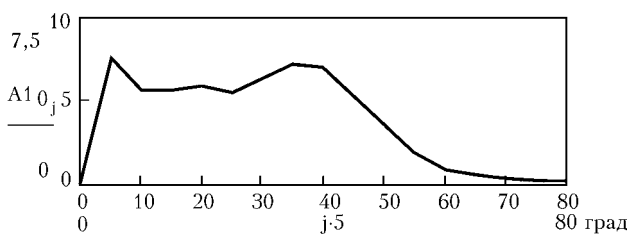


Рис. 4. Экспериментально измеренная и статистически обработанная диаграмма направленности излучения ЭМА-преобразователя, предназначенного для работы под углом 34,1°

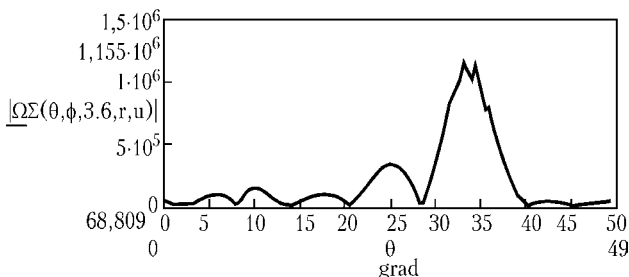


Рис. 5. Расчетная диаграмма направленности излучения оптимизированного ЭМА-преобразователя

кроме указанных в начальных условиях, здесь не применялись и имеющиеся интегралы вычислялись строго.

На рис. 3 и 4 приведены расчетная и экспериментально измеренная характеристики обычного применяемого сейчас ЭМА-преобразователя, предназначенного для работы на частоте 1 МГц при величине зазора, равного 1 мм.

Нетрудно видеть, что расчет достаточно неплохо коррелирует с экспериментом. Кроме того, применение таких преобразователей для реального контроля затруднено, поскольку его диаграмма направленности столь широка, что затрудняет не только локализацию дефектов, но и высокий уровень акустических помех, обусловленных приходом паразитных сигналов не только со стороны рабочего угла, но и всех других.

В этой связи, пользуясь имеющимся математическим аппаратом, появилась возможность спроектировать ЭМА-преобразователь со сравнительно узкой диаграммой направленности. Его расчетные и экспериментальные характеристики показаны на рис. 5 и 6.

Здесь результаты расчета и эксперимента качественно совпадают, а несколько более широкая направленность реального преобразователя объясняется некоторым отклонением ширины токопроводов катушки от принятой в расчете.

Применение разработанного математического аппарата позволяет спроектировать ЭМА-преобразователь, способный при возбуждении на различных частотах работать как под малыми, так и под большими углами излучения и приема. В частности, для того же преобразователя и угла, примерно равного 65°, имеем расчетную и экспериментальную характеристики, показанные на рис. 7, 8.

Нетрудно видеть, что заметное отклонение расчетной характеристики от экспериментальной наблюдается только на угле 35°. В причине его следует еще разобраться. В то же время с помощью разработанного математического аппарата удалось спроектировать ЭМА-преобразователь, устойчиво работающий на больших углах. И это обстоятельство раскрывает дополнительные возможности таких устройств для неразрушающего контроля материалов.

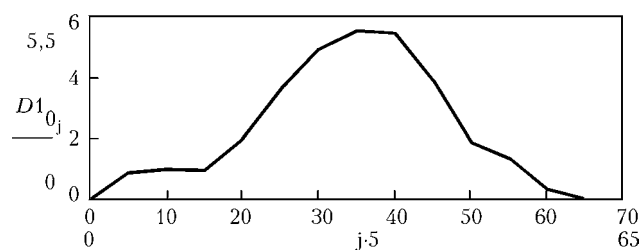


Рис. 6. Экспериментально измеренная и статистически обработанная характеристика направленности излучения оптимизированного ЭМА-преобразователя

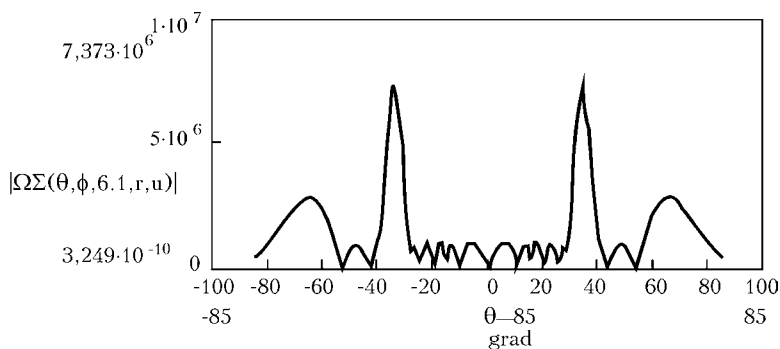


Рис. 7. Расчетная характеристика оптимизированного ЭМА-преобразователя при его работе на другой частоте

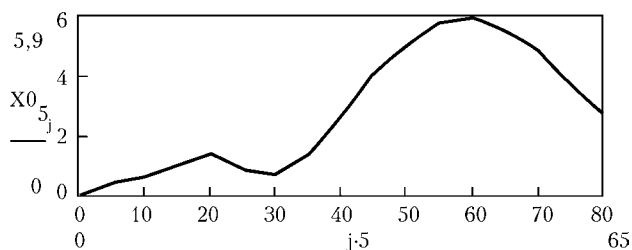


Рис. 8. Экспериментальная характеристика оптимизированного ЭМА-преобразователя при его работе на другой частоте

Выводы

В результате выполненного теоретического исследования удалось создать математический аппарат, позволяющий путем манипулирования многих параметров, в том числе характеристиками катушки, магнитопровода, экранов и величиной всех зазоров,

формы применяемых электрических импульсных сигналов сконструировать ЭМА-преобразователи, обладающие заданными качествами. Направлять их излучение под нужными углами, получать наклонные преобразователи, генерирующие акустические сигналы как в одном, так и в двух направлениях и т. д. Очевидно, что без наличия теоретического аппарата получить такие результаты было бы невозможно.

1. Буденков Г. А., Гуревич С. Ю. — Дефектоскопия, 1981. — № 5. — С. 5–33.
2. Шкарлет Ю. М. Бесконтактные методы ультразвукового контроля. — М: Информрибор, 1974. — 57 с.
3. Dobbs R. Phys. Acoustics. V.10. Ch.3. Academic Press. New York and London, 1073.
4. Комаров В. А. Квазистационарное ЭМА-преобразование в металлах / Свердловск, УНЦ АН СССР, 1986.
5. Чабанов В. Е. Лазерный ультразвуковой контроль материалов. — Л.: МГУ, 1986. — 231 с.

НПП «Вигор»,
Москва

Поступила в редакцию
26.03.2004



Международная научно-техническая конференция и выставка «СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ И ПРИБОРЫ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА И ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ОБЪЕКТОВ»

Белорусско-Российский университет
г. Могилев, Республика Беларусь, 20–22 октября 2004 г.

ОРГАНИЗАТОРЫ

Министерство образования Республики Беларусь; Министерство образования Российской Федерации; Национальная Академия Наук Беларуси; Институт прикладной физики НАНБ; Белорусская ассоциация неразрушающего контроля и технической диагностики; Российское общество по неразрушающему контролю и технической диагностике; Белорусско-Российский университет

ОСНОВНАЯ ТЕМАТИКА

1. Дефектоскопия материалов и промышленных изделий (теория и практика).
2. Контроль физико-механических характеристик материалов и изделий.
3. Контроль геометрических параметров объектов.
4. Неразрушающий контроль и диагностика в нефтехимии, энергетике и транспорте.
5. Неразрушающий контроль и диагностика в строительстве.
6. Компьютерные технологии в неразрушающем контроле.
7. Экологическая диагностика.
8. Общие вопросы неразрушающего контроля и технической диагностики.
9. Специальная секция по подготовке кадров, посвященная 20-летию кафедры «Физические методы контроля».

АДРЕС ОРГКОМИТЕТА

Белорусско-Российский университет, пр-т Мира, 43, оргкомитет
212005, г. Могилев, Республика Беларусь

Тел.: (+375) 222 225 212; 222 2365 422; факс: 375 222 225 821; e-mail: sss.bru@tuf.by