



АНАЛИЗ ВОЛН, ИЗЛУЧАЕМЫХ SV-ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКИМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ В ПЛАСТИНАХ

В. Е. ЧАБАНОВ, В. И. ГОРДЕЛИЙ

Проведен анализ волн, излучаемых SV-поляризованными электромагнитно-акустическими преобразователями в пластинах. Нормальные волны в пластинах аналогичны поверхностным волнам Рэлея, представляют собой результат суперпозиции волн продольной и поперечной поляризации, формирующих особый тип волн. ЭМАП являются источниками для возбуждения и приема нормальных волн в пластинах, а регулировкой расстояний между токопроводами можно в определенной мере повышать или понижать амплитуды выбранных нормальных волн.

Analysis of waves radiated by SV-polarized electromagneto-acoustic transducers in plates has been conducted. Normal waves in plates are similar to Raleigh surface waves, and are the result of superposition of waves of the longitudinal and transverse polarization, forming a special wave type. EMAT are sources for excitation and receipt of normal waves in plates, and varying the distance between the current conduits allows to a certain extent increasing or lowering the amplitudes of the selected normal waves.

Теоретические исследования упругих колебаний в пластинах до настоящего времени изучены мало. В работах [1–8] источники представлены набором абстрактных поверхностных нагрузок или плоских волн, а не реальными излучателями. Сигналы применяются только монохроматические, а не импульсные, поэтому переходные характеристики не рассматриваются, задачи, как правило, решаются в двухмерном, а не трехмерном представлении и т. д. В этой связи актуальность решаемой задачи представляется несомненной. Она представляет интерес не только для дефектоскопии пластин, но и для низкочастотного контроля рельсов, других протяженных объектов.

Волны, излучаемые SV-поляризованными ЭМАП на границе упругого полупространства, исследовались нами неоднократно, поэтому в начальной части задачи ограничимся готовыми результатами.

Схема задачи приведена на рис. 1, где 1 — среда, в которой находится катушка преобразователя (в данном случае воздух); 2 — контролируемая среда; 3 — экран, расположенный перед магнитопроводом; 4 — магнитопровод; I_0 — сила тока в одном токопроводе; L — его длина, равная ширине внешнего магнитопровода в направлении оси x . Все остальные параметры задачи показаны на рис. 1.

В результате применения пространственного преобразования Фурье, известных граничных условий на поверхности раздела для потенциала, возбуждаемого токопроводами в контролируемой среде магнитного поля, после ряда преобразований получаем [9]:

$$A_2 = D_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_2(\alpha, \beta) \frac{\sin(\alpha L/2)}{\alpha L/2} \times e^{-q_2 z} e^{i(\alpha x + \beta y - \beta y_0)} d\alpha d\beta, \quad (1)$$

$$\Psi_2(\alpha, \beta) = \frac{Q_3(Q_3 shq_3 s + Q_4 chq_3 s) [e^{q_1(H-h)} - S_3 e^{-q_1(H-h)}] + Q_1(Q_3 chq_3 s + Q_4 shq_3 s) [e^{q_1(H-h)} + S_3 e^{-q_1(H-h)}]}{Q_1 chq_1 H [Q_3 chq_3 s (Q_2 + Q_4) + shq_3 s (Q_3^2 + Q_2 Q_4)] + shq_1 H [Q_3 chq_3 s (Q_2 Q_4 + Q_1^2) + shq_3 s (Q_2 Q_3^2 + Q_2^2 Q_4)]}$$

где

$$D_1 = \frac{\mu_0 I_0 L}{8\pi^2}; \quad q_j = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k_j^2}; \quad k_j^2 = \frac{\omega \mu_j}{c_0^2} \left(\omega \varepsilon_j - \frac{i \sigma_j}{\varepsilon_0} \right);$$

c_0 — скорость света в вакууме; $c_0^2 = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-1}$; ω — круговая частота; временная зависимость электромагнитной волны представлена в виде $\exp(-i\omega t)$; ε_j, μ_j — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости сред; σ_j — удельные электропроводности; k_j — волновое число; \vec{A}_j — век-

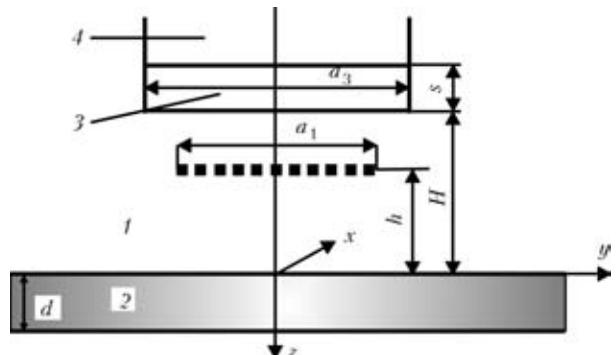


Рис. 1. Схема задачи (обозначения см. в тексте)



торный потенциал индукции \vec{B} переменного магнитного поля, вызываемого проводником в j -м слое преобразователя; $\vec{B}_j = \text{rot} \vec{A}_j$, $Q_j = q_j/\mu_j$, $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м, $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; W — функция, учитывающая конечность размеров экрана

и магнитопровода; $W = \frac{e^{i\beta y_0} \sin(\beta a_3/2)}{\beta a_3/2}$; y_0 — координата конкретного токопровода в направлении y .

Получаем следующее решение для величины f_y — механической силы, направленной вдоль оси y , которая действует на единицу объема контролируемого вещества и возбуждается токами Фуко, генерируемыми одним проводником с током, при их взаимодействии с постоянным магнитным полем:

$$f_y = i\omega B_0 \sigma_2 D_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2(\alpha, \beta) \frac{\sin(\alpha L/2)}{\alpha L/2} \times e^{-q_2 z} e^{i(\alpha x + \beta y - \beta y_0)} d\alpha d\beta. \quad (2)$$

В данном решении электромагнитной части задачи приняты во внимание все параметры токопровода, экрана и магнитопровода, а также величины всех используемых при конструировании ЭМА-преобразователей зазоров. Оно получено без каких-либо дополнительных условий, кроме показанных в начале задачи, и без искусственных допущений, а поэтому является достаточно строгим. После подстановки в неоднородные волновые уравнения этой функции и выполнения всех требуемых преобразований при условии, что длина токопроводов существенно больше всех имеющихся зазоров для скалярного и векторного потенциалов возбуждаемых акустических волн полное акустическое поле в пластине будем находить в следующей форме:

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[(A_1 e^{qz} + B_1 e^{-qz}) - D_3 \beta \left(\frac{e^{-qz}}{2q(q_2 - q)} + \frac{e^{-q_2 z}}{q^2 - q_2^2} \right) \right] \times e^{i[\alpha x + \beta(y - y_0)]} d\alpha d\beta,$$

$$\Pi_x = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[(A_2 e^{q_1 z} + B_2 e^{-q_1 z}) + i D_3 q_2 \left(\frac{e^{-q_1 z}}{2q_1(q_2 - q_1)} + \frac{e^{-q_2 z}}{q_1^2 - q_2^2} \right) \right] \times e^{i[\alpha x + \beta(y - y_0)]} d\alpha d\beta, \quad (3)$$

где

$$D_3 = \frac{\sqrt{2\pi} D_2 S \text{Sinc}(\alpha L/2) \psi(\alpha, \beta)}{\rho \omega^2}, \quad q = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k^2};$$

$$\text{Sinc}(Z) = \sin(Z)/Z,$$

$$D_2 = \frac{\omega \mu_0 B_0 \sigma_2 I_0 L}{8\pi^2}, \quad q_1 = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k_1^2}, \quad q_2 = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k_2^2}.$$

Неизвестные A_j и B_j находятся из условий на границах контролируемой среды ($z = 0, d$), получаемых с помощью известного уравнения Навье–Стокса [1]:

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

$$\frac{\sigma_{yz}}{\mu} = 2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \Pi_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Pi_x}{\partial y^2} = 0. \quad (4)$$

В данных решениях σ_{zz} описывает продольную, а σ_{xz} — поперечную составляющую тензора напряжения в твердом теле; γ, μ — объемный и сдвиговой параметры Ламэ среды.

В результате подстановки решений (3) в граничные условия (4) для поиска неизвестных $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ получаем следующую систему линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M & M & -2i\beta q_1 & 2i\beta q_1 \\ 2i\beta q & -2i\beta q & q_1^2 + \beta^2 & q_1^2 + \beta^2 \\ Me^{qd} & Me^{-qd} & -2i\beta q_1 e^{q_1 d} & 2i\beta q_1 e^{-q_1 d} \\ 2i\alpha q e^{qd} & -2i\alpha q e^{-qd} & (q_1^2 + \beta^2) e^{q_1 d} & (q_1^2 + \beta^2) e^{-q_1 d} \end{bmatrix} = -D_3 \begin{bmatrix} \beta F_1 \\ iF_2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

где

$$F_1 = \frac{M}{2q(q_2 - q)} + \frac{2(\alpha^2 + \beta^2) - p^2 k_2^2}{k_2^2 - k^2} + \frac{q_2}{q_2 - q_1} + \frac{2q_2^2}{k_2^2 - k_1^2},$$

$$F_2 = \frac{\beta^2}{q_2 - q} + \frac{2\beta^2 q_2}{k_2^2 - k^2} + \frac{q_2 \Omega - \alpha^2 q_1}{2q_1(q_2 - q_1)} + \frac{q_2(2\beta^2 - k_2^2)}{k_2^2 - k_1^2},$$

$$M = 2(\alpha^2 + \beta^2) - k_1^2.$$

После ее решения и подстановки результатов в интегралы (4) получаем:

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} D_3 \frac{W_1(\alpha, \beta) e^{q(z-d)} + W_2(\alpha, \beta) e^{-q(z-d)}}{Z(\alpha, \beta)} \times e^{i[\alpha x + \beta(y - y_0)]} d\alpha d\beta,$$

$$\Pi_x = i \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} D_3 \frac{W_3(\alpha, \beta) e^{q_1(z-d)} + W_4(\alpha, \beta) e^{-q_1(z-d)}}{Z(\alpha, \beta)} \times e^{i[\alpha x + \beta(y - y_0)]} d\alpha d\beta, \quad (5)$$

В данных функциях использованы следующие обозначения:



$$\begin{aligned}
 W_1(\alpha, \beta) &= \beta \left\{ F_1 \Omega \left[\Xi(ch(q, d) - e^{qd}) + \right] + 2F_2 q_i \left[M\Omega(ch(q, d) - e^{qd}) + \right] \right. \\
 &\quad \left. + M\Omega sh(q, d) \right] + 2F_2 q_i \left[M\Omega(ch(q, d) - e^{qd}) + \right] \\
 &\quad \left. + \Xi sh(q, d) \right] \right\} \\
 W_2(\alpha, \beta) &= \beta \left\{ F_1 \Omega \left[\Xi(ch(q, d) - e^{-qd}) - \right] + 2F_2 q_i \left[M\Omega(e^{-qd} - ch(q, d)) + \right] \right. \\
 &\quad \left. - M\Omega sh(q, d) \right] + 2F_2 q_i \left[M\Omega(e^{-qd} - ch(q, d)) + \right] \\
 &\quad \left. + \Xi sh(q, d) \right] \right\} \\
 W_3(\alpha, \beta) &= 2F_1 \beta^2 q \left[M\Omega(ch(qd) - e^{qd}) + \right] + F_2 M \left[\Xi(ch(qd) - e^{qd}) + \right] \\
 &\quad \left[+ \Xi sh(qd) \right] + M\Omega sh(qd) \\
 W_4(\alpha, \beta) &= 2F_1 \beta^2 q \left[M\Omega(ch(qd) - e^{-qd}) - \right] + F_2 M \left[\Xi(ch(qd) - e^{-qd}) + \right] \\
 &\quad \left[- \Xi sh(qd) \right] + M\Omega sh(qd) \\
 Z(\alpha, \beta) &= (M\Omega - \Xi)^2 ch[(q + q_i)d] - (M\Omega + \Xi)^2 ch[(q - q_i)d] + 4M\Omega\Xi \\
 \Omega &= q_i^2 + \beta^2; \quad \Xi = 4\beta^2 q q_i.
 \end{aligned}$$

Характерные решения для этих функций получаем при $Z(\alpha, \beta) = 0$. Именно они и формируют дисперсионные кривые, описывающие волны в пластинах. Они выполняются, когда

$$(M^2 - E) sh \frac{(q + q_i)d}{2} \pm (M^2 + E) sh \frac{(q - q_i)d}{2} = 0. \quad (6)$$

Для решения уравнений (6) введем следующие обозначения: $\alpha = k_t \Theta \sin \zeta$; $\beta = k_t \Theta \cos \zeta$.

Тогда

$$\begin{aligned}
 q &= k_t \sqrt{\Theta^2 - p^{-2}} = k_t q^0, \quad p = c/c_p, \quad q_i = k_t \sqrt{\Theta^2 - 1} = k_t q_i^0, \\
 q_2 &= k_t \sqrt{\Theta^2 - m_2^2} = k_t q_2^0, \quad m_2 = k_2/k_t, \\
 M &= k_t^2(2\Theta^2 - 1) = k_t^2 M_0, \quad E = k_t^4(4\Theta^2 q^0 q_i^0) = k_t^4 E_0.
 \end{aligned}$$

В таком случае решения для дисперсионных кривых принимают вид:

$$\begin{aligned}
 &[(2\Theta^2 - 1)^2 + 4\Theta^2 \sqrt{p^{-2} - \Theta^2} \sqrt{1 - \Theta^2}] \times \\
 &\quad \times \sin [\pi d_0 (\sqrt{p^{-2} - \Theta^2} + \sqrt{1 - \Theta^2})] \pm \\
 &\pm [(2\Theta^2 - 1)^2 - 4\Theta^2 \sqrt{p^{-2} - \Theta^2} \sqrt{1 - \Theta^2}] \times \\
 &\quad \times \sin [\pi d_0 (\sqrt{p^{-2} - \Theta^2} + \sqrt{1 - \Theta^2})] = 0, \quad (7)
 \end{aligned}$$

где $d_0 = d/\lambda_t$ — волновые размеры пластин из произвольного материала.

Чтобы установить граничные значения волновых размеров пластины, начиная с которых начинают зарождаться новые моды колебаний, положим $\Theta = c_t/c_n = 0$, т. е. в данном случае c_n — скорости нормальных волн в пластинах становятся равными бесконечности. Откуда для граничных значений волновых размеров получаем:

$$\begin{aligned}
 \sin \lfloor \pi d_0(1 + p^{-1}) \rfloor - \sin \lfloor \pi d_0(1 - p^{-1}) \rfloor &= 0; \\
 \sin \lfloor \pi d_0(1 + p^{-1}) \rfloor + \sin \lfloor \pi d_0(1 - p^{-1}) \rfloor &= 0,
 \end{aligned}$$

т. е.

$$\sin(\pi d_0 p^{-1}) \cos(\pi d_0) = 0 \text{ и } \cos(\pi d_0 p^{-1}) \sin(\pi d_0) = 0.$$

Для первого случая, описывающего асимметричные волны в пластине, получаем: $d_{sn1} = np$ или $d_{sn2} = n + 1/2$, где n — номера волновых мод, $n = 0, 1, 2, \dots$. Иначе говоря, асимметричные (изгибные) волны зарождаются, когда толщина пластины оказывается равной целому числу продольных волн или нечетному числу полуволн поперечного типа.

Для второго решения, описывающего симметричные волны, имеем: $d_{an1} = (n + 1/2)p$, $d_{an2} = n$. Таким образом, дополнительные симметричные моды появляются, когда толщина пластины оказывается либо равной нечетному числу полуволн продольной волны, либо целому числу волн поперечной волны.

Из полученных решений следует, что лишь нулевые моды в пластинах распространяются до толщин пластин, меньших половины длины поперечной волны, т. е. пока $d < \lambda_t/2$, а после этого начинают зарождаться все последующие моды.

Выше приведены значения фазовых, а не групповых значений волн в пластинах, поэтому они могут превосходить величины физических скоростей распространения энергии упругих волн в пластинах.

Рассмотрим случай малых d_0 и сравнительно небольших значений Θ . Тогда можно использовать асимптотические величины синусов и для симметричных волн справедливы следующие приближенные решения:

$$2\sqrt{1 - \Theta_s^2} [(2\Theta_s^2 - 1)^2 + 4\Theta_s^2(p^{-2} - \Theta_s^2)] = 0. \quad (8)$$

Откуда следует

$$\Theta_s = \frac{1}{2\sqrt{1 - p^{-2}}}. \quad (9)$$

Именно данное решение позволяет находить величины скоростей симметричных составляющих нулевых мод при малых толщинах пластины. В частности, для углеродистых сталей эта величина равна 1,667, т. е. скорость нулевой симметричной волны при малых значениях волновых размеров пластины равна 5,384 км/с, а при точных решениях, определяемых выражениями (9), $\Theta = 1,672$ и скорость равна 5,41 км/с. Таким образом, приближенное решение достаточно неплохо описывает величину Θ_s при малых волновых толщинах пластины.

Строгие решения для дисперсионных уравнений (7) установить не представляется возможным, в связи с чем они получены численным путем. Соответствующие графики для симметричных и асимметричных волн в пластинах из углеродистой стали приведены на рис. 2.

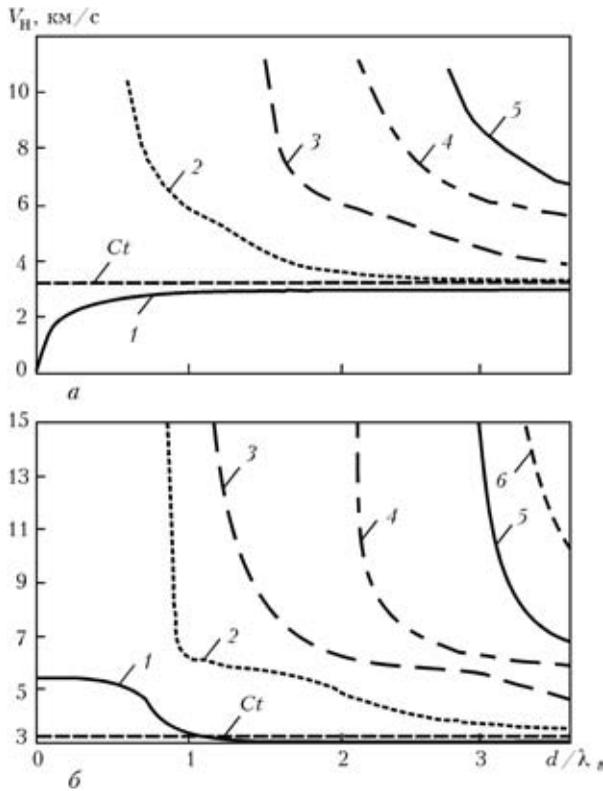


Рис. 2. Изменение скоростей симметричных (а) и асимметричных (б) составляющих нормальных волн в зависимости от волновых размеров пластин: 1 — мода 0; 2 — 1; 3 — 2; 4 — 3; 5 — 4; 6 — 5

Для учета импульсных характеристик полей воспользуемся следующим аналитическим описанием:

$$F(\tau) = \left(e^{-\frac{\eta}{\gamma}} \right)^\gamma \tau^\gamma \cos(\omega_0 \tau),$$

параметры которого, наиболее близкие к описанию реальных сигналов, имеют значения $\gamma = 2$ и $\eta = 0,2\omega_0$.

Пользуясь полученными решениями, первоначально исследуем поля, излучаемые одним токопроводом ЭМАП в пластину. При этом рабочую частоту будем считать равной 1 МГц, зазор между катушкой и поверхностью контроля 1 мм, волновой размер токопровода 0,1, угол наблюдения 0, расстояние до точки наблюдения 10 см, амплитуда тока возбуждения 1 А, индукция постоянного

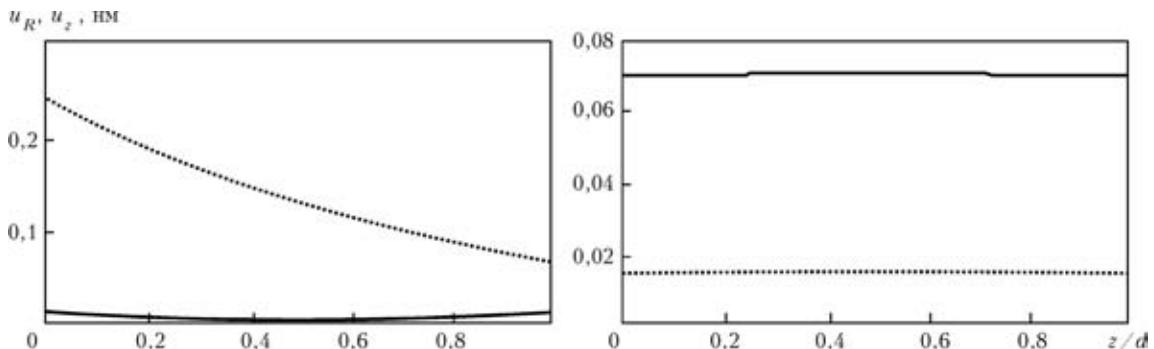


Рис. 4. Распределение смещений изгибающей и радиальной мод колебаний от глубины

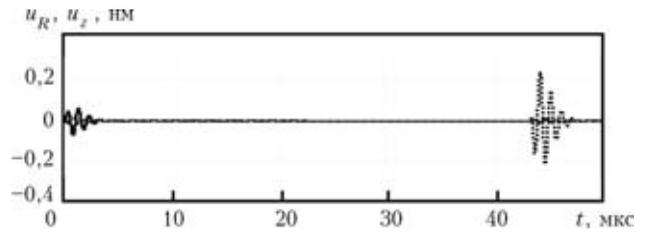


Рис. 3. Импульсные сигналы, излучаемые одним токопроводом и распространяющиеся в пластинах малой толщины

магнитного поля 1 Тл, длина токопровода 20 мм (рис. 3).

Здесь и дальше сплошные линии описывают радиальные, а прерывистые — нормальные составляющие смещений волн. Первая волна соответствует более быстрой изгибающей волне, вторая — медленной, т. е. симметричной. Из результатов расчета следует, что если у изгибающей волны в большей мере проявляется нормальная составляющая смещений, то у симметричной — радиальная. При этом формы импульсного сигнала соответствуют таковой у источника тока. Понятно, что поскольку указанные волны распространяются с различными скоростями, они наблюдаются в разные моменты времени.

Рассмотрим, как зависят данные смещения от глубины точки наблюдения внутри пластины (рис. 4).

Если в изгибающей волне имеет место изменение амплитуды с глубиной, то в симметричной — нет. Причем, чем на более низкой частоте осуществляется работа ЭМАП, тем большей оказывается амплитуда сигналов. На этот процесс, по-видимому, больше влияют характеристики работы ЭМАП, чем геометрические свойства пластин (рис. 5).

Таким образом, поскольку скорость волны существенно зависит от ее типа, у изгибающих волн, которые распространяются значительно медленнее, чем симметричные, и направленность излучения оказывается большей.

Аналогичным образом рассмотрим поведение волн, когда волновая толщина пластины существенно больше и равна 1. При этом в пластине одновременно распространяются две изгибающие и две симметричные волны (рис. 6).

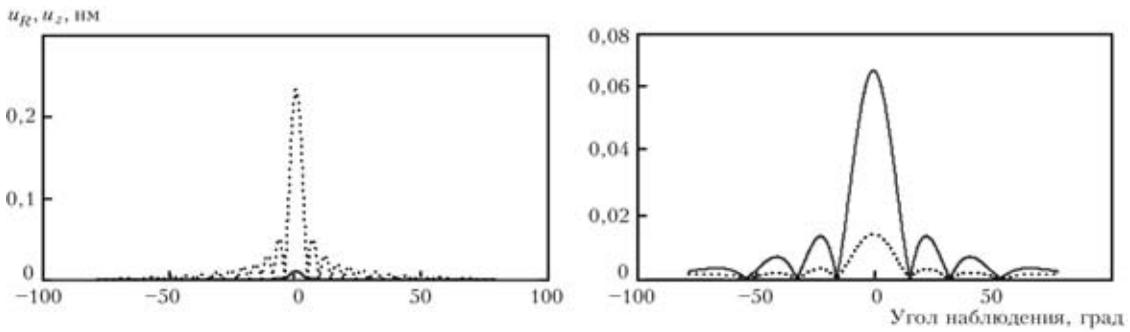


Рис. 5. График зависимости смещений изгибной и симметричной волн от угла наблюдения

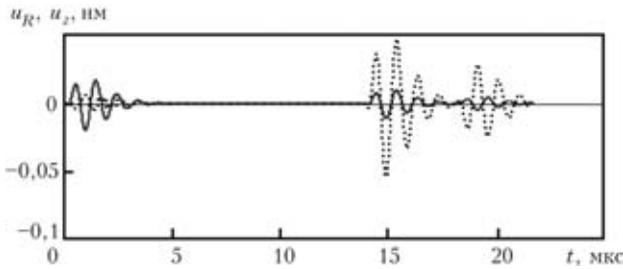


Рис. 6. Составляющие всех смещений, распространяющихся по поверхности пластины

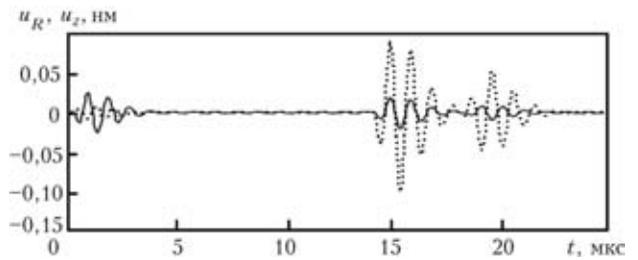


Рис. 9. Расчет временной формы сигналов, излучаемых диполем в пластине волновой толщины, равной 1, при базе диполя 1,455 мм

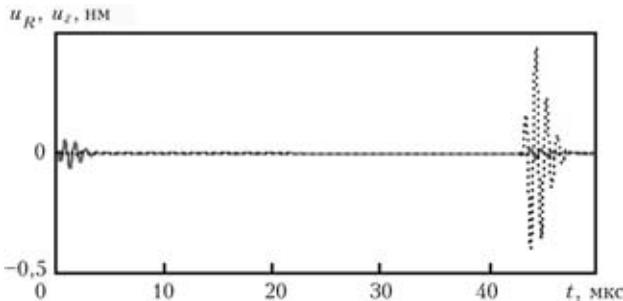


Рис. 7. Расчет временной формы сигналов, излучаемых диполем в пластине волновой толщины, равной 0,1, при базе диполя 0,811 мм

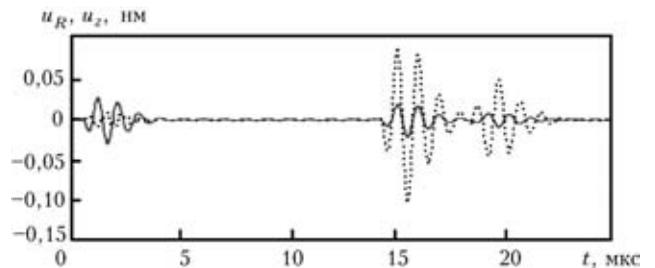


Рис. 10. Расчет временной формы сигналов, излучаемых диполем в пластине при базе диполя 1,663 мм, соответствующей максимуму первой изгибной волны

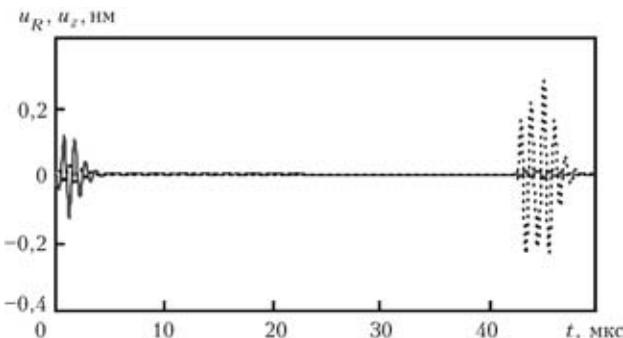


Рис. 8. Расчет временной формы сигналов при расстоянии между токопроводами диполя 2,726 мм, равном половине длины волны изгибной волны

Таким образом, вначале к точке наблюдения приходят самые быстрые моды, и только потом — все последующие. Именно этим объясняется столь сложная картина импульсов, приходящих к точке наблюдения от произвольных источников, а также сложность их использования для НК пластины.

тин, трудность локализации обнаруживаемых дефектов.

На характеристики волн, излучаемых ЭМАП в пластины, существенное влияние способно оказать расстояние между токопроводами. Для оценки этого эффекта исследуем работу диполей для тонкой пластины. Вначале рассмотрим случай, когда зазор между токопроводами диполя составляет 0,811 мм и равен половине длины симметричной волны в указанной пластине (рис. 7, 8).

Из сравнения указанных рисунков видно, что если в первом случае примерно в два раза увеличивается амплитуда всех составляющих симметричной нормальной волны в пластине, то во втором — изгибной, асимметричной волны. При этом длительность симметричной волны увеличивается примерно в два раза, т. е. здесь уверенно работает принцип интерференции волн от двух источников.

Рассмотрим, будет ли проявляться тот же эффект при увеличении волновой толщины пластины (рис. 9, 10).

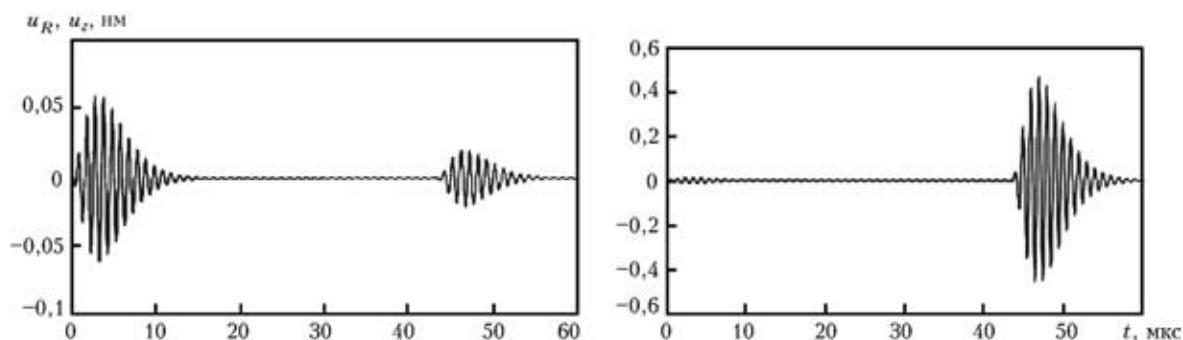


Рис. 11. Радиальная и нормальная составляющие смещений, возбуждаемых одним диполем, при его базе, стимулирующей симметричную волну

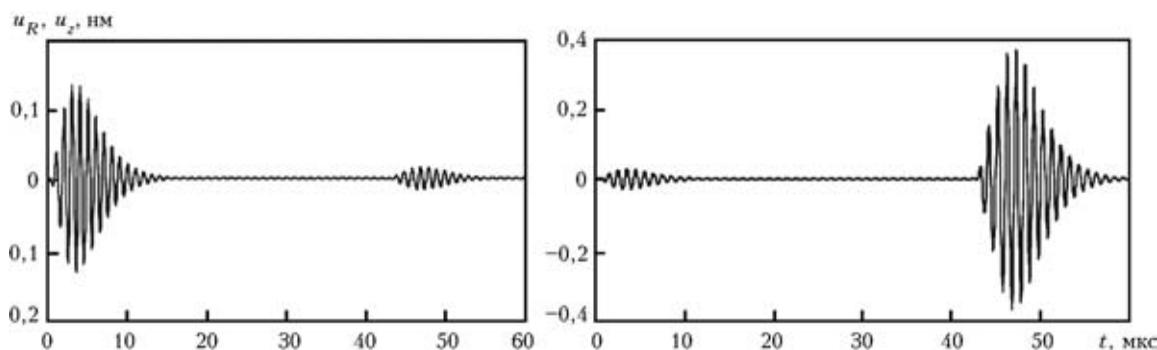


Рис. 12. Радиальная и нормальная составляющие смещений, возбуждаемых одним диполем, при базе диполя, стимулирующей изгибную волну

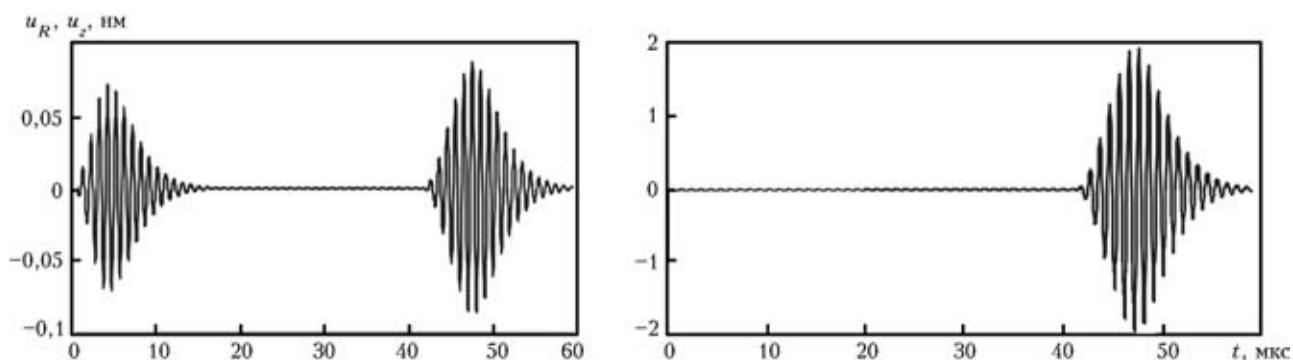


Рис. 13. Радиальная и нормальная составляющие смещений, возбуждаемых одним диполем, при стимулировании симметричной волны для пяти диполей

Здесь расстояние между токопроводами диполя соответствует половине длины волны первой симметричной моды волны в пластине. В этом случае амплитуда самой медленной волны увеличилась примерно в два раза, а у остальных она поменялась мало.

Здесь существенно увеличилась амплитуда центрального максимума. При этом очевидно, что путем регулирования расстояния между токопроводами диполей можно добиваться некоторого увеличения амплитуды определенных типов нормальных волн или понижения амплитуды других. Однако степень увеличения или ослабления волн в значительной мере зависит от типа применяемых электрических сигналов, протекающих в токопроводах. Понятно, что если эти амплитуды ма-

ло зависят от времени, тогда сильнее оказывается повышение и ослабление сигналов выбранных нормальных волн. В то же время чем больше количество применяемых в катушке диполей, тем более весомым оказывается наблюдаемый эффект. Однако количество применяемых в катушке диполей не может быть большим, чем количество периодов соразмерных синусоид в импульсном сигнале. В этой связи последующие расчеты будем делать для сигналов, длительность которых соответствует пяти периодам колебаний.

Рассмотрим, как наблюдаемый эффект увеличения и ослабления определенных мод колебаний проявляется при НК тонких пластин с волновым размером, равным 0,1. Расстояние до точки наблюдения — 50 см (рис. 11, 12). Здесь эффект по-

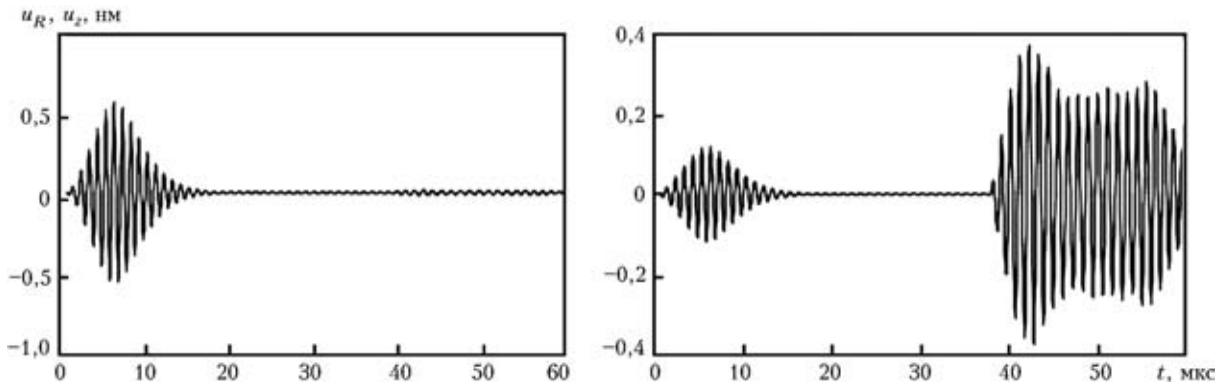


Рис. 14. Радиальная и нормальная составляющие смещений, возбуждаемых одним диполем, при стимулировании изгибной волны для пяти диполей

вышения амплитуд оказался не столь большим и заметен только при сравнении амплитуд различных волн (рис. 12–14).

Таким образом, хотя эффект управления типами работающих волн имеет место, тем не менее получить идеальный источник для различных типов нормальных волн не удается.

Выводы

Нормальные волны в пластинах, подобно поверхностным волнам Рэлея, представляют собой результат суперпозиции волн продольной и поперечной поляризации, формирующих особый тип волн. Они распространяются в большинстве своем со скоростями, большими скорости поперечных волн. Только продольными или только поперечными волнами данные волны не бывают, поскольку при всяком подходе к границам твердой пластины происходит частичная трансформация продольных волн в поперечные и наоборот, вследствие чего простыми уравнениями достаточно строгие решения дисперсионных уравнений описать не удастся. При этом вне зависимости от волновой толщины пластины в них одновременно присутствуют колебания как симметричного, так и асимметричного (изгибного) типа относительно плоскости, лежащей в центральной части пластины. Изгибные волны в большей мере формируют нормальные составляющие смещений, а симметричные — радиальные.

Причем, асимметричные (изгибные) волны зарождаются, когда толщина пластины оказывается равной целому числу продольных волн или нечетному числу полуволн поперечного типа, а сим-

метричные моды появляются, когда толщина пластины оказывается равной либо нечетному числу полуволн продольной волны, либо целому числу волн поперечной волны. Отсюда следует, что наименьшее число нормальных волн (две) возникает только до толщин, меньших половине поперечной волны в материале пластины.

ЭМАП являются неплохими источниками для возбуждения и приема нормальных волн в пластинах, а регулировкой расстояний между токопроводами можно в определенной мере увеличивать или понижать амплитуды выбранных нормальных волн.

1. *Лепендин Л. Ф.* Акустика. — М.: Высш. шк., 1978. — 448 с.
2. *Гринченко В. Т., Мелешко В. В.* Гармонические колебания и волны в упругих телах. — Киев: Наук. думка, 1981. — 284 с.
3. *Петрищев О. Н., Штень А. П.* Возбуждение сдвиговых волн в магнитоэластичной пластине // Вестник Киевского политехн. ин-та. Электроакустика и звукотехника. — 1989. — Вып. 13. — С. 19–29.
4. *Комаров В. А., Мужичкий В. Ф., Гуревич С. Ю.* Теория физических полей. — Т.1–3. Челябинск–Ижевск. — Изд. ЮУрГУ, 2000.
5. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. — М.: Машиностроение, 1973. — 497 с.
6. *Физическая акустика* / Под ред. Н. Мэзона. — Т.3. — М.: Машиностроение, 1974.
7. *Викторов И. А.* Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. — М.: Машиностроение, 1966.
8. *Морс Ф. М., Феибих Г.* Методы теоретической физики. — Ч. 1–2. — М.: Изд. иностр. лит., 1958. — 420 с.
9. *Чабанов В. Е., Горделий В. И.* Наклонные электромагнитно-акустические преобразователи и анализ их работы // Техн. диагностика и неразруш. контроль. — 2004. — № 2. — С. 40–45.