

# ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО СКОПЛЕНИЯ ДЕФЕКТОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛАСТИНАХ

## Сообщение 1

А. Я. НЕДОСЕКА, С. А. НЕДОСЕКА

ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ. 03680 г. Киев–150, ул. Боженко, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Рассмотрены процессы искажения акустических волн, вызванные наличием дефектов в пластинах. Задача решена для плоского случая, когда в пластине движется единственная цилиндрическая волна со скоростью  $C_1$ . Показано, что этот вариант может быть приемлем для расстояний порядка 5 см и более от места приложения источника возбуждения волны. Разработана специальная компьютерная программа, позволяющая проводить аналитические исследования распространения цилиндрических волн в пластинах при любых значениях параметров, характеризующих форму и величины перемещений распространяющейся волны. Результаты выполненных расчетов могут быть использованы на практике для оценки некоторых критериальных параметров образования и распространения АЭ волн. В частности, показано, что сопротивление распространению акустических волн оказывает плотность и размеры области с дефектами, в результате чего появляются волны, отраженные от дефектной области. С увеличением коэффициента сопротивления форма волн, преодолевших акустический барьер, существенно меняется. Расчеты, выполненные с использованием разработанной модели, показали, что наличие дефектов структуры материалов, выражающиеся в увеличении акустического сопротивления областей, содержащих эти дефекты, приводит к появлению отраженных волн, распространяющихся симметрично в обе стороны от цилиндрической поверхности с дефектами, а сама поверхность становится источником излучения. Библиогр. 9, рис. 6.

*Ключевые слова:* акустическая эмиссия (АЭ), АЭ сканирование, волны деформаций, математическое моделирование физических процессов

В работах [1, 2] рассмотрено влияние дефектов структуры материалов на распространение акустических волн в тонких стержнях. Исследования показали, что основное влияние оказывает плотность и сосредоточенность дефектов в ограниченной области стержня. В настоящей работе рассмотрим это явление в пластинах. Процессы распространения упругих волн в пластинах гораздо сложнее, чем в стержнях [3, 4] поэтому задачу будем решать для более простого плоского варианта, когда в пластине движется одна цилиндрическая волна со скоростью  $C_1$ . Этот вариант может быть приемлемым для расстояний порядка 5 см и более от места приложения источника возбуждения волны. На меньших расстояниях картина перемещений на верхней и нижней поверхностях пластины существенно отличаются. Перемещения, вызванные переотражениями от поверхностей, на удалении от центра излучения достаточно малы по сравнению с главным значением двигающегося импульса. На рис. 1 представлена картина волн на нижней и верхней поверхностях пластины толщиной 1 см в момент  $C_1 t = 120$  и 700 см. Графики получены по формулам для пластин с учетом переотражения волн от нижней и верхней поверхностей [5]. В расчетах приня-

то:  $\alpha = 1 \dots 10 \text{ см}^{-1}$ ;  $\Delta\alpha = 0,0001 \text{ см}^{-1}$ ;  $C_\alpha/C_1 = 1 \dots 3$ ;  $\Delta(C_\alpha/C_1) = 0,1$ ;  $z_0 = 0,2(0,8) \text{ см}$ ;  $C_1 t = 120$  и 700 см. Как видно, значения перемещений  $w$  резко уменьшаются примерно через  $\pm 15 \text{ см}$  по обе стороны максимального значения АЭ импульса, а сами перемещения незначительно отличаются по амплитуде и сдвинуты по отношению друг к другу с разницей между амплитудами максимальных значений (в рассматриваемом случае равной 3 см). С некоторыми допущениями для расчетов параметров волны можно принять, что по верхней и нижней сторонам пластины перемещаются одинаковые импульсы АЭ с небольшим сдвигом.

Учитывая изложенное, целесообразно применить упрощенное дифференциальное уравнение симметричной задачи для тонкой пластины без учета переотражений от верхней и нижней поверхностей. Такое уравнение будет иметь вид [3, 6]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{1}{C_1^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \\ & - 2\pi\alpha_n [S(r-r_1) - S(r-r_2)] \beta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \\ & = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0}{2\pi r \delta} \delta(r) \delta(t), \end{aligned} \quad (1)$$

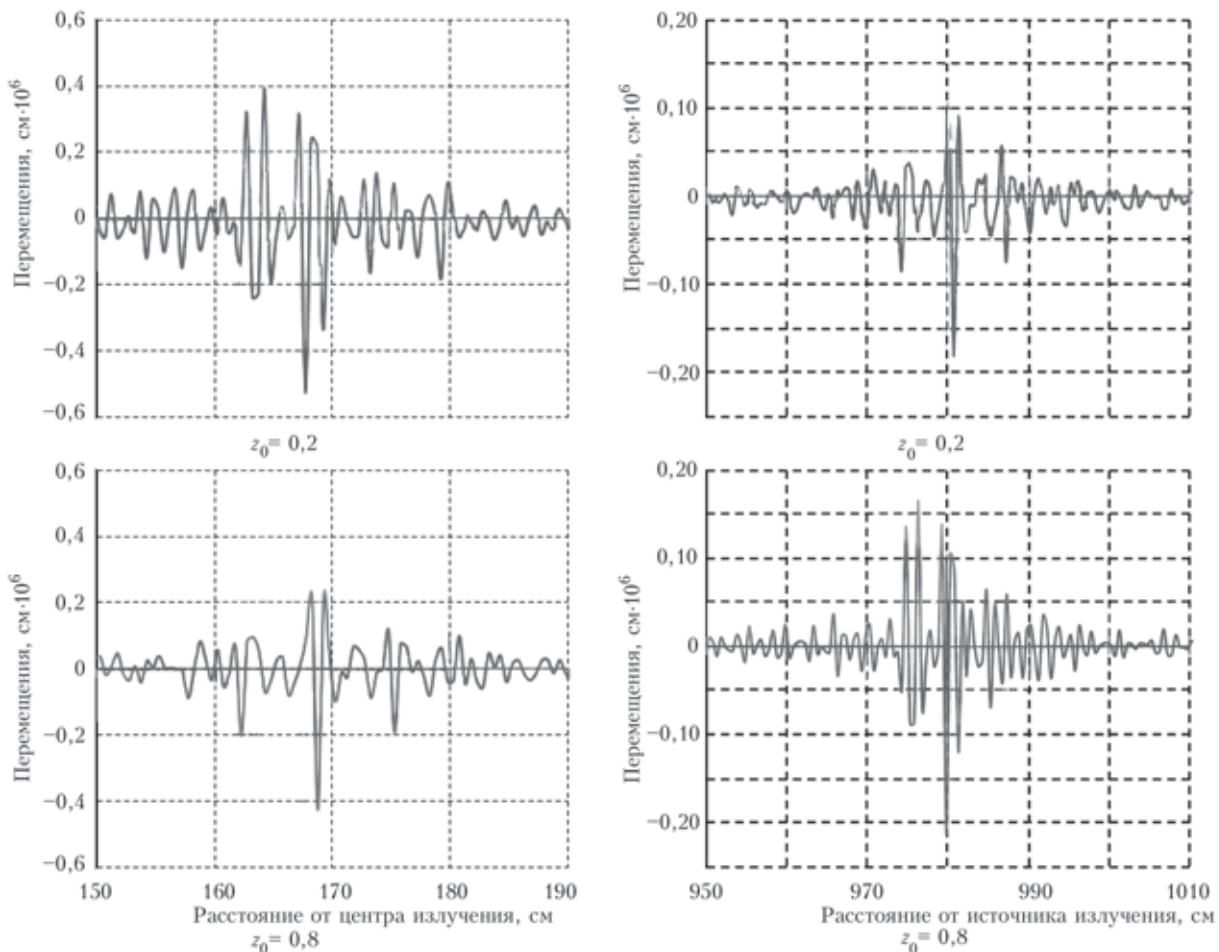


Рис. 1. Перемещения на нижней и верхней поверхностях пластины толщиной 1 см на разных расстояниях от центра излучения, вызванные источником  $\epsilon_0 C_1 = 1 \cdot 10^{-4}$ , возникшим на глубине 0,2 и 0,8 см от ее верхней поверхности

где  $\varphi$  – функция напряжений,  $\text{см}^2$ ;  $S$  – единичная функция, ограничивающая область с дефектами координатами  $r_1$  и  $r_2$ ;  $\beta$  – коэффициент сопротивления области с дефектами,  $\text{с}/\text{см}$ ;  $V_0$  – мгновенное изменение объема материала,  $\text{см}^3$ ;  $\delta$  – толщина пластины,  $\text{см}$ ;  $\delta(r)$  и  $\delta(t)$  – функции Дирака, определяющие сосредоточенность и время действия источника возмущения,  $\text{см}^{-1}$  и  $\text{с}^{-1}$  соответственно;  $R, t$  – соответственно расстояние от источника возмущения,  $\text{см}$  и время,  $\text{с}$ ;  $w$  – перемещения в направлении оси  $z$ ,  $w = -v\partial\varphi/\partial r$ .

Перепишем формулу (1) в более удобном для расчетов виде. При этом коэффициент в уравнении (1)  $2\pi\alpha_n[S(r-r_1) - S(r-r_2)]\beta$  (2) учтем поэтапно – сначала как действующий на бесконечно тонком кольце радиуса  $r_0$  (рис. 2), затем путем интегрирования результата перейдем к задаче с коэффициентом (2). Таким образом, на первом этапе ищем решение уравнения

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial r} - \frac{1}{C_1^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - 2\pi r_0 \alpha_n \delta(r-r_0) \beta \frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\frac{1+v}{1-v} \frac{V_0}{2\pi r \delta} \delta(r)\delta(t) \quad (3)$$

для пластины конечных размеров радиуса  $a$ . При этом  $a$  может приобретать любые размеры. Начальные условия предполагают мгновенное приложение возмущения  $V_0$ . На границе  $r = a$  функция перемещений принята равной нулю ( $\varphi = 0$ ). Влияние отраженного от границы  $r = a$  импульса будем уменьшать за счет увеличения границы  $a$  до

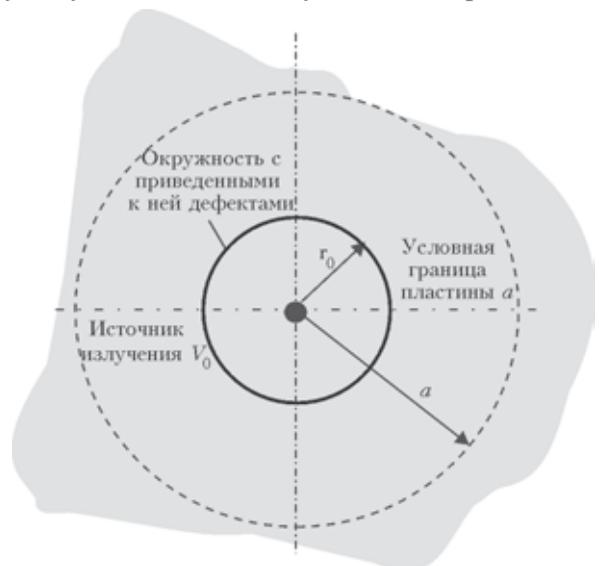


Рис. 2. Схема пластины с источником возмущения и поясом сосредоточения дефектов структуры материала



величин, при которых это условие будет выполнено. Выполнив прямые и обратные преобразования Лапласа по времени и Ханкеля по координате  $r$ , получим для бесконечно тонкого слоя на расстоянии  $r_0$  от центра [3, 7, 8]:

$$\varphi = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0 C_1}{a^2 \pi \delta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(a_n r) / J_1^2(a_n a)}{a_n \sqrt{1 - \left( \frac{2\pi a_n \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2}} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{2\pi a_n \beta C_{10}^2 r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} t\right) \times$$

$$\times \sin\left(a_n C_1 t \sqrt{1 - \left( \frac{2\pi a_n \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2}\right)$$

или  $\text{sh}\left(a_n C_1 t \sqrt{\left( \frac{2\pi a_n \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2 - 1}\right)$

и  $\sqrt{\left( \frac{2\pi a_n \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2 - 1}$ , если подкоренные

выражения в формуле отрицательные.

Дифференцируя далее выражение для  $\varphi$  по  $r$ , получаем перемещения вдоль радиуса  $u$ :

$$u = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0 C_1}{\pi a^2 \delta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{J_1(a_n r)}{J_1^2(a_n a)}}{\sqrt{1 - \left( \frac{2\pi \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2}} \times$$

$$\exp\left(-\frac{2\pi a_n \beta C_{10}^2 r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} t\right) \times \quad (4)$$

$$\times \sin\left(a_n C_1 t \sqrt{1 - \left( \frac{2\pi \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2}\right),$$

$$u = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0 C_1}{\pi a^2 \delta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{J_1(a_n r)}{J_1^2(a_n a)}}{\sqrt{1 - \left( \frac{2\pi \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2}} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{2\pi a_n \beta C_{10}^2 r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} t\right) \times$$

$$\times \text{sh}\left(a_n C_1 t \sqrt{1 - \left( \frac{2\pi \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2}\right), \quad (5)$$

где  $J_0(a_n r) = \sqrt{\frac{2}{\pi a_0 r}} \cos(a_n r - \frac{\pi}{4});$

$$J_1(a_n r) = \sqrt{\frac{2}{\pi a_n r}} \cos(a_n r - \frac{3\pi}{4}).$$

Здесь, как и ранее спектральное уравнение рассчитывается для положительных значений корней  $\alpha_n$  и представляется выражением  $J_0(a_n a) = 0$ .

В представленных формулах необходимо учитывать знак в подкоренных выражениях

$$1 - \left( \frac{2\pi \beta C_{10} r_0^2 J_0^2(a_n r_0)}{a^2 J_1^2(a_n a)} \right)^2.$$

Если это выражение больше нуля, то для расчета применяется формула (4); если меньше нуля – формула (5).

Перемещения в пластине в случае наличия цилиндрической области сопротивления радиусом  $r_1$  и глубиной  $\Delta r$ , равной  $r_2 - r_1$ , получим путем простого интегрирования выражений (4), (5) в пределах действия области сопротивления. В этом случае формула для расчета перемещений в сокращенном виде будет:

$$u_{\Delta} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{2r_0}{r_2^2 - r_1^2} u dr_0,$$

где вместо  $u$  подставляется его значение из выражения (4);  $\Delta$  определяет размер области повышенного сопротивления ( $\Delta = r_2 - r_1$ ).

Перемещения в направлении, перпендикулярном плоскости пластины  $w$ ; найдем, суммируя перемещения, вызванные деформациями  $\epsilon_r$  и  $\epsilon_{\theta}$  по формуле [3]:

$$w = -\frac{\delta \nu}{E} (\sigma_r + \sigma_{\theta}) = -\frac{\nu \delta}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = \frac{\nu \delta a_n^2 \varphi}{(1+\nu)(1-2\nu)}. \quad (6)$$

Подставив в эту формулу выражение для функции перемещений  $\varphi$ , получим искомую величину.

На рис. 3 приведены значения  $w$  для пластины толщиной 1 см в диапазоне волновых чисел  $1 \leq \alpha \leq 10$ . Максимальные значения амплитуд волн, показанных на рис. 1 и 2, отличаются незначительно, но по координате не совпадают. Последнее объясняется тем, что в реальной пластине

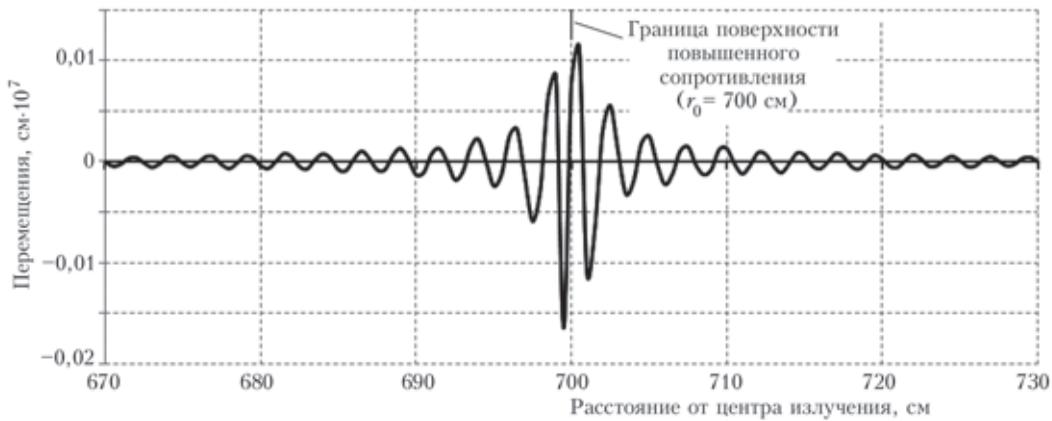


Рис. 3. Суммарные от действия напряжений  $\sigma_r$  и  $\sigma_\theta$  перемещения  $w$  в направлении, перпендикулярном плоскости пластины толщиной 1 см (исходные данные:  $a = 8000$  см;  $C_1 t = 700$  см;  $V_0 C_1 = 1 \cdot 10^{-7}$ , см<sup>4</sup>/с;  $1 \leq a_n \leq 10$  см<sup>-1</sup>, шаг 0,0001;  $b = \beta C_1 = 0,02$ )

двигается бесконечное количество элементарных волн, которые образуют мгновенные пакеты, суммарная скорость которых различна в каждый момент времени и не совпадает с рассматриваемым плоским вариантом. В то же время опыт работы с плоскими волнами показал, что результаты таких расчетов могут быть использованы на практике для оценки некоторых критериальных параметров образования и распространения АЭ волн.

Для выполнения расчетных работ, как и ранее, разработали специальную программу, позволяющую проводить аналитические исследования распространения цилиндрических волн в пластинах при любых значениях параметров, характеризующих форму и величины перемещений распространяющейся волны. Изменяемые в расчетах параметры показаны в полях исходных данных рабочего окна программы (рис.4). Выше в окне представлена формула, по которой проводится расчет выбранного в данный момент номера используемого варианта. Расчетные значения перемещений, полученные с помощью формулы (6), приведены на рис. 5, а-в. Как видно из графиков распределение

перемещений при продвижении АЭ волны по пластине в сильной мере зависит от величины коэффициента сопротивления  $b = \beta C_1$  кольца вокруг источника излучения. На рис. 5, а представлен график перемещающейся АЭ волны при  $b = 0,002$ . Видно, что влияние сопротивления кольца величиной  $b = 0,002$  незначительно влияет на форму и величины перемещений. Наблюдается максимальное значение амплитуды сигнала при значении  $C_1 t = 700$  см. По мере увеличения величины сопротивления кольца появляются отраженные от него волны, число которых увеличивается с увеличением этого сопротивления. В то же время уменьшаются амплитуды сигналов, связанные с рассеянием энергии волны по мере увеличения числа отраженных волн.

Таким образом, можно сделать вывод, что тонкое кольцо, имеющее более высокое сопротивление, чем основной материал пластины, отражает акустический сигнал и тем больше, чем выше это сопротивление.

Интересно отметить, что за границей цилиндра с незначительным повышенным акустическим сопротивлением, препятствующим распространению волн, их импульсы практически не изменяют свою форму (рис. 6, а) и идентичны тем, которые находятся в пределах кольца (на рис. 5, а). Картина резко меняется, если сопротивление среды становится большим, например  $b=10$ , как показано на рис. 5, в. В этих случаях акустическая волна теряет свою первоначальную форму, приобретает вид хаотического распределения перемещений по радиусу пластины. Еще более наглядно это изменение представлено на рис. 6, б при  $b = 100$ . В этом случае картина становится еще более сложной.

При наличии постоянного по всему объему пластины внутреннего сопротивления, определяемого коэффициентом  $\beta$ , дифференциальное уравнение и формула для расчета перемещений  $w$  примут вид:

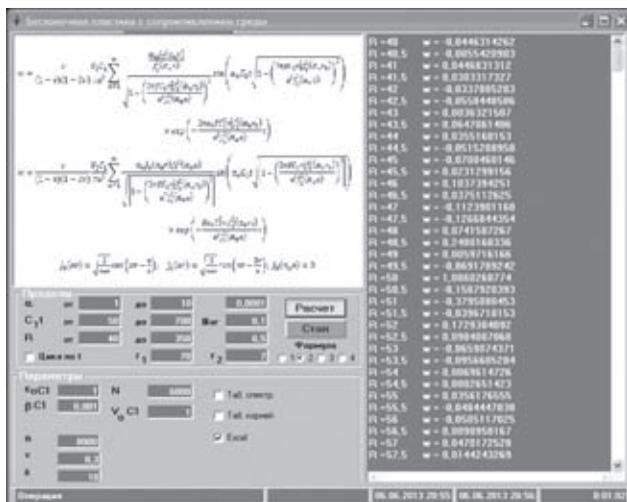


Рис. 4. Окно программы для расчета перемещений в пластине с дефектами на круге радиуса  $r_0$



$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{1}{C_1^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - a\beta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0}{\delta} \frac{\delta(r)\delta(t)}{2\pi r},$$

$$u = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0^* C_1}{2\pi\delta} \int_0^{a_2} a J_1(ar) \exp\left(-\frac{a\beta C_1^2}{2} t\right) \frac{\text{sh}(aC_1 kt)}{k} da,$$

$$u = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0^* C_1}{2\pi\delta} \int_0^{a_2} a J_1(ar) \times$$

при  $k < 0$ ,

$$\text{где } k = \sqrt{1 - \left(\frac{\beta C_1}{2}\right)^2}. \quad (7)$$

$$\times \exp\left(-\frac{a\beta C_1^2}{2} t\right) \frac{\sin(aC_1 kt)}{k} da, \quad k > 0,$$

Следует также иметь в виду, что съем информации осуществляется датчиками, установленными на контролируемой пластине. Амплитуд-

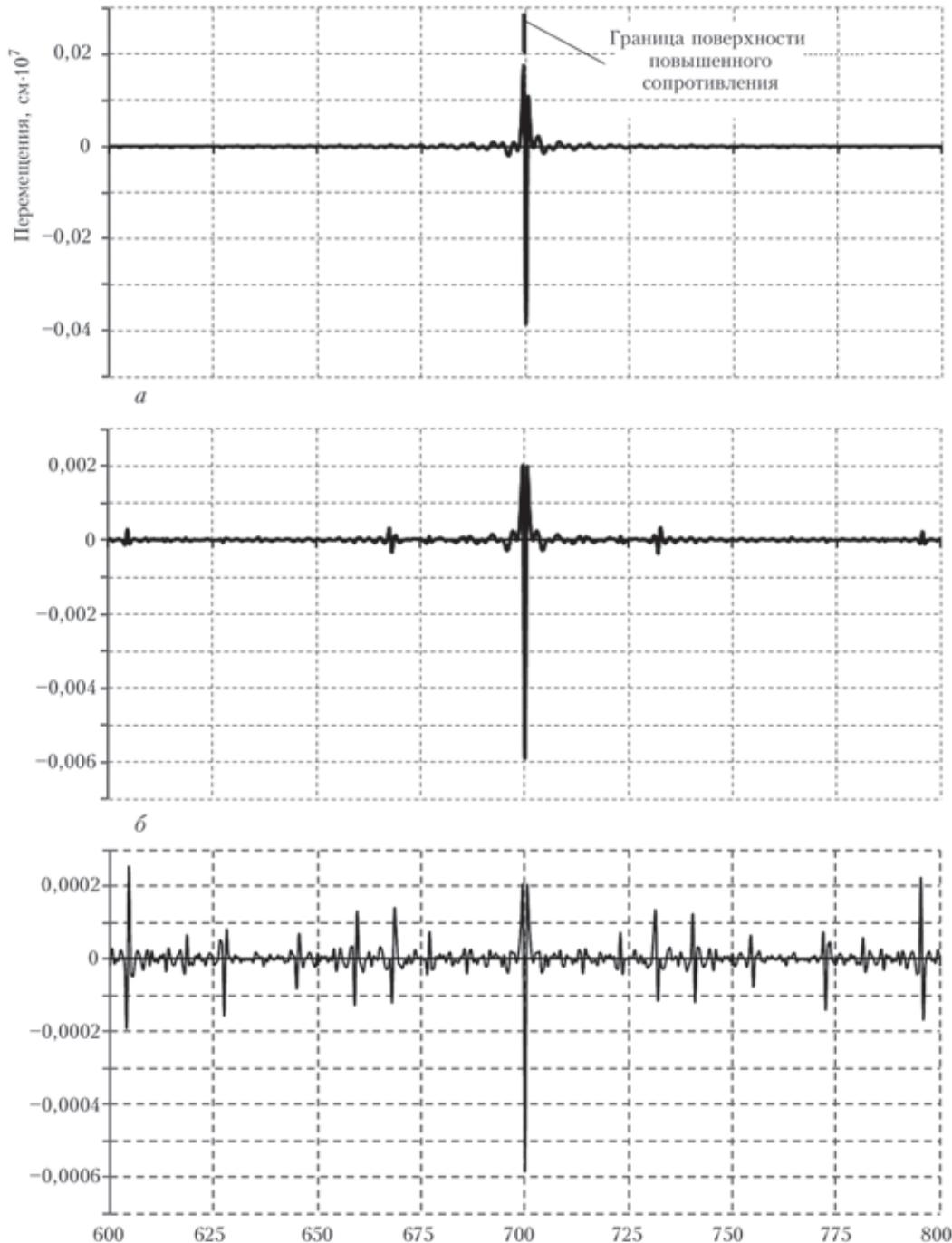


Рис. 5. Распространение АЭ волн в пластине толщиной 1 см в направлении радиуса  $u$  в зависимости от сопротивления кольца, расположенного на расстоянии 700 см от центра излучения при различных значениях  $b$ :  $a - 0,002$ ;  $b - 0,1$ ;  $v - 10$  (исходные данные см. рис. 3)

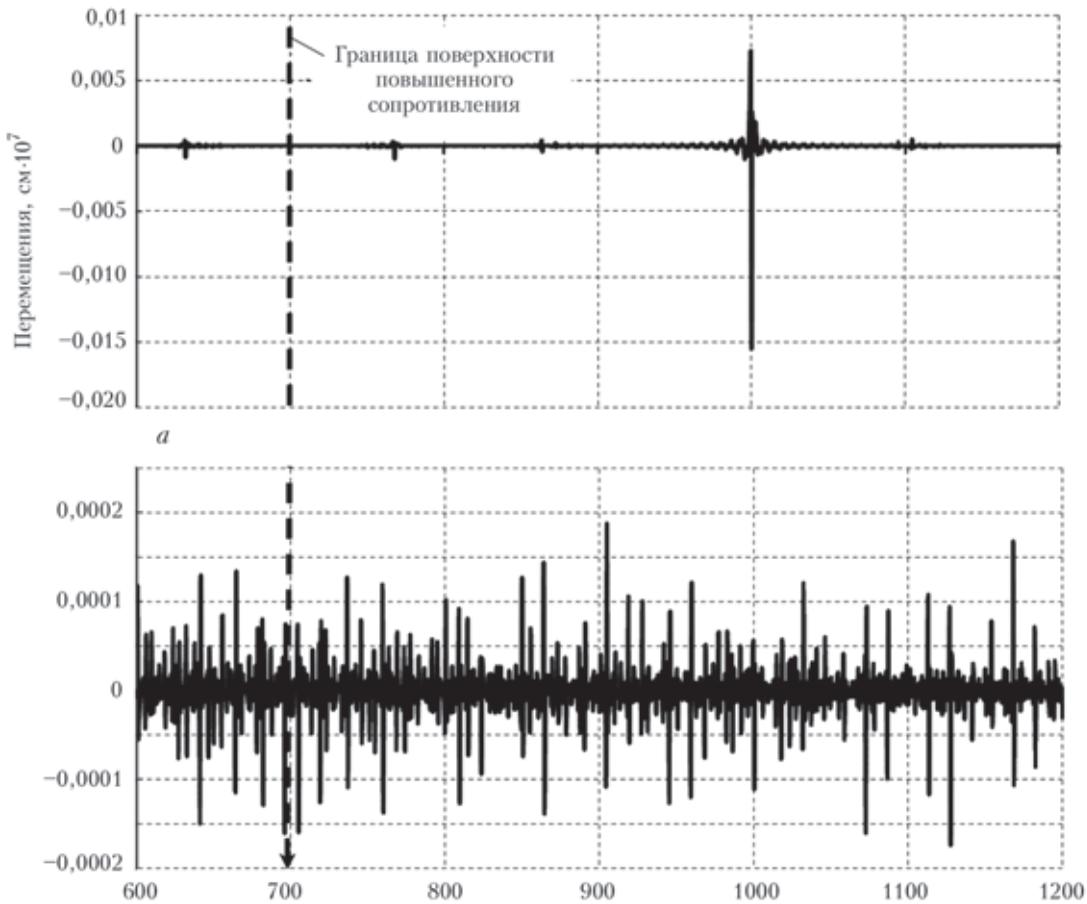


Рис. 6. Распространение акустической волны  $u$  в пластине толщиной 1 см с пиком амплитуды за пределами кольца с повышенным сопротивлением, расположенным на расстоянии 700 см от центра излучения при различных значениях  $b$ :  $a - 0,002$ ;  $b - 100$  (исходные данные расчета:  $a = 8000$  см;  $C_1 t = 1200$  см;  $V_0 C_1 = 1 \cdot 10^{-7}$  см<sup>4</sup>/с;  $1 \leq \alpha_n \leq 10$  см<sup>-1</sup>, шаг 0,0001)

но-частотные характеристики АЭ датчика в этом случае играют важную роль и, по существу, определяют параметры АЭ волн, поступающей далее на обработку в ЭВМ. Поэтому для определения параметров АЭ волн, поступающие на обработку, необходимо знать характеристики датчиков и интегрирование по формуле осуществлять с учетом этих характеристик в пределах их работоспособности, определяемых волновыми числами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

Если принять во внимание, что [9]:

$$J_1(ar) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \sin(ar \sin \theta) d\theta,$$

то в случае бесконечного промежутка интегрирования значения перемещений  $u$  могут быть рассчитаны по следующей формуле:

$$u = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0^* C_1}{\pi^2 \delta} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \frac{\left[ \left( \frac{\beta C_1^2 t}{2} \right) - (C_1 t k + r \sin \theta)^2 \right]}{\left[ (C_1 t k + r \sin \theta)^2 + \left( \frac{C_1^2 \beta t}{2} \right)^2 \right]^2} d\theta$$

$$\frac{\left( \frac{\beta C_1^2 t}{2} \right)^2 - (C_1 t k + r \sin \theta)^2}{\left[ (C_1 t k + r \sin \theta)^2 + \left( \frac{C_1^2 \beta t}{2} \right)^2 \right]^2} d\theta \text{ при } k > 0.$$

### Выводы

1. Выполненные расчеты объемной и плоской задачи по распространению АЭ волн в пластинах показали, что независимо от способа расчета значения перемещений  $w$  резко уменьшаются примерно через  $\pm 15$  см по обе стороны максимального значения импульса, а сами перемещения незначительно отличаются по амплитуде и сдвинуты по отношению друг к другу.

2. С учетом п.1 математическая модель распространения упругих волн в пластинах с небольшими погрешностями, но с достаточной практической достоверностью может быть построена в плоском варианте при действии мгновенного линейного источника возмущения.

3. На основе проделанных работ и с учетом п.п.1 и 2 создана программа аналитического исследования этих процессов. Программа позво-



ляет в широком диапазоне исходных параметров исследовать характер и амплитуды волн, распространяющихся в пластине с дефектами, приведенными к цилиндрической поверхности, удаленной от источника на расстояние  $r_0$ .

4. Расчеты, выполненные с использованием разработанной модели, показали, что наличие дефектов структуры материалов, выражающиеся в увеличении акустического сопротивления областей, содержащих эти дефекты, приводит к появлению отраженных волн, распространяющихся симметрично в обе стороны от цилиндрической поверхности с дефектами, поверхность становится источником излучения.

5. Число отраженных волн и их амплитуда зависят от величины коэффициента сопротивления области с дефектами. При этом отраженных волн становится больше, а их амплитуда меньше с увеличением сопротивления.

6. Значения амплитуд акустических волн за пределами области повышенного сопротивления существенно зависят от величины этого сопротивления, выраженного коэффициентом  $b$ .

1. Недосека А. Я., Недосека С. А. Влияние локального скопления дефектов на распространение волн акустической эмиссии. Сообщение 1 // Техн. диагностика и неразруш. контроль. – 2013. – № 2. – С. 3–8.
2. Недосека А. Я., Недосека С. А., Бойчук О. И. Влияние локального скопления дефектов на распространение волн акустической эмиссии. Сообщение 2 // Там же. – 2013. – № 2. – С. 9–14.
3. Механіка руйнування і міцність матеріалів / Під заг. ред. В. В. Панасюка. Довід. посіб. Т.5. Неруйнівний контроль і технічна діагностика / Під ред. З. Т. Назарчука. – Львів: ФМІ, 2001. – 1132 с.
4. Недосека А. Я., Недосека С. А., Волошкевич И. Г. О движении волн акустической эмиссии с большими скоростями // Техн. диагностика и неразруш. контроль. – 2013. – № 1. – С. 3–9.
5. Деч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z преобразования. – М.: Наука, 1971. – 288 с.
6. Акустическая эмиссия и ресурс конструкций / Б. Е. Патон, Л. М. Лобанов, А. Я. Недосека и др. – Киев: Индпром, 2012. – 312 с.
7. Недосека А. Я. Основы расчета и диагностики сварных конструкций / Под ред. Б. Е. Патона. – Киев: Индпром, 2008. – 815 с.
8. Трантер К. Дж. Интегральные преобразования в математической физике. – М.: Гостехиздат, 1956. – 204 с.
9. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. – М.: Наука, 1967. – 444 с.

Processes of acoustic wave distortion, caused by presence of plate defects are considered. The problem is solved for planar case when a single cylindrical wave is moved in the plate with velocity  $C_1$ . It is shown that this variant could be acceptable for distance of around 5 cm and more from the place of wave excitation source application. A special computer program was developed allowing performance of analytic studies of cylindrical wave propagation in the plates at any values of parameters, characterizing form and values of movement of the propagating wave. The results of carried out calculations can be used on practice for evaluation of some criterial parameters of the AE wave formation and propagation. It is shown, in particular, that density and dimensions of area with defects prevent propagation of the acoustic waves as a result of what the waves reflected from the defect area appear. Form of the waves, overpassed an acoustic barrier, changes significantly with increase of resistance coefficient. The calculations, performed using the developed model, showed that the presence of material structure defects, expressed by increase of acoustic resistance in the areas containing these defects, result in appearance of the reflected waves, symmetrically propagating in both sides from cylindrical surface with the defects and the surface itself transforms in emission source. Ref. 9, Figures 6.

*Keywords:* Acoustic emission (AE), AE scanning, deformation waves, mathematic modeling of physical processes.

Поступила в редакцию  
04.09.2013

**СЕДЬМАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ**  
**«Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах»**

Украина, Крым, Большая Ялта,  
 Дом творчества ученых «Кацивели» НАНУ, 22-26 сентября 2014 г.




Национальная академия наук Украины  
 Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ  
 Международная ассоциация «Сварка»

Конференция посвящена памяти  
 академика НАНУ В.И. Махненко

Основные даты

Подача заявок на участие и тезисов докладов до 03.06.2014 г. Рассылка второго информационного сообщения до 17.06.2014 г. Рассылка приглашений на конференцию и подтверждение участия до 15.07.2014 г. Оплата организационного взноса производится на основании счетов Оргкомитета или непосредственно во время проведения конференции.

**Оргкомитет**  
 Украина, 03680, г. Киев, ул. Боженко, 11  
 Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины  
 Тел./факс: (38044) 200-82-77  
 E-mail: journal@paton.kiev.ua, romanova@paton.kiev.ua  
 www.patonpublishinghouse.com