



ВОЛНЫ ДЕФОРМАЦИЙ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ЛОКАЛЬНОЙ ПЕРЕСТРОЙКЕ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ

А. Я. НЕДОСЕКА, С. А. НЕДОСЕКА, И. Г. ВОЛОШКЕВИЧ

В настоящее время отсутствуют теоретические основы метрологической аттестации метода акустической эмиссии (АЭ). Это в сильной мере сдерживает стандартизацию методик неразрушающего контроля с помощью АЭ метода, создание взаимозаменяемой АЭ аппаратуры, разработку универсальных программных продуктов, прогнозирующих возможное разрушение конструкций. Первым шагом на пути создания унифицированных диагностических АЭ средств контроля должна стать стандартизация метода АЭ. Для того, чтобы начать эту работу, необходима разработка достаточно точной и в то же время приемлемой для практических расчетов теории распространения волн деформаций от источника АЭ возмущения, призванная аналитически описать процессы переноса АЭ информации распространяющимися волнами.

At present there are no theoretical fundamentals for procedural certification of the method of acoustic emission (AE). This largely restrains standardization of NDT procedures using AE method, development of irreplaceable AE instrumentation, development of versatile software products, forecasting the possible failure of structures. A standardization of AE method should be the first step to development of unified diagnostic AE means of control. In order to start this work, it is necessary to develop a sufficiently accurate and at the same time acceptable procedure for practical calculations of the theory of deformation wave propagation from a source of AE disturbance, aimed at analytical description of the processes of AE data transfer by propagating waves. In this study the issue of such a procedure development is considered for a wave problem in a plate which developed a microdefect between its surfaces.

Введение. Вопросами расчета волновых процессов, возникающих при локальных перестройках структуры материалов, начали заниматься в 1960–1970-х гг. [6–8]. В связи с тем, что мощность вычислительных средств была невелика, большие усилия науки того времени были потрачены на выбор приемлемых методов расчета. Внимание аналитиков привлекла теория обобщенного луча, применявшаяся для расчета сейсмических процессов в геофизических задачах. Решение упрощали, поскольку не было необходимости решать динамическую задачу теории упругости в общей постановке. В этой теории упругие волны, распространяющиеся по различным траекториям вследствие многократных отражений и преломлений, рассчитывали по геометрическим траекториям в зависимости от точки, в которой требовалось получить результат расчета. Общее значение воздействия волны на материал подсчитывали путем интегрирования по лучу. Для решения этой задачи вводилось также допущение, что двигающаяся волна может быть представлена в виде конечной суммы плоских волн, одновременно проходящих через источник во всех направлениях. Каждой плоской волне приписывалась своя амплитуда. Плоские волны суммировались во всех направлениях путем интегрирования по параметру. Суммирование прямых, отраженных и преломленных плоских волн проводилось по всему их пути вплоть до точки, в которой требовалось определить результат их действия (например, перемещение поверхности пластины). Упрощение общей теории привело, однако, к сильному загромождению расчетов. Исследования волновых процессов с применением теории обобщенного луча позволило решить нескольких частных задач в сильно упрощенном варианте [7, 8]. Дальнейшие разработки в этом направлении показали необходимость решения общей задачи теории упругости. Попытки решения задачи численными методами сдерживались также недостаточно высокой для решения таких задач производительностью вычислительных средств. Однако развитие технологий контроля состояния материалов с применением акустико-эмиссионного метода настоятельно требует создания надежного и приемлемого для практики способа расчета перемещений поверхности пластин при распространении упругой волны, возникшей от мгновенного сосредоточенного источника.

Учитывая специфические требования к метрологии метода АЭ, следует признать необходимым создание универсального варианта расчета, при котором с использованием современных возможностей вычислительной техники и аналитических методов решения динамической задачи теории упругости должны быть получены решения волновых уравнений с любой комбинацией параметров упругой волны. В данной работе вопрос разработки такой методики рассмотрен применительно к волновой задаче в пластине с возникшим микродефектом между ее поверхностями.

© А. Я. Недосека, С. А. Недосека, И. Г. Волошкевич, 2004

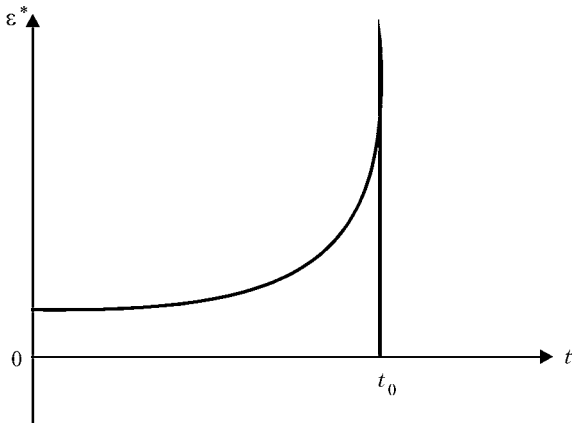


Рис. 1. Схема изменения деформации ε^* в районе возникновения микронесплошности

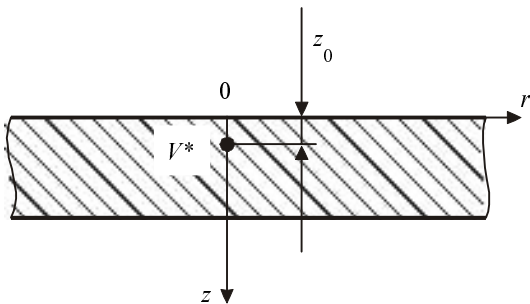


Рис. 2. Схема расчетной модели

Решение волновой задачи. Механизм возникновения и развития во времени локальной деформации внутри пластины можно представить графиком, изображенным на рис. 1.

Деформация ε^* монотонно развивается от исходного состояния до тех пор, пока в момент времени t_0 в наиболее слабом месте материала, например, в точке $(0, z_0)$, не образуется разрыв или внезапное смещение, характеризующееся быстрым сбросом деформации в этом месте до нуля или до некоторого минимального на данный период времени значения (рис. 2). На графике, представленном на рис. 1, интерес представляет лишь момент времени t_0 , когда деформация скачкообразно изменяет свое значение. Процесс деформирования материала до момента t_0 – монотонный. Динамика возникает в момент t_0 и может быть описана импульсной функцией $\delta_+(t - t_0)$. Если переместить начало координат по времени в точку t_0 , то распределение внезапно изменившегося на глубине z_0 от поверхности пластины объема V^* по осям координат и времени можно представить в виде произведения δ_+ -функций:

$$\varepsilon^* = -V^* \tau^* \frac{\delta_+(r)}{2\pi r} \delta_+(z - z_0) \delta_+(t). \quad (1)$$

Учитывая изложенное, рассмотрим пластину толщиной δ , в которой на глубине z_0 возник источник, описанный выражением (1). Предположим, что источник – дефект структуры – возник в виде микровзрыва объемом V^* в течение очень малого промежутка времени τ^* с симметричным во всех направлениях движением АЭ волны. Тогда уравнения, описывающие распространение упругих волн в пластине, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi - \frac{1}{C_1^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= -\frac{1+\nu}{1-\nu} V^* \tau^* \frac{\delta_+(r)}{2\pi r} \delta_+(z - z_0) \delta(t), \\ \nabla^2 \psi - \frac{1}{C_2^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Решим систему (2) в предположении, что тело ограничено с двух сторон и на границе выполнены условия

$$\sigma_z = \tau_{rz} = 0 \quad \text{при } z = 0, \delta.$$

При этом начальные условия задачи определяются функцией $\delta_+(t)$, что указывает на то, что при $t = +0$ возник и исчез источник излучения.

Применив преобразование Лапласа по времени t (с параметром p) и преобразование Ханкеля по координате r (с параметром α), получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial z^2} - \left(\alpha^2 + \frac{p^2}{C_1^2} \right) \bar{\varphi} &= -\frac{1+\nu}{1-\nu} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{V^*}{2\pi} \delta_+(z - z_0), \\ \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} - \left(\alpha^2 + \frac{p^2}{C_2^2} \right) \bar{\psi} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$



Граничные условия примут вид

$$\begin{aligned} \tau_{rz} &= G \frac{\partial}{\partial r} \left(2 \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) = 0, \\ \sigma_z &= -2G \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{1}{2C_2^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad \text{при } z = 0, \delta,$$

и после преобразований

$$\begin{aligned} \frac{1}{G} \tau_{rz} &= 2 \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial z} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} + \alpha^2 \bar{\psi} = 0, \\ \frac{1}{G} \sigma_z &= \left(\frac{p^2}{2C_2^2} + \alpha^2 \right) \bar{\varphi} + \alpha^2 \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad \text{при } z = 0, \delta. \tag{4}$$

Решение граничной задачи (3), (4) будем искать в виде

$$\begin{aligned} \bar{\varphi} &= C \exp(z\beta_1) + D \exp(-z\beta_1) + \frac{P_1}{\beta_1} \overbrace{\exp(-|z-z_0|\beta_1)}^{\bar{\varphi}_2}, \\ \bar{\psi} &= A \exp(-z\beta_2) + B \exp(z\beta_2), \end{aligned} \tag{5}$$

где

$$P_1 = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V^* \tau^*}{2\pi}, \quad \beta_1 = \sqrt{\alpha^2 + \frac{p^2}{C_1^2}}, \quad \beta_2 = \sqrt{\alpha^2 + \frac{p^2}{C_2^2}}.$$

Подставив значения функций $\bar{\varphi}$ и $\bar{\psi}$ из уравнений (5) в уравнения (4), получим систему уравнений для определения произвольных постоянных A, B, C, D . Приравняв определитель системы нулю, получим спектральное уравнение, которое после некоторых преобразований примет вид

$$4\gamma_1\gamma_2(1-\gamma_2^2) \left(1 - \frac{C}{2C_2^2} \right) [\text{ch}(\alpha\delta\gamma_1) \cos(\alpha\delta\gamma_2) - 1] + \left[4\gamma_1^2\gamma_2^2 - (1-\gamma_2^2)^2 \left(1 - \frac{C}{2C_2^2} \right)^2 \right] \text{sh}(\alpha\delta\gamma_1) \sin(\alpha\delta\gamma_2) = 0, \tag{6}$$

где

$$\gamma_1 = \sqrt{1 - \frac{C^2}{C_1^2}}, \quad \gamma_2 = \sqrt{\frac{C^2}{C_2^2} - 1}, \quad V^* = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \tau^*.$$

Перемещения поверхности пластины ($z = 0$) в преобразованном виде будут

$$\bar{w} = \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial z} + \alpha^2 \bar{\psi} = \frac{C_1}{\Delta} \beta_1 \exp(\beta_1 z) - \frac{D_1}{\Delta} \beta_1 \exp(-\beta_1 z) + \alpha^2 \left[\frac{A_1}{\Delta} \exp(-\beta_2 z) + \frac{B_1}{\Delta} \exp(\beta_2 z) \right] + \overbrace{P_1 \exp[-(z_0 - z)\beta_1]}^{\bar{w}_2}. \tag{7}$$

После выполнения обратных преобразований для w_1 будем иметь:



$$w_1 = - \int_0^{\infty} \frac{1+v}{1-v} \frac{4R_0^3}{3} \gamma_1 \gamma_2 \left(\frac{C}{C_2} \right) \frac{\alpha^2 (C_2 t_0) \sin \left(\alpha \frac{C}{C_2} C_2 t \right)}{\Delta_2'} \times$$

$$\times \left\{ 16 \gamma_1 \gamma_2 (1 - \gamma_2^2) [\text{ch}(\alpha \gamma_1 z_0) - \text{ch}[\alpha \gamma_1 (\delta - z_0)]] \cos(\alpha \gamma_2 \delta) \right\} -$$

$$- 16 \gamma_1^2 \gamma_2^2 e^{-\alpha \gamma_1 z_0} \text{sh}(\alpha \gamma_1 \delta) \sin(\alpha \gamma_2 \delta) + 4(1 - \gamma_2^2)^3 \text{sh}[\alpha \gamma_1 (\delta - z_0)] \sin(\alpha \gamma_2 \delta) +$$

$$+ 8 \gamma_1 \gamma_2 (1 - \gamma_2^2)^2 \text{sh}(\alpha \gamma_1 z_0) [e^{-\alpha \gamma_1 \delta} \cos(\alpha \gamma_2 \delta) - 1] +$$

$$+ (1 - \gamma_2^2)^4 [e^{-\alpha \gamma_1 (\delta - z_0)} - e^{-\alpha \gamma_1 z_0} \text{ch}(\alpha \gamma_1 \delta)] \sin(\alpha \gamma_2 \delta) \Big\} J_0(\alpha r) d\alpha, \tag{8}$$

где

$$\Delta_2' = 8 \left\{ \gamma_1^2 - \gamma_2^2 + 2\gamma_2^4 - \gamma_2^6 - 4\gamma_1^2 \gamma_2^2 - 3\gamma_1^2 \gamma_2^4 + 6\gamma_1^2 \gamma_2^6 \right\} [\text{ch}(\alpha \delta \gamma_1) \cos(\alpha \delta \gamma_2) - 1] +$$

$$+ 8 \left\{ \gamma_1 \gamma_2 + 4\gamma_1^3 \gamma_2 - 6\gamma_1 \gamma_2^3 + 2\gamma_1 \gamma_2^5 - \gamma_1 \gamma_2^7 + 8\gamma_1^3 \gamma_2^3 \right\} \text{sh}(\alpha \delta \gamma_1) \sin(\alpha \delta \gamma_2) -$$

$$- \alpha \delta \left\{ \gamma_1 + 5\gamma_1 \gamma_2^2 - 14\gamma_1 \gamma_2^4 + 10\gamma_1 \gamma_2^6 - 3\gamma_1 \gamma_2^8 + \gamma_1 \gamma_2^{10} - 24\gamma_1^3 \gamma_2^2 - 8\gamma_1^3 \gamma_2^6 \right\} \text{sh}(\alpha \delta \gamma_1) \cos(\alpha \delta \gamma_2) -$$

$$- \alpha \delta \left\{ 9\gamma_1^2 \gamma_2 + 4\gamma_1^2 \gamma_2^3 - 2\gamma_1^2 \gamma_2^5 + 4\gamma_1^2 \gamma_2^7 + \gamma_1^2 \gamma_2^9 - 16\gamma_1^4 \gamma_2^3 - \gamma_2 + 4\gamma_2^3 - 6\gamma_2^5 + 4\gamma_2^7 - \gamma_2^9 \right\} \times$$

$$\times \text{ch}(\alpha \delta \gamma_1) \sin(\alpha \delta \gamma_2).$$

Обратное преобразование Лапласа выполним по таблицам интегральных преобразований [24, стр.222] сначала для функции $\overline{\varphi_2}$, а затем для w_2 :

$$\overline{\varphi_2} = \frac{P_1 \exp \left[-(z_0 - z) \sqrt{\alpha^2 + \frac{P^2}{C_1^2}} \right]}{\sqrt{\alpha^2 + \frac{P^2}{C_1^2}}} = P_1 \frac{\exp \left(-\frac{z_0 - z}{C_1} \sqrt{\alpha^2 C_1^2 + P^2} \right)}{\frac{1}{C_1} \sqrt{\alpha^2 C_1^2 + P^2}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \overline{\varphi_2} = P_1 C_1 J_0 \left[\alpha C_1 \sqrt{t^2 - \left(\frac{z_0 - z}{C_1} \right)^2} \right] = P_1 C_1 J_0 \left[\alpha \sqrt{C_1^2 t^2 - (z_0 - z)^2} \right],$$

$$\overline{w_2} = \frac{\partial \overline{\varphi_2}}{\partial z} = - \frac{\alpha P_1 C_1 (z_0 - z)}{\sqrt{(C_1 t)^2 - (z_0 - z)^2}} J_1 \left[\alpha \sqrt{(C_1 t)^2 - (z_0 - z)^2} \right].$$

Выполнив обратное преобразование Ханкеля, при $z = 0$ получим:

$$w_2 = - \frac{P_1 C_1 z_0}{\sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2}} \int_0^{\infty} \alpha^2 J_0(\alpha r) J_1 \left[\alpha \sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2} \right] d\alpha.$$

Для вычисления интеграла в w_2 вначале найдем неопределенный интеграл

$$- \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \alpha^2 J_0(\alpha r) J_1 \left[\alpha \sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2} \right] d\alpha db = \int_0^{\infty} \alpha J_0(\alpha r) J_0 \left[\alpha \sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2} \right] d\alpha = \frac{\delta_+(r - b)}{r}.$$

Выполнив дифференцирование по b и заменив функцию δ_+ ее приближенным значением, вернемся к функции w_2 :



$$\begin{aligned}
 w_2 &= \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{1}{2\pi} \frac{V^* \tau^* C_1 z_0}{\sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2}} \frac{\partial}{\partial b} [\delta_+(r-b)] \approx \\
 &\approx \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{1}{2\pi r} \frac{V^* \tau^* C_1 z_0}{\sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2}} 2m^3 (r-b) \exp[-m^2 (r-b)^2] \Rightarrow \\
 \Rightarrow w_2 &\approx \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V^* \tau^* C_1 z_0 m^3 \left(r - \sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2} \right)}{\pi r \sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2}} \exp \left[-m^2 \left(r - \sqrt{(C_1 t)^2 - z_0^2} \right)^2 \right] = \\
 &= \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V^* \tau^* C_2 z_0 m^3 (r - C_1 t)}{\pi C_2 r} \exp[-m^2 (r - C_1 t)^2].
 \end{aligned}
 \tag{9}$$



Рис. 3. Окно программы расчета волновых уравнений для Microsoft Windows

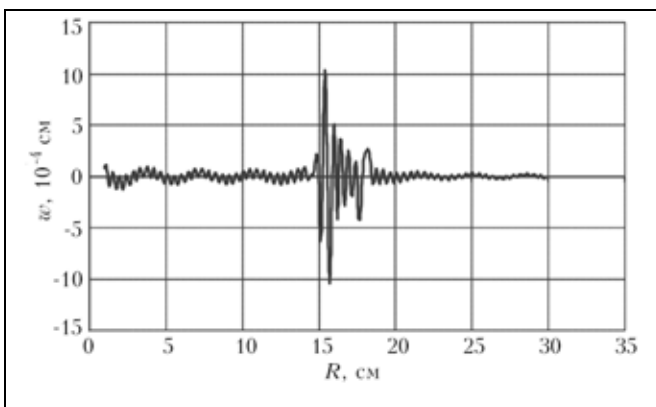


Рис. 4. Движение АЭ волны в пластине толщиной 2 мм ($C_2t = 10$ см в полосе волновых чисел 1...14 1/см)

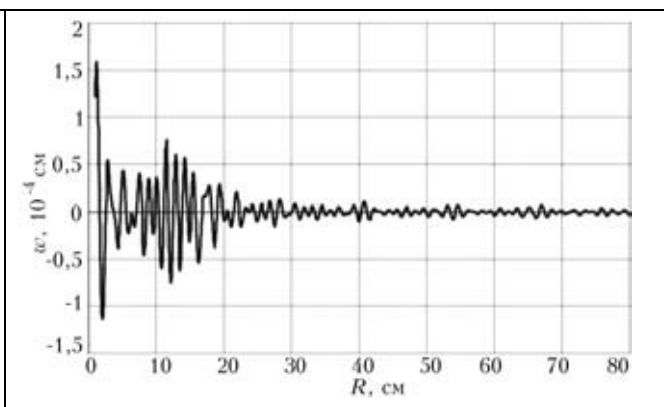


Рис. 5. АЭ волна в пластине толщиной 10 мм ($C_2t = 10$ см в полосе волновых чисел 1...5 1/см)

Последнее выражение получено для больших значений $C_1 t$. Коэффициент m характеризует интенсивность нарастания и спада фронта продольной волны, передвигающейся со скоростью C_1 . Следует отметить, что волна, имеющая свойства δ -функции, представляет собой острый бесконечно большой по амплитуде импульс. Естественно, зафиксировать его обычными приборами акустической эмиссии не представляется возможным. В то же время, необходимо иметь в виду, что дефекты,



имеющие конечную величину активной поверхности, будут генерировать конечные значения амплитуды с конечным временем действия. В наших расчетах были использованы экспериментальные данные непосредственного измерения амплитуд акустической эмиссии. При этом полученные отношения между продольными и поперечными волнами были использованы при построении функции w_2^* . Окончательное выражение для расчета перемещений поверхности пластины, вызванные действием распространяющейся волны, будет состоять из суммы двух перемещений w_1 (8) и w_2 (9).

Численное решение и результаты расчетов. Для решения интегральных уравнений типа (8) следует применять численные методы. С учетом того, что подынтегральная функция является быстро осциллирующей и содержит функцию Бесселя нулевого порядка, также представляющую собой интеграл, был разработан ряд методов по оптимизации расчетов. В частности, для интегрирования использован известный метод трапеций, а для функции Бесселя при определенных условиях выполнена замена интеграла через элементарные функции. Учитывая большую величину экспонент с положительным показателем в знаменателе и малость экспонент с отрицательным показателем в числителе, после анализа также вводили соответствующие ограничения и замены.

Программирование проведено в рамках объектно-ориентированной модели (рис. 3), что позволило обеспечить быструю и качественную отладку функционирования структур типа связанных списков, примененных для сохранения результатов вычисления корней спектральных уравнений и значений подынтегральных функций и самих интегралов.

Численный расчет позволил получить ряд важных результатов, имеющих практическое значение.

Рассмотрим некоторые примеры движения упругой АЭ волны в пластинах бесконечных размеров толщиной 0,2 и 1 см.

При измерении сигналов акустической эмиссии применяют резонансные датчики на основе пьезокерамики, имеющие вполне определенную пропускную способность по частоте. В экспериментах, проведенных в Институте электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины, применяли АЭ датчики, пропускающие АЭ волны в диапазоне 50...500 кГц. Поэтому для сопоставления с данными эксперимента аналитические и численные расчеты выполняли в этом же диапазоне. В терминах волновых чисел α (1/см), этот диапазон примет следующее значение:

$$\alpha = \frac{2\pi f}{C} = 2\pi \frac{50...500}{C_2...C_1} \cdot 10^3 = 1...5 \text{ 1/см.}$$

Для получения w интегрирование выражения (8) будем вести в этих пределах. Для пластины толщиной 2 мм получим амплитудную характеристику волны, представленную на рис. 4.

Для пластины толщиной 10 мм будем иметь несколько другое амплитудное распределение, представленное на рис. 5.

Рассматривая графики распространения акустических волн, представленных на рис. 4 и 5, можно заметить, что в обоих случаях отсутствует явно выраженный единственный пик амплитуды волны. Имеется набор волн, двигающихся с различными скоростями по поверхности пластин.

В то же время видна четкая локализация группы волн в районе 15...18 см в пластине толщиной 2 мм и 1...18 см для пластины толщиной 10 мм.* Физические эксперименты, проведенные на реальных металлических пластинах толщиной 2 мм (рис. 6, вклейка) дают примерно ту же картину, что и расчет. Данную особенность хорошо иллюстрируют спектральные характеристики волн, представленные на рис. 7 и 8 (вклейка). Особенно наглядное представление сказанному дает график на рис. 8.

* Данные отношений между амплитудами продольной и поперечной волн были получены при обработке результатов эксперимента с генерированием упругих волн ударом стальной проволоки диаметром 0,4 мм по поверхности пластины толщиной 2 мм изготовленной из алюминий-магниевого сплава АМг6. Для приема акустических волн использовали резонансные датчики на основе пьезокерамики и лучевой осциллограф. Частотный диапазон датчиков составлял 50...500 КГц. Среднее значение отношения амплитуд для серии экспериментов из 10 проб составило 1:3. Эксперименты были выполнены В.И. Калемановым.

** Более толстые пластины вызывают серьезные трудности при расчетах перемещений w . Причина заключается в медленной сходимости достаточно сложной и сильно осциллирующей подынтегральной функции в формуле (8). Причем, число осцилляций существенно возрастает с увеличением толщины пластины. Поэтому результаты расчета, представленные на рис. 5, показывают незначительные амплитуды сигнала акустической эмиссии за пределами рассматриваемого диапазона, который ограничивает распространение АЭ волн значением скорости продольной волны.



График построен для волновых чисел от 0,01 до 90 1/см, что соответствует приблизительно частотному диапазону от 500 Гц до 7,5 МГц.

Проведенные расчеты показывают принципиальную возможность применения разработанной методики для оценки параметров акустической эмиссии, возникающей в пластинах при локальной перестройке структуры их материала, путем выполнения расчетов, базирующихся на точном аналитическом решении волновых уравнений. В указанные расчеты должен быть также включен анализ спектральных характеристик АЭ датчиков.

Рассмотрим последний вопрос данной статьи – прогнозирование дальнейшего развития метрологии метода акустической эмиссии. Теоретическое исследование феномена АЭ, с точки зрения авторов, развивается вполне удовлетворительно. Тенденции многих лет показывают, что развитие самого метода тесно связано с развитием вычислительной и измерительной техники. Даже при современном уровне вычислительной техники для проведения расчетов такого порядка сложности, как в данной статье, в приемлемые временные сроки, требуется многократное увеличение ее мощности. Если основные параметры компьютера выразить через тактовую частоту и физическую память, то наилучшими для расчетов такой сложности были бы значения этих величин соответственно 30 ГГц и 30 Гб. Конечно, это достаточно серьезные показатели. Когда они будут достигнуты, произойдет существенное изменение в достоверности оценки состояния конструкций на основе АЭ данных. Если на первом этапе развития метода оценку осуществляли эксперты-люди на основе имеющихся знаний и опыта, а на данном этапе экспертную оценку осуществляет компьютер на основе статистических характеристик с использованием вектора состояния материала, то в недалеком будущем может состояться переход к оценке состояния материала на основе точных аналитических решений волновых задач.

Метод АЭ в свою очередь требует повышения качества и быстродействия измерительных приборов, поскольку необходимо более точно и с большей степенью надежности измерять результаты акустического отклика материала на внезапную перестройку его структуры.

Прогноз развития метода АЭ, выполненный в 1986 г. с привлечением компьютерных средств, показал (рис. 9), что к 2010 г. наука, компьютерная технология и измерительная техника позволят создать качественно новый уровень получения данных акустической эмиссии и их интеллектуального анализа. Можно предположить, что прогноз был достаточно верным, поскольку предсказанное на 1995 г. появление АЭ систем, успешно использующих статистические методы для оценки состояния материала, полностью оправдалось.

Таким образом, приблизительно в 2010 г. следует ожидать воплощения новых технологий, базирующихся на распознавании волновых процессов, в конкретных АЭ системах, что позволит решить на качественно новом, высоком уровне сложные вопросы метрологии данного метода.

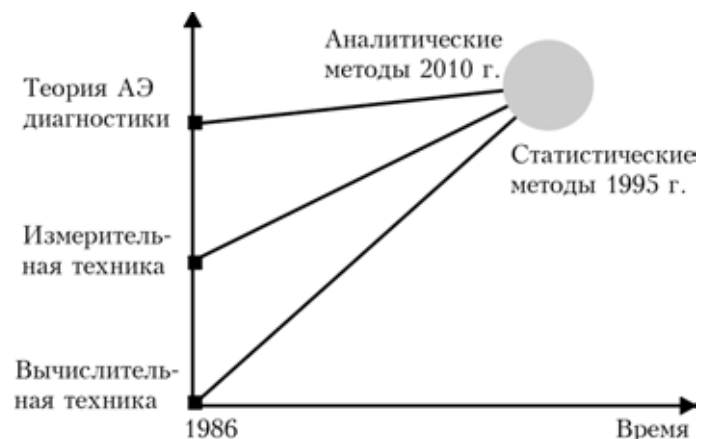


Рис. 9. Гипотетический график развития работ в Украине в направлении теории, методов и средств в области АЭ

Выводы. Получены аналитические выражения для расчета перемещений поверхности крупногабаритных пластин малых и средних толщин, позволяющие проводить расчетный анализ процессов образования волн в пластинах и их распространения на различные расстояния от источника. Расчетным путем получен спектральный состав волн, распространяющихся по пластине. Показана зависимость скорости распространения волны от ее частоты. Так, в пластине толщиной 10 мм в диапазоне волновых чисел от 0 до 90 1/см число элементарных волн, движущихся в пластине, равно 226. Такое количество волн, распространяющихся с различными скоростями, приводит к сложной форме суммарной волны и создает трудности при ее локации. В ближайшие годы следует ожидать существенных изменений в метрологии АЭ метода и способах принятия решения о состоянии объектов АЭ контроля, что связано с развитием аналитических методов оценки состояния материала на базе данных АЭ и прогрессом вычислительной техники.



1. Патон Б. Е. Современные направления исследований и разработок в области сварки и прочности конструкций // Автомат. сварка. — 2003. — Октябрь-ноябрь. — С. 7–13.
2. Патон Б. Е., Лобанов Л. М., Недосека А. Я. Техническая диагностика: вчера, сегодня и завтра // Техн. диагностика и неразруш. контроль. — 2003. — № 4. — С. 6–10.
3. Paton B. E., Nedoseka A. J. Diagnostic of designs and safety of an environment // the Report on international conference "The human factor and environment" International Institute of Welding. — July 19-20. 1999. Lisbon, Portugal.
4. Недосека А. Я. Основы расчета и диагностики сварных конструкций / Под редакцией Б. Е. Патона. — Киев: Индпром, 2001. — 815 с.
5. Недосека А. Я. Влияние характера локальных изменений структуры материала на формирование упругих волн деформаций на поверхности толстой пластины // Техн. диагностика и неразруш. контроль. — 1991. — № 3. — С. 66–73.
6. Pao Y. H., Gajevski R. R. Generalized ray theory and transient response of layered elastic solids // Physical acoustics. — 1997. — Т. 3. — № 6. — P. 184–265.
7. Yih-Hsing Pao, Ralph Gajevski, Ahmet N. Ceranoglu. Acoustic emission and transient waves in an elastic plate // J. Acoust. Sos. Am. — Jan. 1979. — 65(1) — P. 96–105.
8. Richard L. and Yih-Hsing Pao. Spectra of transient waves in elastic plates // J. Acoust. Sos. Am. — December. 1982. — 72(6) — P. 1933–1941.
9. Недосека А. Я., Бойчук О. И. Аналитическое фундаментальное решение пространственной задачи термопластичности для слоя из неизотермического материала // Техн. диагностика и неразруш. контроль. — 1996. — № 3. — С. 3–16.
10. Недосека С. А. Контроль линии синтеза аммиака системой АЭ диагностики ЕМА-3У // Там же. — 2003. — № 4. — С. 24–28.
11. Gillis P. P. Dislocation motions and acoustic emission / A symposium presented at the December Committee Week American Society for Testing and Materials // Bal Harbour. — 1971. — 7-8 December. — P. 20–29.
12. Tetelman A. S., Chow R. Acoustic emission testing and micro cracking processes / Ibid. — P. 30–40.
13. Nakamura Yosio, Veach C.L., McCauley B.O. Amplitude distribution of acoustic emission signals / Ibid. — P. 164–186.
14. Fowler K. A. and Papadakis E. P. Observation and analysis of simulated ultrasonic acoustic emission waves in plates and complex structures / Ibid. — P. 222–237.
15. Hartbower C. E., Reuter W. G., Morais C. F., Crimmins P. P. Use of acoustic emission for the detection of weld and stress corrosion cracking / Ibid. — P. 187–221.
16. Balderston H. L. The broad range detection of incipient failure using the acoustic emission phenomena / Ibid. — P. 297–317.
17. Недосека А. Я., Бойчук О. И., Обсиенко М. А. К вопросу об оценке погрешности определения координат источников акустико-эмиссионной информации на линейных объектах // Техн. диагностика и неразруш. контроль. — 1999. — № 1. — С. 68–70.
18. Алешин Н. П. Новые информационные системы неразрушающего контроля и диагностики сварных конструкций // Автомат. сварка. — 2003. — Октябрь-ноябрь. — С. 64–69.
19. Фролов К. В., Махутов Н. А., Гаденин М. М. Определение прочности, ресурса и живучести конструкций // Там же. — 2003. — Октябрь-ноябрь. — С. 89–96.
20. Панасик В. В., Дмитрах І. М. Оцінка корозійно-втомної міцності зварних з'єднань як гетерогенних систем // Там же. — 2003. — Октябрь-ноябрь. — С. 105–111.
21. Махненко В. И. Совершенствование методов оценки остаточного ресурса сварных соединений конструкций длительного срока эксплуатации // Там же. — 2003. — Октябрь-ноябрь. — С. 112–121.
22. Скальський В. Р. Оцінка накопичення об'ємної пошкодженості твердих тіл за сигналами акустичної емісії // Техн. диагностика и неразруш. контроль. — 2003. — № 4. — С. 29–36.
23. Гиренко В. С., Рабкина М. Д., Гиренко С. В. Физико-механические изменения в сталях при эксплуатации в водородо-содержащих средах // Там же. — 2003. — № 4. — С. 18–23.
24. Бейтман Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований // Т.1. Преобразования Фурье, Лапласа, Меллина. — М.: Наука, 1969. — 343 с.

Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины,
Киев

Поступила в редакцию
01.06.2004