



АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ И КВАНТОВЫЙ ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

А. Я. НЕДОСЕКА, С. А. НЕДОСЕКА

Рассмотрен вопрос образования и распространения квантов волн акустической эмиссии, тесно связанных с дискретным характером развития разрушения и накопления повреждений (дефектов). Измерение и анализ волн деформаций позволяет судить о степени поврежденности материала и влиянии этого процесса на несущую способность конструкции.

The paper deals with formation and propagation of acoustic emission wave quanta closely related to the discrete nature of fracture development and accumulation of damage (defects). Measurement and analysis of deformation waves allows assessment of the degree of material damage and influence of this process on the structure load-carrying capacity.

Разработки в области квантовой механики разрушения (КМР) появились в связи с необходимостью более тонкого, начиная с микроуровня, исследования процессов зарождения очагов разрушения и их развития во времени, когда перемещение и группирование дислокаций только начинают обозначать области материала, в которых будут формироваться и развиваться трещины и протекать разрушение [12].

Более точная теория также необходима для анализа волновых процессов, сопровождающих разрушение материалов. Волны деформаций несут информацию об этих процессах и дают возможность их анализировать и управлять ими. Для этих целей используются методы и аппаратура, позволяющие улавливать и расшифровывать волны деформаций материала. Поскольку процесс излучения волн деформаций принято называть акустической эмиссией, то аппаратура, регистрирующая и расшифровывающая эти волны, называется акустико-эмиссионной, а метод исследования физических процессов, протекающих в материалах и связанных с излучением волн деформаций — акустико-эмиссионным (АЭ).

Мы будем рассматривать лишь небольшую часть КМР с применением метода АЭ, которая может быть использована при оценке состояния материалов конструкций без их разрушения.

Физические исследования разрушения материалов показывают, что этот процесс протекает дискретно [1, 2, 5–7, 12, 15], когда каждая последующая порция (квант) деформации возникает в результате резкого изменения состояния материала вначале в микрообъеме, когда образуются и развиваются отдельные несплошности в виде пор, а затем во все более увеличивающемся объеме металла. Последующее накопление повреждений приводит к образованию и росту трещин и разрушению.

На рис. 1 показаны результаты испытания стального образца на растяжение с использованием группы датчиков АЭ. Из рисунка видно, что прирост деформации происходит дискретно практически на всем участке растяжения образца вплоть до окончательного разделения его на две части. Синим цветом выделены столбики всплесков АЭ взрывного характера. Эта часть АЭ представляет кванты разрушения, накапливающиеся в процессе деформирования образца в контролируемом кластере. Зеленым цветом в нижней части графика показана непрерывная эмиссия, связанная с развитием разрушения по всему объему контролируемой области. Ее минимальное значение составляет $2 \cdot 10^{-7}$ см. Верхняя красная кривая показывает растягивающую нагрузку, действующую на образец в процессе испытаний.

На развитие образованного в процессе деформирования или уже существующего дефекта оказывают влияние многие факторы. Часть из них известна, но можно предположить, что есть и такие, о существовании которых мы пока не знаем. Сказанное существенно влияет на качество расчета критических состояний материалов конструкций. Для контролеров, занимающихся оценкой состояния материалов, задача может быть упрощена. Так, начало разрушения и сам процесс постепенной потери материалом несущей способности, как правило, начинается при неблагоприятном сочетании ряда отдельных факторов, влияющих на работоспособность конструкции в процессе ее эксплуатации. На рис. 2 представлена схема сигнализации материала о своем состоянии при неблагоприятном сочетании нескольких факторов, например, напряженного состояния, степени потери материалом служебных свойств в результате старения при эксплуатации, неблагоприятной рабочей температуры. Если сочетание указанных факторов достигнет критического значения, то появится область, содержащая недопустимое коли-

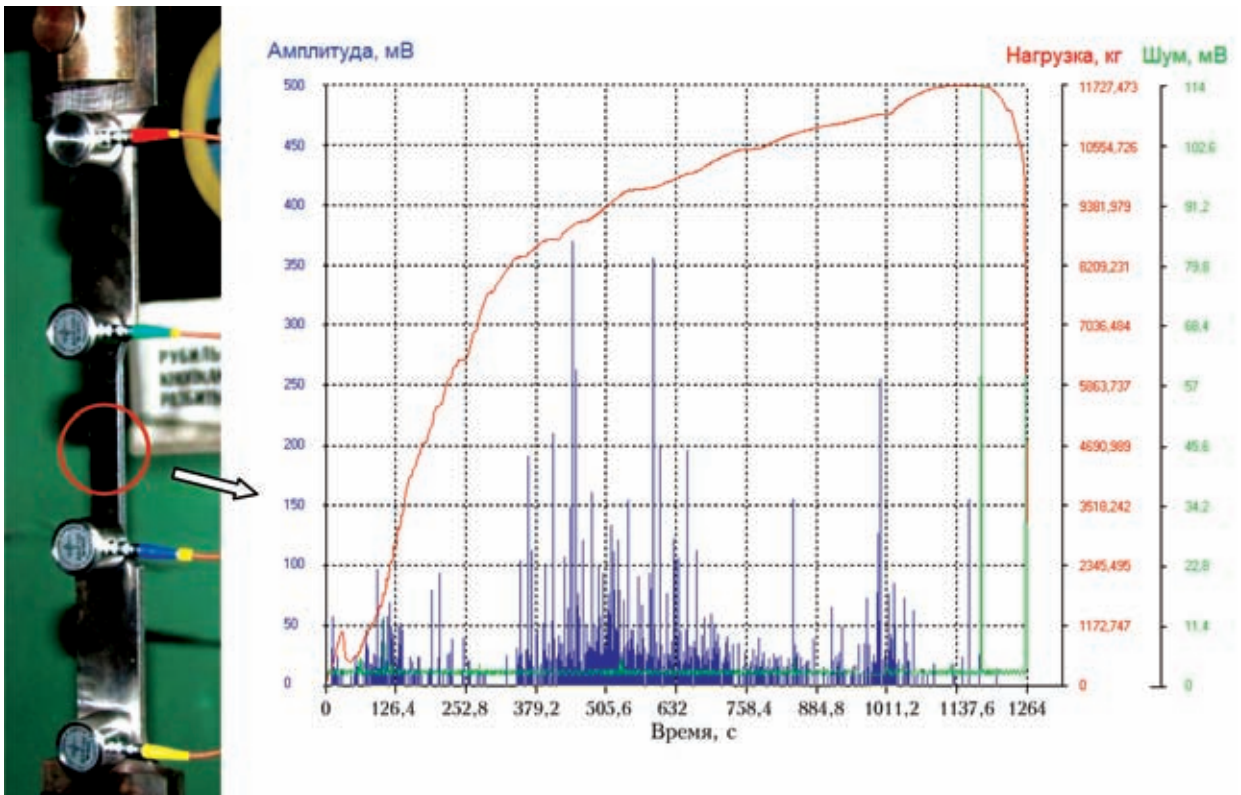


Рис. 1. Испытание образца из стали 17Г1С на растяжение с использованием датчиков АЭ



Рис. 2. Факторы, влияющие на возникновение и развитие разрушения, и квант АЭ как отклик материала на свое состояние

чество дефектов, которые начнут скачкообразно объединяться.

Дискретное, скачкообразное развитие дефектов приводит к появлению импульсов (квантов) АЭ, сигнализирующих о начале разрушения материала. Дальнейшее развитие процесса будет сопровождаться все более интенсивным выделением квантов АЭ, материал таким способом будет все время сигнализировать о своем состоянии. Рассмотрим возникновение квантов АЭ в достаточно толстой пластине, когда наличием отражения волн от ее нижней границы можно пренебречь. Теоретически такую среду можно представить в виде полупространства, показанного на рис. 3.

Задача о распространении упругих волн в пластинах от дискретного

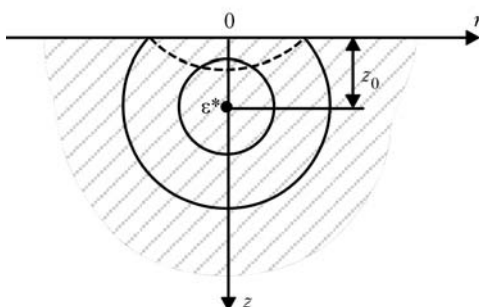


Рис. 3. Источник АЭ в полупространстве

точечного источника решалась многими специалистами. Недостатком решения была громоздкость математической модели и трудность получения результатов в замкнутом виде [16, 18, 20]. Кроме того, способы практической реализации принятых моделей не позволяли дать полный анализ спектра волн, возникающих от единичного источника. В приведенной ниже модели мы попытались избежать ограничения по количеству волн, участвующих в образовании суммарной волны при точечном источнике излучения за



счет применения преобразований Лапласа. Такое преобразование, как показал Деч Г. [3], позволяет учесть все элементарные волны, составляющие суммарную волну.

Прежде чем приступить к решению поставленной задачи целесообразно рассмотреть границы области, в которой АЭ аппаратура будет реагировать на процессы, протекающие в материалах при разрушении. Поскольку все процессы разрушения материалов связывают с возникновением и перемещением дислокаций, рассмотрим этот вопрос применительно к нашей задаче.

Двигающиеся вдоль плоскостей скольжения дислокации постепенно накапливаются у препятствия, например, на границе зерна [4, 8, 11, 13, 14, 19]. Показано, что, если количество сжатых дислокаций для металлов достигнет на границе 100 единиц и более, происходит образование микротрещины, длина которой растет от атомной (10^{-7} см) до окончательной за очень малый промежуток времени и составляет 10^{-5} см. Выше было показано, что весь процесс разрушения протекает дискретно. Объем металла, в котором произошло скачкообразное образование микротрещины, можно приближенно подсчитать, исходя из предположения, что дислокации приходят в зону трещины с разных направлений и в этом не последнюю роль в зоне слияния играет изменяющееся по направлению поле главных напряжений.

Тогда, предположив, что образование микротрещины происходит в микрообъеме, ограниченном шаром радиуса a_1 , можно положить $V_0^* = 4/3\pi a_1^3$ и $V_0^* = V_1^* t_1$ (рис. 4). Здесь t_1 — время реализации процесса образования микротрещины, приближенно равно 10^{-6} с для 100 дислокаций [4, 8]. Тогда, если $V_1^* = 4/3\pi(0,5 \cdot 10^{-5})^3$ см³, то значение V_0^* для рассматриваемого случая получится $V_0^* \approx 0,5 \cdot 10^{-21}$ см³·с. Это очень малые величины. АЭ, вызванная таким возмущением, мала, но может быть зафиксирована существующей измерительной техникой. Стабильная работа АЭ аппаратуры начнется тогда, когда размеры развивающейся трещины достигнут таких величин, а излучаемые сигналы такой мощности, при которых чувствительность аппаратуры будет достаточной для стабильного срабатывания АЭ датчиков.

Эксперименты, проведенные с использованием АЭ технологии на образцах из различных сталей, показали, что время релаксации накопленной в процессе растяжения деформации составляет примерно 0,05 с и более. Если принять за исходную для контроля область развивающегося дефекта примерно 0,09 см, что вполне достаточно с точки зрения прочности материала, и учесть, что используемая нами аппаратура АЭ

позволяет проводить измерения перемещений поверхности пластин, начиная с $1 \cdot 10^{-7}$ см, то даже для толстых пластин можно надежно фиксировать координаты и энергетические параметры волн, связанных с возникновением и развитием дефектов, вплоть до разрушения материала. Заметим, что экспериментальные данные, полученные на образцах, и принятые допущения по размерам регистрируемого дефекта на четыре порядка превышают рассмотренные выше параметры для первичных микротрещин, образуемых сливающимися дислокациями (10^{-5} см).

Итак, пусть в сферическом объеме радиусом a_1 полупространства на глубине $z = z_0$ в результате быстрой локальной перестройки структуры материала внезапно возник и исчез точечный источник излучения. Представим его в виде

$$\varepsilon^* = \frac{V_0^*}{2\pi r} \delta(r) \delta(z - z_0) \delta_+(t). \quad (1)$$

Здесь положение величины ε^* в пространстве ограничено точкой на глубине $z = z_0$ с помощью дельта-функций Дирака при $t_0 = 0$ (рис. 5). Ограничение по времени функцией $\delta_+(t)$ определяет условия действия источника, показывая, что в момент времени $t = +0$ возник и исчез точечный источник деформации, представляющий собой импульс изменения объема материала V_0^* в точке с координатами $(0, z_0, +0)$.

Примем $V_0^* = 4/3\pi a_1^3 t_1$, где t_1 — время перестройки структуры материала. Дифференциальные уравнения динамической задачи теории упругости для этого случая могут быть записаны так:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{C_1} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \varepsilon^*, \quad \nabla^2 \psi - \frac{1}{C_2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0. \quad (2)$$

Рассматриваемое полупространство вместе с воздействующим на него силовым полем, вызванным локальным изменением объема материала, может быть описано следующими граничными и начальными условиями:

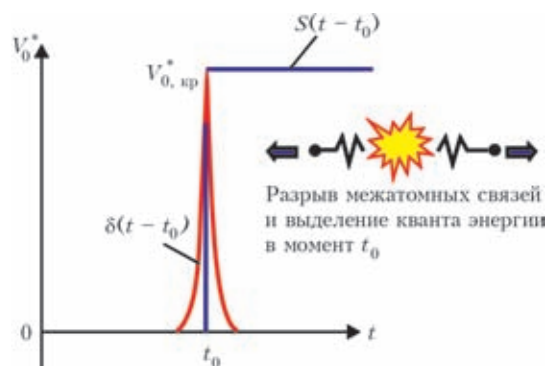


Рис. 4. Схема изменения микрообъема V_0^* в пластине с выделением кванта энергии



$\sigma_z = 0, \tau_{rz} = 0$ при $z = 0$,
 $\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_z = \tau_{rz} \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty, z \rightarrow \infty, t = 0, t \rightarrow \infty$.

Тогда, применив к уравнениям (2) интегральные преобразования Лапласа по t и Ханкеля по r , с учетом (1) и приведенных граничных и начальных условий для \bar{w} при $z < z_0$ получим [1]:

$$\bar{w} = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0^*}{4\pi} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{2\alpha\beta_1\beta_2 + (\alpha^2 + \beta_2^2)(\alpha^2 + p^2/(2C_2^2))}{\Delta} e^{-2\beta_1 z} - \right.$$

$$\left. - 4\alpha^2 \frac{\alpha^2 + p^2/(2C_2^2)}{\Delta} e^{-(\beta_1 + \beta_2)z} \right] e^{-\beta_1(z_0 - z)}, \quad (3)$$

где

$$\beta_1 = \sqrt{\alpha^2 + p^2/C_1^2}; \quad \beta_2 = \sqrt{\alpha^2 + p^2/C_2^2};$$

$$2\Delta = (\alpha^2 + \beta_2^2)^2 - 4\alpha^2\beta_1\beta_2.$$

Здесь α, p — параметры преобразований Ханкеля и Лапласа; w — перемещение в направлении оси Oz .

При выполнении обратных преобразований будем рассматривать следующие два случая. Случай, когда дефект перестраивается и описывается функцией (1), при этом, применяя обратные преобразования Ханкеля и Лапласа к выражению (3), почленно получаем:

$$w_1 = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0^*}{4\pi} \frac{C_1(z_0 - z)}{(z_0 - z)^2 + r^2} \times$$

$$\times \left[\delta'_+ [C_1 t - \sqrt{(z_0 - z)^2 + r^2}] + \frac{\delta_+ [C_1 t - \sqrt{(z_0 - z)^2 + r^2}]}{\sqrt{(z_0 - z)^2 + r^2}} \right], \quad (4)$$

$$w_2 = m_2 \left[\frac{\sin(3\varphi^*/2)}{r_1^{3/4}} - 3 \frac{r_0^2}{r_1^{5/4}} \sin\left(\frac{5}{2}\varphi^* - 2\varphi_0\right) \right], \quad (5)$$

$$w_3 = -m_3 \left[\frac{\sin(3\varphi/2)}{r_1^{3/4}} - 3 \frac{r_{01}^2}{r_2^{5/4}} \sin\left(\frac{5}{2}\varphi_1 - 2\varphi_{01}\right) \right], \quad (6)$$

$$w = w_1 + w_2 + w_3, \quad (7)$$

$$m_2 = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0^*}{\pi} \frac{C_2^2}{C_3} \frac{\gamma_1\gamma_2 + (1 - C_3^2/(2C_2^2))^2}{2(1 - C_3^2/(2C_2^2)) - (\gamma_1/\gamma_2 + \gamma_2/\gamma_1)C_2^2/C_1^2},$$

$$m_3 = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{V_0^*}{\pi} \frac{2\frac{C_2^2}{C_3}(1 - \frac{C_3^2}{2C_2^2})}{2(1 - \frac{C_3^2}{2C_2^2}) + (\frac{\gamma_1}{\gamma_2} + \frac{\gamma_2 C_2^2}{\gamma_1 C_1^2})}, \quad C_1 = 1,87C_2,$$

$$\varphi^* = \arctg \left[\frac{2(z_0 + z)\gamma_1 C_3 t}{r^2 + \gamma_1^2(z_0 + z)^2 - C_3^2 t^2} \right], \quad \varphi_0 = \arctg \left[\frac{C_3 t}{\gamma_1(z_0 + z)} \right],$$

$$r_0 = \sqrt{\gamma_1^2(z_0 + z)^2 + C_3^2 t^2},$$

$$r_1 = [\gamma_1^2(z_0 + z)^2 + r^2 - C_3^2 t^2]^2 + 4\gamma_1^2(z_0 + z)^2 C_3^2 t^2,$$

$$\gamma_1 = \sqrt{1 - C_3^2/C_1^2}, \quad \gamma_2 = \sqrt{1 - C_3^2/C_2^2},$$

$$C_1 = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}}, \quad C_2 = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\nu)}}, \quad C_3 = 0,927C_2,$$

$$\varphi_1 = \arctg \left[\frac{2(\gamma_1 z_0 + \gamma_2 z) C_3 t}{r^2 - C_3^2 t^2 + (\gamma_1 z_0 + \gamma_2 z)^2} \right], \quad \varphi_{01} = \arctg \left(\frac{C_3 t}{\gamma_1 z_0 + \gamma_2 z} \right),$$

$$r_{01} = \sqrt{(\gamma_1 z_0 + \gamma_2 z)^2 + C_3^2 t^2},$$

$$r_2 = [(\gamma_1 z_0 + \gamma_2 z)^2 + r^2 - C_3^2 t^2]^2 + 4(\gamma_1 z_0 + \gamma_2 z)^2 C_3^2 t^2.$$

Выражение (4) описывает распространение продольной волны со скоростью C_1 . Параметры этой волны формируются дельта-функцией Дирака с крутым фронтом нарастания и спада, большими амплитудами. Эта волна опережает в своем движении волну Рэлея, двигающуюся со ско-

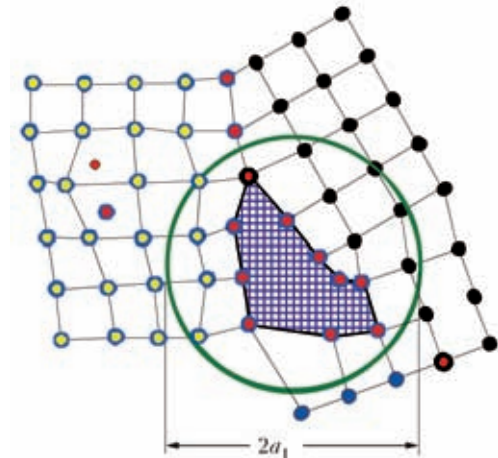


Рис. 5. Микротрещина на границе трех кристаллов с дефектами структуры

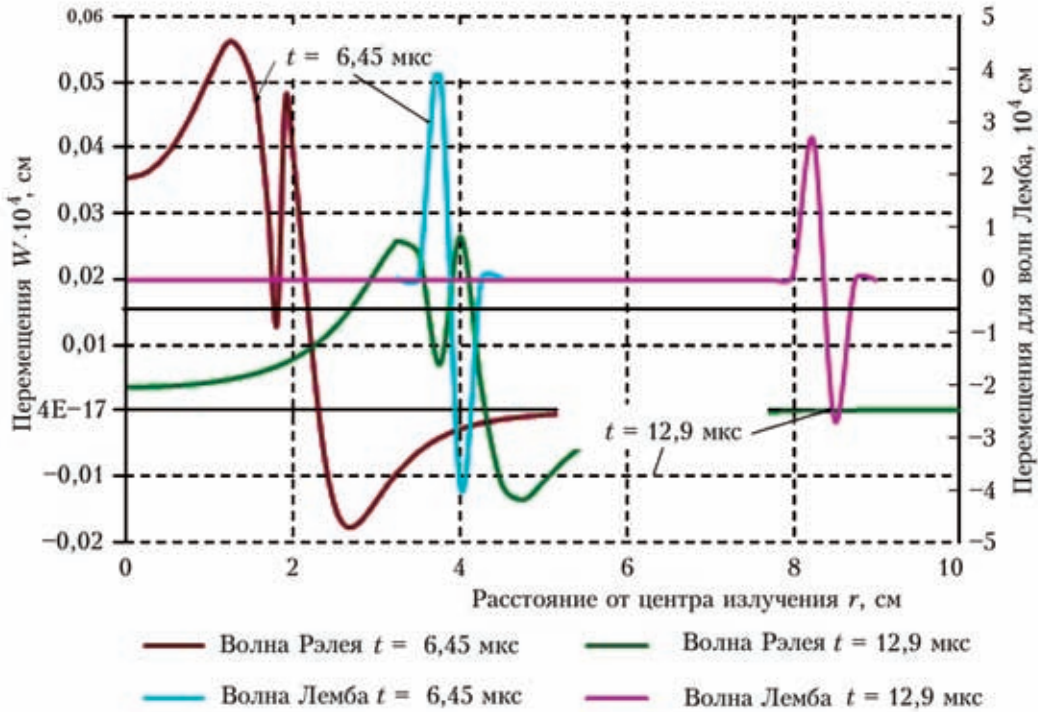


Рис. 6. Волны АЭ на поверхности полупространства от действия мгновенного источника излучения для двух разных моментов времени

ростью C_3 , описываемую выражениями (5) и (6). Волна Рэлея имеет меньшие амплитуды. Передний фронт волны становится более пологим с увеличением z_0 , а ее амплитуды очень сильно зависят от глубины залегания дефекта в отличие от продольной волны, где эта зависимость незначительна. Анализируя выражение (4), нетрудно заметить, что возникновение источника деформации на поверхности пластины приводит к генерированию на ней лишь одной волны — волны Рэлея.

Во втором случае, когда дефект внезапно образовался или внезапно начал развиваться существующий дефект, распространение волн может быть описано источником излучения (1), где вместо функции $\delta_+(t)$ подставлена функция $S_+(t - t_0)$ при $t_0 = 0$, описывающая излучение источника, связанное только с его возникновением (рис. 5). При этом исходное уравнение (3) для $z_0 > z$ примет несколько иной вид:

$$\bar{w} = -\frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{V^*}{4\pi} \times \left[1 + \frac{2\alpha\beta_1\beta_2 + (\alpha^2 + \beta_2^2)(\alpha^2 + p^2/(2C_2^2))}{\Delta} e^{-2\beta_1 z} - 4\alpha^2 \frac{\alpha^2 + p^2/(2C_2^2)}{\Delta} e^{-(\beta_1 + \beta_2)z} \right] \frac{e^{-\beta_1(z_0 - z)}}{p},$$

$$w_1 = -\frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{V^*}{4\pi} \frac{(z_0 - z)}{(z_0 - z)^2 + r^2} \times \left[\delta'_+ [C_1 t - \sqrt{(z_0 - z)^2 + r^2}] + \frac{S_+ [C_1 t - \sqrt{(z_0 - z)^2 + r^2}]}{\sqrt{(z_0 - z)^2 + r^2}} \right], \tag{8}^1$$

$$w_2 = \frac{m_2}{C_3} \left[\frac{(z_0 + z)\gamma_1}{[(z_0 + z)^2 \gamma_1^2 + r^2]^{3/2}} - \frac{r_0}{r_1^{3/4}} \cos \left(\frac{3}{2} \varphi^* - \varphi_0 \right) \right],$$

$$w_3 = -\frac{m_3}{C_3} \left[\frac{z_0 \gamma_1 + z \gamma_2}{[(z_0 \gamma_1 + z \gamma_2)^2 + r^2]^{3/2}} - \frac{r_{01}}{r_2^{3/4}} \cos \left(\frac{3}{2} \varphi_1 - \varphi_{01} \right) \right],$$

где $w = w_1 + w_2 + w_3$; V^* — мгновенное изменение объема материала в точке с координатами, определенными произведением дельта-функций Дирака; $V^* = \frac{4}{3} \pi a_1^3$; S_+ — единичная функция (в расчетах, графики которых приведены на рис. 6 и 7, принято $a_1 = 0,045$ см и $t_1 = 0,07$ с).

Изменение волнового поля на поверхности толстой пластины в зависимости от времени и расстояния до источника излучения z_0 рассчитывалось для двух случаев: действие мгновенного источника деформации и действие внезапно образовавшегося источника. Первый случай характеризует перемещение дефекта без изменения его размеров. Во втором случае происходит либо образование нового дефек-

¹ В коэффициенты m_2 и m_3 формул (8) вместо V_0^* подставить V^*

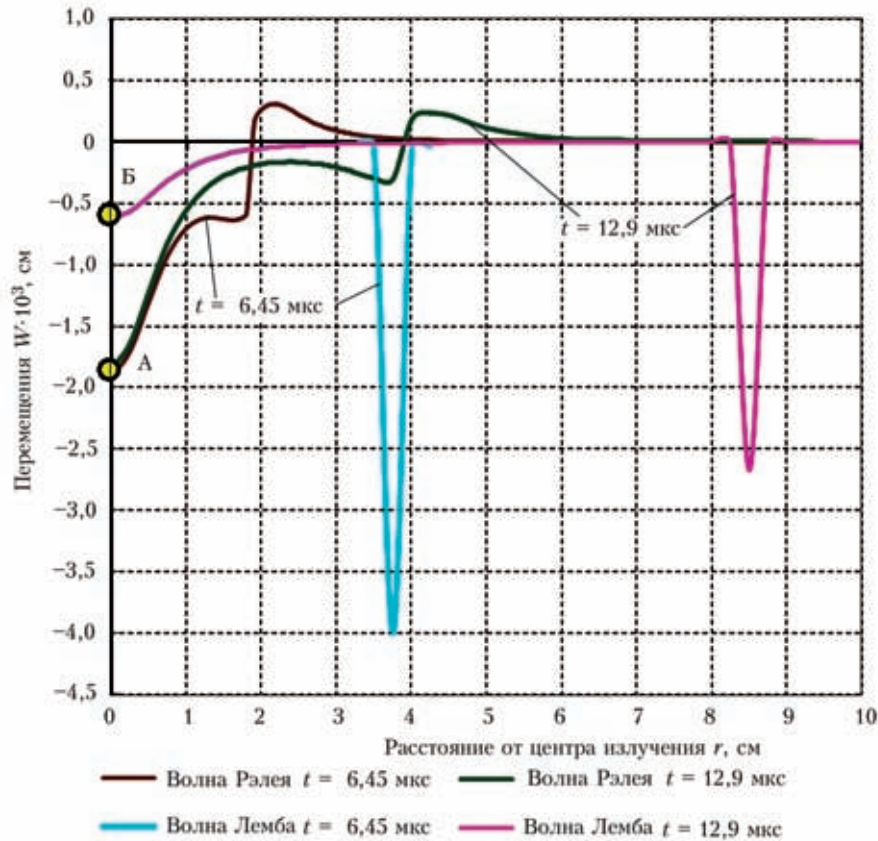


Рис. 7. Волны АЭ на поверхности полупространства от действия возникшего и развивающегося дефекта для двух разных моментов времени

та, либо изменение размеров существующего при перемещении в новое положение. Оба графика (рис. 6 и 7) показывают, как и какое излучение АЭ происходит в этих случаях.

Анализируя графики, можно обнаружить существенное различие в квантах излучения для двух разных случаев разрушения материалов. В случае простого перемещения дефекта на поверхность пластины выходит квант излучения в виде цилиндрической волны, имеющей явно выраженный циклический характер как для волны Рэля, так и Лемба. Значение перемещений в точке излучения уменьшается по мере продвижения волны и при времени, равном 12,9 с для рассматриваемого случая (рис. 6) они составляют незначительную величину и с дальнейшим увеличением времени становятся равными нулю. В случае изменения размеров дефекта или образования нового циклического наблюдается только для волны Рэля, в то время как волна Лемба изгибает пластину только в одном направлении. Анализируя первый член перед скобками в первой формуле (8) и первые члены в скобках двух других формул, можно отметить, что эти члены описывают стационарную часть волны, не зависящую от времени. Особенность этого случая заключается в том, что в точке излучения фиксируется величина, пропор-

циональная среднему радиусу и глубине залегания дефекта, образовавшегося в пластине (точки А и В на рис. 7). Эта величина не изменяется с изменением координат движущегося волнового фронта. Используя разные пары датчиков в измерительной розетке и формулы (4)–(6), (8), можно определить величины V_0^* , V^* и z_0 по параметрам волны Рэля и Лемба. Таким образом, представленная картина волнообразования в толстой пластине позволяет по форме волн судить о типе дефекта, возникшего в материале и его размерах и в первом приближении определять степень опасности процессов, протекающих в материале.

При вычислении значения w символические функции $\delta_+(\cdot)$ и $\delta'_+(\cdot)$ заменяли функцией $\frac{a}{\pi} \exp[-a^2(C_1 t - \sqrt{z_0 - z})^2 + r^2]$ при $a \rightarrow \infty$ и ее производной. Это, естественно, не позволяет сравнивать между собой амплитуды продольных волн и волн Рэля, так как δ_{\pm} функции при равенстве нулю выражения в скобках стремятся к бесконечности. Замена позволила лишь сравнительно несложно построить функции с использованием ЭВМ и проследить степень затухания продольных волн при их движении вдоль радиуса r в пределах одного z_0 . Расчеты показали, что продольная волна



затухает более интенсивно по мере продвижения вдоль радиуса r по сравнению с волной Рэлея. Следует также отметить, что волновое поле, созданное образующимся дефектом (рис. 7), имеет значительно более высокие параметры волны, чем поле от перемещающегося дефекта (рис. 6).

Выводы

1. Разрушение материалов конструкций начинается в момент, когда сочетание группы негативных факторов, определяющих работоспособность материала, достигает критического значения и носит дискретный характер.

2. Разрушение сопровождается выделением квантов энергии, что приводит к появлению волн деформаций (АЭ).

3. Форма и параметры волн АЭ строго соответствуют процессам разрушения, протекающим в материале конструкции, и несут информацию о степени опасности и области, в которой происходит разрушение, а также позволяют судить о типе и размерах развивающихся или возникающих дефектов. В то же время выводы пунктов 1 и 2 дают возможность при контроле избежать необходимости выявления точных размеров дефектов, а следить лишь за результатом действия негативных факторов по появившейся упругой волне АЭ на поверхности пластины.

4. Поле волн АЭ, образованное возникшим новым или развивающимся дефектом, характеризуется значительно большими амплитудами по сравнению с полем, образованным существующим перемещающимся дефектом.

5. Разрешающая способность метода АЭ достаточна для регистрации дискретных процессов в материалах на уровне скачкообразного перемещения групп дислокаций.

6. В толстых пластинах, которые можно рассматривать как полупространство, генерируются две цилиндрические волны АЭ — волна Рэлея и волна Лемба. Последняя уменьшается с приближением источника возбуждения к поверхности пластины и исчезает, если источник волны возникает на ее поверхности.

7. Параметры волн АЭ, вызванных образованием или развитием дефектов для пластин большой толщины, могут быть подсчитаны по приведенным формулам.

1. Андрейкив А. Е., Лысак Н. В. Метод АЭ в исследовании процессов разрушения. — Киев: Наук. думка, 1989. — 176 с.

2. Грешников В. А., Дробот Ю. Б. Акустическая эмиссия для испытаний материалов и изделий. — М.: Изд-во стандартов, 1976. — 273 с.
3. Деч Г. Руководство к практическому применению преобразований Лапласа и Z-преобразований. — М.: Наука, 1971. — 288 с.
4. Ионов В. Н., Селиванов В. В. Динамика разрушения деформируемого тела. — М.: Машиностроение, 1987. — 272 с.
5. Механіка руйнування і міцність матеріалів / Під заг. ред. В. В. Панасюка. — Т. 5. — Неруйнівний контроль і технічна діагностика / Під ред. З. Т. Назарчука. — Львів: ФМІ, 2001. — 1132 с.
6. Недосека А. Я. Основы расчета и диагностики сварных конструкций / Под ред. Б. Е. Патона. — Киев: Индпром, 2008. — 814 с.
7. Недосека А. Я., Недосека С. А. Акустическая эмиссия и ресурс конструкций (Обзор) // Техн. диагностика и неразруш. контроль. — 2008. — № 2. — С. 3–11.
8. Панасюк В. В., Андрейкив А. Е., Партон В. З. Основы механики разрушения материалов // Механика разрушения и прочность материалов: Справ. пособие. — В 4-х т. / Под общ. ред. В. В. Панасюка. — Т.1. — Киев: Наук. думка, 1988. — 488 с.
9. 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.
10. Патон Б. Е., Недосека А. Я. О новых подходах в оценке состояния сварных конструкций // Там же. — 2000. — № 3. — С. 45–48.
11. Скальський В. Р. Оцінка накопичення об'ємної пошкодженості твердих тіл за сигналами акустичної емісії // Те саме. — 2003. — № 4. — С. 29–36.
12. Черепанов Г. П. Квантовая механика разрушения // Проблемы прочности. — 1990. — № 2. — С. 3–9.
13. Balderston H. L. The broad range detection of incipient failure using the acoustic emission phenomena. Acoustic emission // ASTM STP505, American Society for Testing and Materials. — 1972. — P. 297–317.
14. Gillis P. P. Dislocation motions and acoustic emission // A symposium presented at the December Committee Week American Society for Testing and Materials. — Bal Harbour, 7–8 Dec., 1971. — P. 20–29.
15. Nakamura Y., Veach C. L., McCauley B. O. Amplitude distribution of acoustic emission signals // A symposium presented at the December Committee Week American Society for Testing and Materials. — Bal Harbour, 7–8 Dec., 1971. — P. 164–186.
16. 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.
17. Paton B. E., Nedoseka A. J. Diagnostic of designs and safety of an environment // The Report on intern. conf. «The Human factor and environment». — Intern. Institute of Welding, July 19–20 1999 г., Lisbon, Portugal.
18. Richard L., Pao Y.-H. Spectra of transient waves in elastic plates // J. Acoust. Soc. Am. — 1982. — 72, № 6. — P. 1933–1941.
19. Tetelman A. S., Chow R. Acoustic emission testing and micro cracking processes // A symposium presented at the December Committee Week American Society for Testing and Materials. — Bal Harbour, 7–8 Dec., 1971. — P. 30–40.
20. Pao Y.H., Gajevski R.R., Ceranoglu A.N. Acoustic emission and transient waves in an elastic plate // J. Acoust. Soc. Am. — 1979. — 65, № 1. — P. 96–105.