

УДК 548.4:539.2

©1994

ЗВУКОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАЗВИТИИ СКВОЗНОЙ ТРЕЩИНЫ В ПЛАСТИНЕ

К. А. Чижко

Получены выражения, описывающие спектральный состав и пространственно-временное распределение части полей звукового излучения, формируемой из собственных возбуждений упруго-изотропного слоя — нормальных волн сдвига и рэлеевских ветвей спектра Рэлея-Лэмба — при распространении в плоскопараллельной пластине сквозной трещины, прямолинейные фронты которой остаются в процессе движения перпендикулярными границам среды. Импульсы нормальных волн сдвига представляют собой пакеты цилиндрических поперечных волн, скорость распространения которых равна скорости сдвиговых волн в неограниченной среде. Вектор скорости смещения элементов среды в таком импульсе перпендикулярен направлению распространения сигнала и лежит в плоскости, параллельной границам пластины. Рэлеевский импульс представляет собой пакет цилиндрических волн, распространяющихся со скоростью поверхностного звука в изотропном полупространстве. Амплитуды излучений обоих типов определяются в дипольном приближении второй производной по времени от свободного объема, раскрываемого в трещине на единице ее длины.

Зарождение и распространение трещин в кристаллах сопровождаются излучением звуковых импульсов [1,2], несущих информацию о кинетике разрушения материала в процессе пластической деформации. В настоящее время известен ряд результатов [3-6], относящихся к моделям трещин как источников акустической эмиссии в среде, которая предполагается либо неограниченной, либо полуограниченной. Реальный эксперимент, однако, как правило, реализуется в ситуации, когда образец имеет конечные размеры, сравнимые с размерами трещины [2]. В этом случае, например, следует учитывать влияние геометрии кристалла на характер излучаемых трещиной акустических сигналов.

Настоящая работа посвящена анализу звукового излучения, возникающего в плоскопараллельной изотропной пластине при распространении в ней сквозной трещины, прямолинейные фронты которой перпендикулярны поверхностям пластины (см. рисунок). Трещина моделируется плоским скоплением прямолинейных дислокационных отрезков (ср. с [5]) с векторами Бюргерса, параллельными границам среды. Звуковое излучение рассматриваемой системы имеет весьма сложный характер: в его составе наряду с объемными волнами сжатия и сдвига присутствуют компоненты, формируемые из собственных возбуждений пластины — нормальных волн сдвига и волн Рэлея-Лэмба. Кроме того, звуковые сигналы могут быть разделены на две категории по типу причин, их вызывающих. Это, во-первых, тормозное излучение, возникающее вследствие нестационарного перемещения раскрывающейся

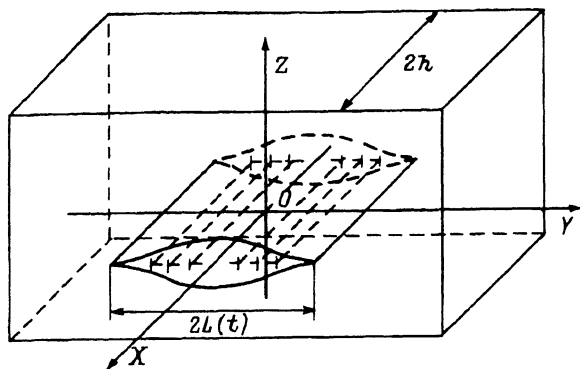


Схема расположения трещины шириной $2L(t)$ в пластине толщиной $2h$

трещины в объеме пластины, и, во-вторых, излучение, обусловленное возмущением поверхностей среды выходящими на них торцами трещины. Указанные способы возбуждения нормальных волн сдвига проанализированы ранее в [7], соответствующее рассмотрение для рэлеевской компоненты содержится в [8].

Рассмотрим упругую изотропную пластину толщиной $2h$, поверхности которой совпадают с плоскостями $x = \pm h$; радиус-вектор в плоскости $x = 0$ обозначим через \mathbf{R} ($R^2 = y^2 + z^2$). В пластине имеется симметричная относительно плоскостей $y = 0$ и $z = 0$ сквозная трещина шириной $2L(t)$ (см. рисунок), фронты которой в процессе ее расширения движутся с равными по величине и противоположно направленными вдоль оси OY скоростями $V = \partial L(t)/\partial t$ (закон движения концов трещины $L = L(t)$ предполагается известным), оставаясь параллельными оси OX . Для описания звукового излучения такого источника воспользуемся моделью трещины [5] как плоского скопления параллельных оси OX краевых дислокаций, векторы Бюргерса которых направлены вдоль оси OZ . Дислокации скопления совершают бездиффузионное восхождение вдоль оси OY , так что процесс расширения трещины эквивалентен наличию в среде дислокационного потока $j_{zz}(\mathbf{R}, t)$ [5]. Для расчета интересных нас полей звукового излучения (т.е. асимптотик поля скоростей смещения точек среды $\mathbf{v}(x, \mathbf{R}, t)$ и поля напряжений $\sigma_{ik}(x, \mathbf{R}, t)$ в волновой зоне на далеких расстояниях $R \gg L$ от источника излучения) необходимо знание тензора линейной плотности дислокационного дипольного момента $D_{ik}(t)$ [7,8]

$$\frac{\partial}{\partial t} D_{ik}(t) = \int_{\Omega} d^2 R j_{ik}(\mathbf{R}, t) \quad (1)$$

(Ω — объем среды, занимаемый движущимися дислокациями). Как видно из геометрии задачи, тензор плотности потока дислокаций j_{ik} не зависит от координаты x и потому в качестве характеристики излучающей системы естественно использовать D_{ik} , который представляет собой дипольный дислокационный момент, приходящийся на единицу длины (вдоль си OX) раскрывающейся трещины. Очевидно, в рассматриваемом нами случае отлична от нуля только компонента D_{zz} тензора D_{ik} .

Если скорость распространения трещины мала по сравнению со скоростью поперечного звука в среде C_t , т.е. $\partial L/\partial t \ll C_t$, функция

$$\dot{D}_{zz} = \frac{\partial}{\partial t} D_{zz}$$

может быть представлена в виде [5]

$$\dot{D}_{zz} = \pi a \frac{\partial}{\partial t} L^2(t), \quad u = (1 - \sigma)/\rho_0/\mu, \quad (2)$$

где ρ_0 — внешнее растягивающее напряжение, приложенное к берегам трещины; μ — модуль сдвига; σ — коэффициент Пуассона изотропной упругой среды.

Звуковое излучение подвижных дефектов определяется волновыми асимптотиками упругих полей, которые в свою очередь являются решениями динамического уравнения теории упругости. Опустив для краткости подробности общего характера, воспользуемся для анализа интересующей нас задачи результатами работ [7,8]. При изучении акустической эмиссии дефектов в пластине наибольший интерес представляют специфические составляющие звукового излучения, формируемые из собственных возбуждений упругого слоя — нормальных волн сдвига и волн Рэлея–Лэмба.

Остановимся сначала на более простом случае излучения нормальных волн сдвига. Спектральные компоненты $\mathbf{v}^{(N)\omega}(x, \mathbf{R})$ поля скоростей смещения точек среды $\mathbf{v}^{(N)}(x, \mathbf{R}, t)$, соответствующие этой составляющей акустической эмиссии трещины, могут быть выписаны с использованием формул, полученных в [7]

$$v_{\alpha}^{(N)\omega}(x, R, \varphi) = -\frac{2i\omega\tau_{\alpha z} \sin \varphi}{\pi\sqrt{2\pi R}} d^{\omega} F^{\omega}(x, R); \quad \alpha = y, z. \quad (3)$$

Здесь

$$\tau_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - N_{\alpha}N_{\beta}$$

$$\mathbf{N} = \frac{\mathbf{R}}{R} = (0, \cos \varphi, \sin \varphi),$$

φ — полярный угол, отсчитываемый в плоскости YOZ от оси oY . Через

$$d^{\omega} = \pi a \int_{-\infty}^{\infty} dt L^2(t) e^{i\omega t} \quad (4)$$

обозначены спектральные компоненты дислокационного момента, а функция $F^{\omega}(x, R)$ имеет вид

$$F^{\omega}(x, R) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sqrt{is(\omega)k_n^{(2)}(\omega)}}{2n+1} \sin \left[(2n+1) \frac{\pi x}{2h} \right] \exp \left[is(\omega)k_n^{(2)}(\omega)R \right], \quad (5)$$

где

$$k_n^{(2)}(\omega) = \left[\frac{\omega^2}{c_t^2} - \frac{\pi^2}{4h^2} (2n+1)^{1/2} \right]$$

$$s(\omega) \cong \text{sign} \omega.$$

Спектральные компоненты поля напряжений для обсуждаемой составляющей звукового излучения имеют вид [7]

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(N)\omega}(x, R, \varphi) = -\frac{2\rho c_t^2 \sin \varphi}{\pi\sqrt{2\pi R}} (\tau_{\alpha z} N_\beta + \tau_{\beta z} N_\alpha) d\omega \frac{\partial}{\partial R} F^\omega(x, R), \quad (6)$$

где ρ — плотность среды.

Пространственно-временная форма излучения нормальных волн сдвига получается обратным преобразованием Фурье по времени в выражениях (3)–(6). В результате находим

$$v_\alpha^{(N)}(x, R, \varphi, t) = -\frac{2a\tau_{\alpha z} \sin \varphi}{\pi\sqrt{2Rc_t}} \int_{-\infty}^t d\tau F\left(x, R, t-\tau-\frac{R}{c_t}\right) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} L^2(\tau). \quad (7)$$

Здесь

$$F(x, R, t) = \frac{\Theta(t)}{\sqrt{t}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \sin\left[(2n+1)\frac{\pi x}{h}\right] \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h} \sqrt{2Rc_t t}\right]. \quad (8)$$

Как видно из приведенных выше формул, составляющая акустической эмиссии трещины, формируемая из нормальных волн сдвига, представляет собой суперпозицию гармоник — поперечных цилиндрических волн, распространяющихся со скоростью c_t . Каждая из гармоник (а с ними и полный звуковой импульс) имеет вектор скорости смещения точек среды, лежащий в плоскости, параллельной границам пластины, и перпендикулярный направлению распространения сигнала. Излучение (8) генерируется объемными частями развивающейся трещины. Как известно [7], нормальные волны сдвига могут также испускаться при пересечении поверхностей пластины движущимися дислокациями, а также при движении по поверхности следа выходящей на нее дислокационной линии, однако в рассматриваемом нами случае излучение такого типа отсутствует.

Поле напряжений в нормальных волнах сдвига, излучаемых сквозной трещиной, получаем, произведя обратное преобразование Фурье по времени в (6). В результате имеем

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(N)}(x, R, \varphi, t) = -\frac{2a\rho\sqrt{c_t} \sin \varphi}{\pi\sqrt{2R}} (\tau_{\alpha z} N_\beta + \tau_{\beta z} N_\alpha) \times$$

$$\times \int_{-\infty}^t d\tau F\left(x, R, t-\tau-\frac{R}{c_t}\right) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} L^2(\tau). \quad (9)$$

Излучение (7)–(9) является дипольным (оно соответствует нулевому приближению по малому параметру $L/R \ll 1$ в полном соответствии с ситуацией, имеющей место в электродинамике [9]). Амплитуда этого излучения оказывается пропорциональной второй производной по времени от функции $aL^2(\tau)$, которая представляет собой приходящийся на единицу длины трещины свободный объем, раскрываемый в процессе ее распространения.

Наряду с нормальными волнами сдвига важной компонентой акустической эмиссии трещины в пластине является излучение, формируемое из волн Рэля–Лэмба. Здесь мы проанализируем наиболее интересную с практической точки зрения рэлеевскую часть указанного типа эмиссии. Воспользовавшись результатами [8], выпишем спектральные компоненты поля скоростей смещения точек среды для рэлеевской эмиссии

$$v_i^{(R)\omega}(x, R, \varphi) = -\frac{is(\omega)c_l^2}{8hD_0\sqrt{2\pi i\omega Rc_R^5}} \left[(i\omega)^2 d^\omega \right] \times \\ \times \sum_{\alpha, \lambda=l,t} \sum_{p=0,1} (-1)^p \frac{1}{1-\gamma_\alpha^2} M_{ik}^{(\lambda)\omega}(x, (-1)^p h, \varphi) \times \\ \times K_k^{(\alpha)\omega}((-1)^p h, \varphi) \exp\left(-\vartheta_\lambda(\omega) - i\frac{\omega R}{c_R}\right). \quad (10)$$

Здесь c_R — скорость рэлеевских волн в полуограниченной изотропной среде, c_l — скорость продольных волн, $\gamma_\lambda = c_R/c_\lambda$ ($\lambda = l, t$),

$$\vartheta_\lambda(\omega) = \frac{|\omega|h}{c_R} \sqrt{1-\gamma_\lambda^2}, \quad D_0 = 2 \left[(4-\gamma_l^4) - 2 \left(\frac{\vartheta_l}{\vartheta_t} + \frac{\vartheta_t}{\vartheta_l} \right) \right],$$

Компоненты матриц $M_{ik}^{(\lambda)\omega}$ имеют вид

$$M_{xx}^{(l)\omega}(x, \xi, \varphi) = \sqrt{1-\gamma_l^2} (2-\gamma_t^2) \Phi_2^{(l)\omega}(x|\xi), \\ M_{x\gamma}^{(l)\omega}(x, \xi, \varphi) = -\frac{i}{2}s(\omega) (2-\gamma_t^2)^2 N_\gamma(\varphi) \Phi_1^{(l)\omega}(x|\xi), \\ M_{\beta x}^{(l)\omega}(x, \xi, \varphi) = -is(\omega) (2-\gamma_t^2) N_\beta(\varphi) \Phi_3^{(l)\omega}(x|\xi), \\ M_{\beta\gamma}^{(l)\omega}(x, \xi, \varphi) = -2\sqrt{1-\gamma_t^2} N_\beta(\varphi) N_\gamma \Phi_1^{(l)\omega}(x|\xi), \\ M_{xx}^{(t)\omega}(x, \xi, \varphi) = -2\sqrt{1-\gamma_l^2} \Phi_2^{(t)\omega}(x|\xi), \\ M_{x\gamma}^{(t)\omega}(x, \xi, \varphi) = is(\omega) (2-\gamma_t^2) N_\gamma(\varphi) \Phi_3^{(t)\omega}(x|\xi), \\ M_{\beta x}^{(t)\omega}(x, \xi, \varphi) = \frac{i}{2}s(\omega) (2-\gamma_t^2)^2 N_\beta(\varphi) \Phi_4^{(t)\omega}(x|\xi), \\ M_{\beta\gamma}^{(t)\omega}(x, \xi, \varphi) = (2-\gamma_t^2) \sqrt{1-\gamma_t^2} N_\beta(\varphi) N_\gamma(\varphi) \Phi_1^{(t)\omega}(x|\xi),$$

где функции $\Phi_s^{(\lambda)\omega}$ определяются как

$$\Phi_1^{(\lambda)\omega}(x|\xi) = \text{ch} \left(\vartheta_\lambda \frac{x}{h} \right) e^{-is(\omega) \frac{R}{2h}} + s(\xi) \text{sh} \left(\vartheta_\lambda \frac{x}{h} \right) e^{is(\omega) \frac{R}{2h}},$$

$$\Phi_2^{(\lambda)\omega}(x|\xi) = s(\xi) \text{sh} \left(\vartheta_\lambda \frac{x}{h} \right) e^{-is(\omega) \frac{R}{2h}} + \text{ch} \left(\vartheta_\lambda \frac{x}{h} \right) e^{is(\omega) \frac{R}{2h}},$$

$$\Phi_2^{(\lambda)\omega}(x|xi) = s(\xi) \text{sh} \left(\vartheta_\lambda \frac{x}{h} \right),$$

$$\Phi_3^{(l)\omega}(x|\xi) = s(\xi) \Phi_1^{(l)\omega}(x|\xi),$$

$$\Phi_3^{(t)\omega}(x|xi) = s(\xi) \Phi_2^{(t)\omega}(x|\xi),$$

$$\Phi_4^{(l)\omega}(x|\xi) = s(\xi) \Phi_2^{(l)\omega}(x|\xi),$$

$$\Phi_4^{(t)\omega}(x|\xi) = s(\xi) \Phi_1^{(t)\omega}(x|\xi).$$

Через $\mathbf{K}^{(\alpha)\omega}(\xi, \varphi)$ обозначены векторы с компонентами

$$K_i^{(l)\omega}(\xi, \varphi) = (1 - 2\gamma^2 \cos^2 \varphi) \left[(1 - 2\gamma^2) \gamma_i^2 \delta_{ix} - 2\sqrt{1 - \gamma_i^2} s_i^{(l)\omega} s(\xi) \right], \quad (11)$$

$$K_i^{(t)\omega}(\xi, \varphi) = s(\xi) \sqrt{1 - \gamma_i^2} \left[2(1 - 2\gamma^2 \cos^2 \varphi) s_i^{(t)\omega}(\varphi) - is(\omega) \gamma_i^2 A_i(\varphi) \right], \quad (12)$$

где использованы обозначения

$$\gamma = c_t/c_l,$$

$$s^{(\alpha)\omega}(\varphi) = \left\{ s(\xi) \sqrt{1 - \gamma_\alpha^2}, \quad is(\omega) N(\varphi) \right\}, \quad (13)$$

$$\mathbf{A}(\varphi) = \{0, (1 - 2\gamma^2) \cos \varphi, \sin \varphi\}. \quad (14)$$

Таким образом, в дипольном приближении в волновой зоне ($\omega R/c_R \gg 1$) спектральные компоненты (10) представляют собой монохроматические рэлеевские цилиндрические волны, распространяющиеся со скоростью c_R вдоль пластины: их амплитуда с ростом R убывает как $R^{-1/2}$, а распределение амплитуд поперек пластины задается функциями $\Phi_s^{(\lambda)\omega}(x|\xi)$. В отличие от бездисперсионного случая полуограниченной изотропной среды рэлеевские гармоники (10) в пластине представляют собой суперпозицию двух когерентных рэлеевских волн, сдвинутых относительно друг друга по фазе на $R/2h$; в этом заключается основной (по параметру $c_R/h\omega \ll 1$) эффект дисперсии рэлеевских ветвей изотропного слоя для рассматриваемого случая. Как и изученные выше нормальные волны сдвига, рэлеевская эмиссия сквозной трещины генерируется объемными сегментами распространяющегося дефекта. Движение торцов трещины по поверхностям изотропного образца не приводит к дополнительным слагаемым в полях

излучения (согласно [8], для этого необходимы отличные от нуля компоненты D_{ix} дипольного момента излучающей системы; у изучаемой нами трещины они, однако, равны нулю).

Спектральные компоненты поля напряжений рэлеевского излучения получаются из (10) с использованием закона Гука

$$\sigma_{ik}^{(R)\omega}(x, R, \varphi) = -\frac{\lambda_{iklm}}{cR} \hat{\eta}_l^\omega(x, \varphi) v_m^{(R)\omega}(x, R, \varphi), \quad (15)$$

где λ_{iklm} — тензор модулей упругости изотропной среды [10].

$$\lambda_{iklm} = \rho(c_i^2 - 2c_i^2) \delta_{ik} \delta_{lm} + \rho c_i^2 (\delta_{im} \delta_{kl} + \delta_{il} \delta_{km}),$$

а дифференциальный оператор $\hat{\eta}^\omega$ имеет вид

$$\hat{\eta}_i^\omega(x, \varphi) = \left\{ i \frac{cR}{\omega} \frac{\partial}{\partial x}, \mathbf{N}(\varphi) \right\}. \quad (16)$$

Пространственно-временное распределение полей излучения получаем, выполнив обратное преобразование Фурье по времени в формулах (10) и (15). Соответствующие результаты могут быть выражены в элементарных функциях, однако они оказываются весьма громоздкими, а потому мы ограничимся записью полей излучения на поверхности пластины $x = h$ (очевидно, что с практической точки зрения этот случай наиболее интересен). После выполнения элементарного интегрирования находим

$$\begin{aligned} v_i^{(R)}(x, R, \varphi, t) = & \frac{ac_i^2}{8hD_0\sqrt{2Rc_R^5}} \int_{t-R/c_R}^{\infty} \frac{d\tau}{\sqrt{|\tau|}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} L^2 \left(t - \tau - \frac{R}{c_R} \right) \times \\ & \times \left\{ \cos \frac{R}{2h} \operatorname{Re} \left[I(\tau) \sum_{\alpha, \lambda=l, t} \frac{m_{ij}^{(\lambda)}(h, \varphi)}{1 - \gamma_\alpha^2} K_j^{(\alpha)}(h, \varphi) \right] - \right. \\ & \left. - \sin \frac{R}{2h} \operatorname{Im} \left[I(\tau) \sum_{\alpha, \lambda=l, t} \frac{m_{ij}^{(\lambda)}(-h, \varphi)}{1 - \gamma_\alpha^2} K_j^{(\alpha)}(-h, \varphi) \right] \right\}. \quad (17) \end{aligned}$$

Здесь $m_{ij}^{(\lambda)}(\xi|\varphi)$ — матрица с компонентами

$$\begin{aligned} m_{xx}^{(l)} &= s(\xi) \sqrt{1 - \gamma_l^2} (2 - \gamma_l^2), & m_{x\gamma}^{(l)} &= -\frac{i}{2} (2 - \gamma_l^2)^2 N_\gamma(\varphi), \\ m_{\beta x}^{(l)} &= is(\xi) (2 - \gamma_l^2) N_\beta(\varphi), & m_{\beta\gamma}^{(l)} &= -2\sqrt{1 - \gamma_l^2} N_\beta(\varphi) N_\gamma(\varphi), \\ m_{xx}^{(t)} &= -2s(\xi) \sqrt{1 - \gamma_l^2}, & m_{x\gamma}^{(t)} &= i (2 - \gamma_l^2) N_\gamma(\varphi). \end{aligned}$$

$$m_{\beta x}^{(t)} = \frac{i}{2} s(\xi) (2 - \gamma_t^2) N_\beta(\varphi), \quad m_{\beta \gamma}^{(t)} = (2 - \gamma_t^2) \sqrt{1 - \gamma_t^2} N_\beta(\varphi) N_\gamma(\varphi),$$

а векторы $K^{(\alpha)}(\xi, \varphi)$ получаются из $K^{(\alpha)\omega}(\xi, \varphi)$ заменой в последних функции $s(\omega)$ на единицу. Кроме того,

$$I(\tau) = \Theta(\tau) - i\Theta(-\tau), \quad (18)$$

где $\Theta(\tau)$ — ступенчатая функция Хэвисайда.

Поле напряжений в рассматриваемом случае может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{ik}^{(R)}(x, R, \varphi, t) = & -\frac{ac_l^2 \lambda_{iklm}}{8hD_0 \sqrt{2Rc_R}} \int_{t-R/c_R}^{\infty} \frac{d\tau}{\sqrt{|\tau|}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} L^2 \left(t - \tau - \frac{R}{c_R} \right) \times \\ & \times \left\{ \cos \frac{R}{2h} \operatorname{Re} \left[I(\tau) \sum_{\alpha, \lambda=l, t} \frac{\eta_i^{(\lambda)}(\varphi)}{1 - \gamma_\alpha^2} m_{mj}^{(\lambda)}(h/\varphi) K_j^{(\alpha)}(h, \varphi) \right] - \right. \\ & \left. - \sin \frac{R}{2h} \operatorname{Im} \left[I(\tau) \sum_{\alpha, \lambda=l, t} \frac{\eta_i^{(\lambda)}(\varphi)}{1 - \gamma_\alpha^2} m_{mj}^{(\lambda)}(-h/\varphi) K_j^{(\alpha)}(-h, \varphi) \right] \right\}, \quad (19) \end{aligned}$$

причем

$$\eta^{(\lambda)}(\varphi) = \left\{ i\sqrt{1 - \gamma_\lambda^2}, N(\varphi) \right\}. \quad (20)$$

Таким образом, рэлеевские импульсы, излучаемые сквозной трещиной, распространяющейся в пластине, представляют собой пакеты цилиндрических рэлеевских волн, скорость которых равна c_R . По причине дисперсии рэлеевских ветвей такие импульсы оказываются промодулированными по амплитуде с пространственным периодом $4\pi h$; огибающая импульса имеет максимум при $t = R/c_R$ в точке наблюдения R и убывает как $(t - R/c_R)^{-1/2}$ при $t \rightarrow \infty$. Амплитуда рэлеевского поля в момент времени t определяется величиной второй производной по времени от раскрываемого в трещине свободного объема $\pi a L^2(t)$ во все предшествующие моменты времени $-\infty < \tau \leq t$.

Обратим внимание на то, что в экспериментах по регистрации акустической эмиссии от различных источников в образцах ограниченных размеров наличие пространственной модуляции звуковых импульсов интерпретируется как приход в точку наблюдения сигналов, отраженных от границ кристалла. В настоящей работе эффект такого рода получен как следствие дисперсии собственных возбуждений ограниченной упругой среды. Между указанными двумя способами объяснения наблюдаемого явления нет никакого противоречия: диспергирующие собственные возбуждения упругого слоя (нормальные волны сдвига и волны Рэлея–Лэмба) формируются в результате многократного отражения и многолучевой интерференции при отражении от свободных границ первичного сигнала, составленного из объемных волн сдвига и сжатия. Диспергирующие моды упругого слоя могут быть получены с помощью принципа Гюйгенса [3,4], чем и устанавливается соответствие интерференционного подхода с использованным в настоящей работе методом функции Грина для решения динамической упругой задачи.

Список литературы

- [1] Jaffrey D. Sources of Acoustic Emission in Metals. A Review. Pt 3. Non-Destructive Testing. Australia, 1979. P. 19-28.
- [2] Бойко В.С., Кривенко Л.Ф. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 716-723.
- [3] Крылов В.В. // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 6. С. 790-798.
- [4] Крылов В.В., Пономарев Е.П. // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 211-217.
- [5] Чишко К.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 226-233.
- [6] Чишко К.А. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 541-547.
- [7] Чишко К.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3051-3053.
- [8] Чишко К.А. // УФЖ. 1991. Т. 36. № 11.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 203 с.

Физико-технический институт
низких температур УН Украины
Харьков

Поступило в Редакцию
20 мая 1993 г.