АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 3

УДК 534

© 1990 г.

К. А. Чишко

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПРИ РАЗВИТИИ ОСЕСИММЕТРИЧЕСКОЙ ТРЕЩИНЫ В ИЗОТРОПНОЙ УПРУГОЙ СРЕДЕ

Изучены поля звукового излучения (асимптотики упругих полей в волновой зоне), возникающие при раскрытии осесимметрической хрупкой трещины в объеме неограниченной упругоизотропной среды и на поверхности упругоизотропного полупространства. Трещина как источник переменных упругих полей моделируется плоским скоплением круговых дислокационных петель, совершающих бездиффузионное неконсервативное движение с заданным законом движения головной петли $R=R_0(t)$. Получены спектральные характеристики и пространственно-временная форма излучаемых импульсов. В неограниченной среде в составе излучения присутствуют сферические волны сжатия и сдвига, в полупространстве, кроме того,– рэлеевские волны.

Трещины, образующиеся в процессе пластической деформации кристаллов, являются мощным источником звукового излучения в металлах, диэлектриках, композитах, керамиках [1]. В настоящее время интерес к регистрации и идентификации звукового излучения трещин обусловлен в значительной мере созданием эффективных методов диагностики проводящих керамик, где преобладающими динамическими дефектами являются двойники и трещины. Звуковая эмиссия при двойниковании в настоящее время детально изучена как в экспериментальном, так и в теоретическом плане [2–5] прежде всего благодаря возможностям использования дислокационных моделей для описания динамики двойникования. Несмотря на то, что расширяющиеся двойники и трещины в рамках механики сплошной среды по существу эквивалентны [6, 7], анализ звуковых полей движущихся трещин [8, 9] сталкивается со значительными трудностями в связи с необходимостью учета определенных граничных условий на раскрывающихся поверхностях дефекта [10]. Одним из возможных путей преодоления указанных затруднений является развитие дислокационных моделей для описания трещин как источников динамических упругих полей в среде. Такая возможность обсуждена в [11] на примере звукового излучения бесконечной прямолинейной трещины, моделируемой плоским двухсторонним скоплением краевых дислокаций.

Цель настоящей работы – анализ звуковых полей в неограниченной и полуограниченной упругоизотропной среде, содержащей развивающуюся осесимметрическую трещину. В отличие от [11] такая постановка прямо соответствует реальной ситуации, экспериментально изученной в [12]. Осесимметрическая трещина как источник упругих полей представляется в виде плоского скопления круговых коаксиальных дислокационных петель, внешний радиус которого $R_0(t)$ предполагается заданной функцией времени.

Введем цилиндрические координаты R, φ, z ($x=R\cos\varphi$, $y=R\sin\varphi$, $z=z$) в однородной изотропной среде. Берега круговой трещины радиуса R_0 с центром в начале координат, возникающей под действием однородного растягивающего напряжения $\sigma_{zz}^{(e)}=p_0$, имеют смещения $w_z=w(R, t)$, параллельные оси oZ и зависящие только от переменной R вследствие аксиальной симметрии задачи [13, 14]. Трактовка трещины как плоского скопления дислокаций следует из известных представлений континуальной теории дефектов [6, 15]. Для описанной выше геометрии в цилиндрических координатах отлична от нуля одна компонента

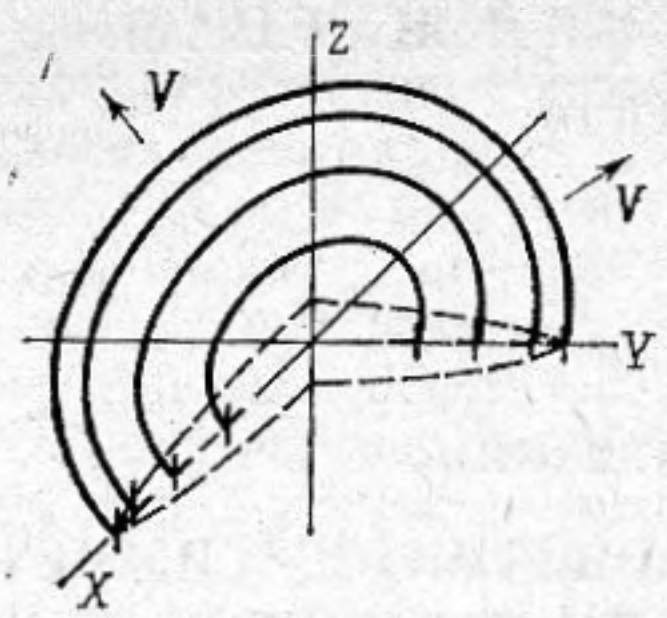

Рис. 1

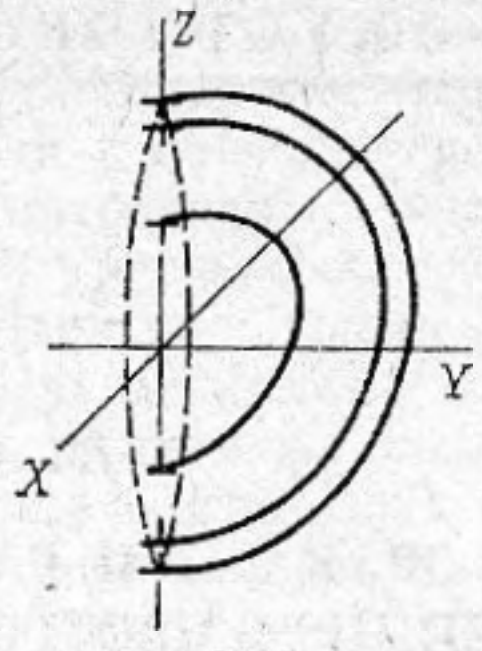

Рис. 2

$\rho_{\varphi z}(R, z, t)$ тензора плотности дислокаций $\rho_{\alpha\beta}$ в эквивалентном трещине скоплении из дислокационных петель с векторами Бюргерса, параллельными оси oZ (рис. 1)

$$\rho_{\varphi z}(R, z, t) = -\frac{2a}{\pi}\frac{R\delta(z)\theta(t)}{\sqrt{R_0^2(t)-R^2}}; \qquad a = \frac{p_0}{\mu}(1-\sigma), \tag{1}$$

где μ — модуль сдвига, а σ — коэффициент Пуассона среды, $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хэвисайда. Предполагается, что $R_0(0)=R_{кр}$ — критический радиус круговой трещины [14]. Чтобы подчеркнуть принадлежность векторов и тензоров к цилиндрической системе координат, будем обозначать их компоненты греческими индексами α, β..., сохранив латинские индексы i, k... для декартовых компонент. Легко проверить, что поток тензора $\rho_{\alpha\beta}$ через любую полуплоскость $\varphi=\text{const}$ [6]

$$w_z(R, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^R dR'\, \rho_{\varphi z}(R', z, t) = \frac{2a}{\pi}\sqrt{R_0^2(t)-R^2} \tag{2}$$

совпадает с полем смещений берегов трещины [14] при $p_0=\text{const}$, за исключением малых областей с размерами $d \ll R_0$ у свободного края распространяющейся трещины.

Для расчета переменных полей необходимо задание тензора плотности потока дислокаций $j_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t)$ в скоплении [6]. В нашем случае отлична от нуля только компонента $j_{zz}(R, z, t)$ этого тензора, которую, следуя [11], вычислим, воспользовавшись уравнением непрерывности [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{\varphi z}(R, z, t) = \frac{\partial}{\partial R} j_{zz}(R, z, t). \tag{3}$$

Статическое выражение (1) может быть использовано в (3) при условии [11] $V_c=\dot{R}_0(t) \ll c$ (c — скорость звука), поскольку в этом случае времена установления квазистатического распределения w_z, имеющие порядок величины R_0/c, малы по сравнению с характерными временами эволюции скопления $\sim R_0/V_c$. В дальнейшем нам потребуется дипольный момент скопления $D_{\alpha\beta}(t)$ [6, 7], имеющий, как и тензоры в (3), одну отличную от нуля компоненту

$$\dot{D}_{zz}(t) = \int_0^{R_0(t)} dR\, R \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^R d\xi\, \dot{\rho}_{\varphi z}(\xi, z, t) = aR_0^2(t)\dot{R}_0(t) = \frac{a}{3}\frac{\partial}{\partial t}R_0^3(t) \tag{4}$$

(ср. с [11]). Как и в случае прямолинейных трещин [11], это выражение справедливо для $R_0 \gg R_{кр}$: при этом вклад концевых участков $\sim d \sim 10a_0$ (a_0 — параметр решетки) в интеграл (4) мал. Ситуация меняется для малых трещин с размерами $R \sim R_{кр}$. В [14] приведена оценка $R_{кр}$ для трещины, раскрывающейся под действием сосредоточенных сил, не пригодная для интересующего нас случая. Необходимый нам резуль-

тат может быть получен из формулы (2.13) работы [14], где следует положить $r \sim R \sim R_0$, после чего находим $R_{кр} = \pi\alpha\mu/(1-\sigma)p_0^2$ (α — коэффициент поверхностного натяжения [6]). Эта величина лишь коэффициентом порядка единицы отличается от значения $L_{кр}$ для прямолинейной трещины [6, 11]. В случае малых трещин ($R_0(t) \sim R_{кр}$), как легко показать, (4) приобретает вид $\dot{D}_{zz} \sim aR_{кр}^2 V_c$. Таким образом, амплитуда излучения малых трещин определяется производными по времени от линейных размеров, в то время как для больших трещин она пропорциональна второй производной от куба линейных размеров. По этой причине должно наблюдаться резкое увеличение интенсивности наблюдаемой звуковой эмиссии с ростом размеров дефектов.

Уравнение движения изотропной упругой среды с дислокациями в криволинейных ортогональных координатах представимо в виде [16, 6]:

$$\Box^{\alpha\beta} v_\beta = \lambda^{\alpha\gamma\mu\nu} \nabla_\gamma j_{\mu\nu}(\mathbf{y}, t). \tag{5}$$

Здесь $v_\beta(\mathbf{y}, t) = g_{\beta\gamma} v^\gamma(\mathbf{y}, t)$ — соответственно ковариантные и контравариантные компоненты вектора скорости смещения элементов среды $\mathbf{v}$ относительно системы обобщенных координат $\{y^\alpha\}$, $g_{\beta\gamma}$ — метрический тензор

$$\Box^{\alpha\beta} = \rho g^{\alpha\beta} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \lambda^{\alpha\gamma\delta\beta} \nabla_\gamma \nabla_\delta \tag{6}$$

— дважды контравариантный дифференциальный оператор, $\nabla_\alpha = \partial/\partial y^\alpha$ — тензорная производная [16, 17], ρ — плотность среды $j_{\alpha\beta}(\mathbf{y}, t)$ — тензор плотности потока дислокаций [6, 7], $\lambda^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — тензор упругих модулей изотропной среды [16, 18]:

$$\lambda^{\alpha\beta\gamma\delta} = \rho(c_l^2 - 2c_t^2) g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} + \rho c_t^2 (g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} + g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}) \tag{7}$$

(c_l и c_t — соответственно скорости продольных и поперечных звуковых волн). У тензора $g_{\alpha\beta}$ отличны от нуля три диагональные компоненты: $g_{RR} = g_{zz} = 1$, $g_{\varphi\varphi} = R^2$.

Интересующие нас поля звукового излучения трещины представляют собой асимптотики поля $v_\beta(\mathbf{y}, t)$ и поля напряжений

$$\sigma^{\alpha\beta} = \lambda^{\alpha\beta\gamma\delta} \nabla_\gamma \int_{-\infty}^{t} v_\delta(\mathbf{y}, t')\, dt' \tag{8}$$

в волновой зоне на далеких расстояниях $R \gg R_0(t)$ от трещины. Опуская детали стандартного решения уравнения (5), приведем здесь результат с точностью до дипольного члена:

$$v_\alpha = \frac{c_t^2}{2\pi r} \sum_{\lambda = l, t} \frac{1}{c_\lambda^3} \Psi_{\alpha\beta}^{(\lambda)}(\mathbf{n}) \ddot{d}^\beta(t - r/c_\lambda), \tag{9}$$

$$\sigma_{\alpha\beta} = -\lambda^{\alpha\beta\varepsilon\gamma} \frac{c_t^2 n_\varepsilon}{2\pi r} \sum_{\lambda = l, t} \frac{1}{c_\lambda^4} \Psi_{\gamma\delta}^{(\lambda)}(\mathbf{n}) \dddot{d}^\delta(t - r/c_\lambda), \tag{10}$$

где r — расстояние до точки наблюдения, n^α — орт радиуса-вектора точки наблюдения в локально декартовой системе, $\beta = c_l/c_t$,

$$\Psi_{\alpha\beta}^{(l)} = n_\alpha n_\beta; \qquad \Psi_{\alpha\beta}^{(t)} = g_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta, \tag{11}$$

а также

$$d^\alpha(t) = \left(\frac{\beta^2}{2} - 1\right) n^\alpha D_\nu^\nu(t) + n_\gamma D^{\alpha\gamma}(t), \tag{12}$$

где

$$D^{\alpha\beta}(t) = \frac{1}{2} \int (j^{\alpha\beta}(\mathbf{y}', t) + j^{\beta\alpha}(\mathbf{y}', t))\, d\Omega' \tag{13}$$

— дипольный дислокационный момент системы. Полученные выраже-

ния формально совпадают с аналогичными результатами в декартовых координатах [19]. Это связано с тем, что при асимптотическом ковариантном дифференцировании в (8) для получения полей излучения необходимо отбросить члены, пропорциональные компонентам символов Кристоффеля, которые убывают при $r\to\infty$ быстрее, чем $1/r$.

Вводя физические компоненты [16, 17] векторов n^α в цилиндрических координатах, $\bar{n}_R=R/r$, $\bar{n}_\varphi=0$ и $n_z=z/r$, а также учтя (4),

$$\bar{d}_\alpha(t)=\left[\left(\frac{\beta^2}{2}-1\right)\bar{n}_\alpha+\delta_{\alpha z}\right]\frac{a}{3}R_0^3(t), \tag{14}$$

находим физические компоненты полей излучения:

$$\bar{v}_\alpha(R,\varphi,z,t)=\frac{c_t^2}{2\pi r}\sum_{\lambda=l,t}\frac{1}{c_\lambda^3}\bar{\Psi}_{\alpha\beta}^{(\lambda)}(\mathbf{n})\ddot{\bar{d}}_\alpha(t-r/c_\lambda); \tag{15}$$

$$\sigma_{\alpha\beta}(R,\varphi,z,t)=-\frac{\rho c_t^4}{2\pi r}\sum_{\lambda=l,t}\frac{1}{c_\lambda^4}\bar{\Lambda}_{\alpha\beta\gamma}^{(\lambda)}(\mathbf{n})\ddot{\bar{d}}_\gamma(t-r/c_\lambda), \tag{16}$$

где

$$\bar{\Psi}_{\alpha\beta}^{(l)}(\mathbf{n})=\bar{n}_\alpha\bar{n}_\beta;\qquad \bar{\Psi}_{\alpha\beta}^{(t)}(\mathbf{n})=\delta_{\alpha\beta}-\bar{n}_\alpha\bar{n}_\beta; \tag{17}$$

$$\bar{\Lambda}_{\alpha\beta\gamma}^{(l)}(\mathbf{n})=(\beta^2-2)\delta_{\alpha\beta}\bar{n}_\gamma+2\bar{n}_\alpha\bar{n}_\beta\bar{n}_\gamma; \tag{18}$$

$$\bar{\Lambda}_{\alpha\beta\gamma}^{(t)}(\mathbf{n})=\bar{n}_\alpha\delta_{\beta\gamma}+\bar{n}_\beta\delta_{\alpha\gamma}-2\bar{n}_\alpha\bar{n}_\beta\bar{n}_\gamma, \tag{19}$$

($\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера).

В составе полей излучения конечной трещины присутствуют расходящиеся сферические волны сжатия и сдвига, амплитуда которых пропорциональна второй производной по времени от куба линейных размеров системы (тормозное излучение). В (15), (16) опущены члены, описывающие импульс, возникающий при образовании трещины критического размера $R_{\text{кр}}$ в момент времени $t=0$. В случае линейной трещины такой «предвестник» имеет значительную амплитуду [11], поскольку велик фронт образующегося при $t=0$ дефекта. Для осесимметрической трещины $R_{\text{кр}}=R(0)$ есть минимальный размер излучающей системы, и предвестник, испускаемый при $t=0$, подавляется тормозным излучением быстро растущей трещины. По этой причине следует ожидать, что в эксперименте будет регистрироваться только тормозная компонента, а вклад предвестника будет исчезающе мал.

Мы не выписываем здесь также формулы для спектральных компонент полей излучения: при необходимости они могут быть легко получены элементарным преобразованием Фурье по времени в (15) и (16) [1].

Рассмотрим упругоизотропное полупространство $x>0$ со свободной границей, на которой в момент времени $t=0$ зарождается трещина, лежащая в плоскости $y=0$ (рис. 2). Для записи полей излучения в этом случае удобно вернуться к декартовым координатам. Воспользовавшись общими формулами для полей излучения системы дислокационных петель, движущихся вблизи поверхности изотропного полупространства [20], а также определением (14), находим для рэлеевской (поверхностной) части звукового излучения трещины спектральные компоненты (фурье-трансформанты по времени):

$$v_i^\omega(\mathbf{r})=-\frac{a\omega^2c_t^2}{12\pi}[R_0^3(t)]^\omega\left\{\frac{is(\omega)}{\sqrt{R}}\frac{\sqrt{2\pi|\omega|}}{c_R^{7/2}}e^{-i\frac{\omega R}{c_R}+i\frac{\pi}{4}s(\omega)}\times\right.$$

$$\left.\times\sum_{\lambda=l,t}\sum_{\alpha=l,t}^{(-)}R_{in}^{(\lambda,\alpha)\omega}(\varphi)\left[\left(\frac{\beta^2}{2}-1\right)\nu_n^{(\alpha)\omega}(\varphi)+\delta_{nz}\right]e^{-x\frac{|\omega|}{c_R}\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}}\right\}, \tag{20}$$

[1] При необходимости переход к декартовым координатам в (15), (16) осуществляется тривиальной заменой компонент векторов $\bar{\mathbf{n}}$ их декартовыми проекциями.

а также

$$\sigma_{ik}^{\omega}(\mathbf{r})=\frac{a\omega^2 c_t^2}{12\pi}\lambda_{iklm}[R_0^3(t)]^{\omega}\left\{\frac{is(\omega)}{\sqrt{R}}\frac{\sqrt{2\pi|\omega|}}{c_R^{3/2}}e^{-i\frac{\omega R}{c_R}+i\frac{\pi}{4}s(\omega)}\times\right.$$

$$\times\sum_{\lambda=l,t}\sum_{\alpha=l,t}^{(-)}R_{mn}^{(\lambda,\alpha)\omega}(\varphi)\,\eta_l^{(\lambda)\omega}(\varphi)\left[\left(\frac{\beta^2}{2}-1\right)\nu_n^{(\alpha)\omega}(\varphi)+\delta_{nz}\right]e^{-x\frac{|\omega|}{c_R}\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}}. \quad (21)$$

Здесь $[R_0^3(t)]^{\omega}$ — спектральные компоненты функции $R_0^3(t)$, c_R — скорость рэлеевских волн, $s(\omega)=\operatorname{sign}\omega$, $\gamma_l=c_R/c_l$, $\gamma_t=c_R/c_t$,

$$\mathbf{v}^{(\alpha)\omega}(\varphi)=\{is(\omega)\sqrt{1-\gamma_\alpha^2},\ \cos\varphi,\ \sin\varphi\}. \quad (22)$$

$$\boldsymbol{\eta}^{(\lambda)\omega}(\varphi)=\{-is(\omega)\sqrt{1-\gamma_\lambda^2},\ \cos\varphi,\ \sin\varphi\}, \quad (23)$$

а знак минус у внутренней суммы в (20), (21) означает, что берется разность слагаемых с $\lambda=l$ и $\lambda=t$. Матрицы $R_{ik}^{(\lambda,\alpha)}(\varphi)$ имеют вид [20]

$$R_{ik}^{(\lambda,\alpha)}(\varphi)=\Delta_0^{-1}\Phi_{im}^{(\lambda)\omega}(\varphi)L_{mk}^{(\alpha)\omega}(\varphi), \quad (24)$$

где

$$\Delta_0=8\left\{(2-\gamma_t^2)^2-2\frac{4-3(\gamma_l^2+\gamma_t^2)+2\gamma_l^2\gamma_t^2}{(2-\gamma_t^2)^2}\right\}, \quad (25)$$

$$L_{mk}^{(\alpha)\omega}(\varphi)=\frac{1}{c_l^2-c_t^2}\frac{c_R^2}{\sqrt{1-\gamma_\alpha^2}}\left[is(\omega)(2-\beta^2)\left(\frac{c_t^2}{c_\alpha^2}-1\right)\delta_{mx}\nu_k^{(\alpha)\omega}(\varphi)-\right.$$

$$\left.-\left(\frac{c_l^2}{c_\alpha^2}-1\right)(is(\omega)\delta_{kx}\nu_m^{(\alpha)\omega}(\varphi)+\delta_{mk}\sqrt{1-\gamma_\alpha^2})\right]-2\nu_m^{(\alpha)\omega}(\varphi)\nu_k^{(\alpha)\omega}(\varphi). \quad (26)$$

И, наконец, компоненты $\Phi_{im}^{(\lambda)\omega}(\varphi)$ имеют вид:

$$\left.\begin{aligned}&\Phi_{xx}^{(l)\omega}(\varphi)=(\gamma_t^2-2)\sqrt{1-\gamma_t^2};\quad \Phi_{\alpha x}^{(l)\omega}(\varphi)=is(\omega)(\gamma_t^2-2)N_\alpha(\varphi);\\ &\Phi_{x\beta}^{l(\omega)}(\varphi)=-\frac{is(\omega)}{2}(\gamma_t^2-2)^2N_\beta(\varphi);\ \Phi_{\alpha\beta}^{l(\omega)}(\varphi)=2\sqrt{1-\gamma_t^2}N_\alpha(\varphi)N_\beta(\varphi);\end{aligned}\right\} \quad (27)$$

$$\left.\begin{aligned}&\Phi_{xx}^{(t)\omega}(\varphi)=2\sqrt{1-\gamma_t^2};\quad \Phi_{\alpha x}^{(t)\omega}(\varphi)=-\Phi_{x\alpha}^{(l)\omega}(\varphi);\\ &\Phi_{x\beta}^{(t)\omega}(\varphi)=-\Phi_{\beta x}^{(l)\omega}(\varphi);\quad \Phi_{\alpha\beta}^{(t)\omega}(\varphi)=\frac{1}{2}(\gamma_t^2-2)\Phi_{\alpha\beta}^{(l)\omega}(\varphi),\end{aligned}\right\} \quad (28)$$

где $\mathbf{N}=\mathbf{R}/R=(\cos\varphi,\ \sin\varphi)$ — двумерный орт радиуса-вектора $\mathbf{R}$ в плоскости $x=0$. Греческие индексы в (27), (28) принимают значения y, z: их не следует смешивать с индексами, введенными в предыдущем разделе для обозначения криволинейных координат.

Спектральные компоненты (20), (21) описывают цилиндрические рэлеевские волны, расходящиеся от места образования трещины. Амплитуда этих волн экспоненциально затухает в глубь среды. Наряду с рэлеевскими в составе излучения присутствуют также объемные сферические волны сжатия и сдвига [20], вполне аналогичные решениям (15) и (16) для неограниченной среды. Мы не выписываем здесь выражений для объемной части излучения; при необходимости они могут быть получены с использованием результатов [20].

Пространственно-временная форма излучаемых импульсов получается из (20), (21) выполнением обратного преобразования Фурье. В результате находим

$$v_i(\mathbf{r},t)=\frac{ac_t^2}{24\pi\sqrt{2R}\,c_R^{7/2}}\operatorname{Re}\sum_{\lambda=l,t}\sum_{\alpha=l,t}^{(-)}R_{ik}^{(\lambda,\alpha)}(\varphi)\times$$

$$\times\left[\left(\frac{\beta^2}{2}-1\right)\nu_k^{(\alpha)\omega}(\varphi)+\delta_{kz}\right]\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_0^{\infty}F^{(\lambda)}(x,\tau)R_0^3\left(t-\tau-\frac{R}{c_R}\right)d\tau \quad (29)$$

и соответственно

$$\sigma_{ik}(\mathbf{r},t)=-\frac{ac_t^2\lambda_{iklm}}{24\pi\sqrt{2R}\,c_R^{9/2}}\operatorname{Re}\sum_{\lambda=l,t}\sum_{\alpha=l,t}^{(-)}R_{mn}^{(\lambda,\alpha)}(\varphi)\eta_l^{(\lambda)}(\varphi)\times$$

$$\times\left[\left(\frac{\beta^2}{2}-1\right)\nu_n^{(\lambda)\omega}(\varphi)+\delta_{nz}\right]\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_0^\infty F^{(\lambda)}(x,\tau)R_0^3\left(t-\tau-\frac{R}{c_R}\right)d\tau. \quad (30)$$

Здесь $F_{ik}^{(\lambda,\alpha)}(\varphi)$, $\mathbf{v}^{(\alpha)}(\varphi)$ и $\boldsymbol{\eta}^{(\lambda)}(\varphi)$ получаются из соответствующих спектральных компонент (22)–(24) заменой в них $s(\omega)$ на единицу, а функции $F^{(\lambda)}(x,\tau)$ имеют вид

$$F^{(\lambda)}(x,\tau)=(1-i)F_1^{(\lambda)}(x,\tau)+(1+i)F_2^{(\lambda)}(x,\tau), \quad (31)$$

где

$$F_1^{(2)}(x,\tau)=\frac{1}{Y^3}\left\{\frac{x\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}}{c_R}\sqrt{Y+\frac{x}{c_R}\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}}-|\tau|\sqrt{Y-\frac{x}{c_R}\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}}\right\}, \quad (32)$$

$$F_2^{(\lambda)}(x,\tau)=\frac{1}{Y^3}\left\{\frac{x\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}}{c_R}\sqrt{Y-\frac{x}{c_R}\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}}+|\tau|\sqrt{Y+\frac{x}{c_R}\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}}\right\}, \quad (33)$$

причем $Y=\sqrt{\frac{x^2}{c_R^2}(1-\gamma_\lambda^2)+\tau^2}$. Выражения (29), (30) описывают рэлеевскую волну, уходящую на бесконечность от места возникновения трещины.

В заключение выпишем оценки амплитуд полей в импульсах рэлеевского излучения круговой трещины, регистрируемых на поверхности среды ($x=0$). Полагая, что τ_0 – характерное время образования трещины радиуса R_0, имеем

$$v\sim\frac{c_t}{24\pi}\frac{R_0^3}{\sqrt{R}(c_R\tau_0)^{5/2}}, \quad \sigma\sim\rho v c_t, \quad (34)$$

Таким образом, интенсивность излучения трещины $I\sim\sigma v$ растет пропорционально шестой степени размеров трещины и, следовательно, дефект такого рода является источником мощного звукового излучения, доступного для регистрации в эксперименте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jaffrey D.* Sourses of Acoustic Emission in Metals – A Review. Pt. 3. Non-Destructive Testing Australia. June 1979. P. 19–28.
2. *Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф., Кривуля С. С.* Звуковое излучение двойникующих дислокаций при их выходе из кристалла // ФТТ. 1969. Т. 11. № 12. С. 3624–3626.
3. *Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф., Кривуля С. С.* Звуковое излучение двойникующих дислокаций // ФТТ. 1970. Т. 12. № 6. С. 1753–1755.
4. *Бойко В. С., Кривенко Л. Ф.* Исследование пространственного распределения звукового излучения при пересечении поверхности скоплением дислокаций // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 255–261.
5. *Бойко В. С., Кривенко Л. Ф.* Наблюдение поверхностных акустических волн, генерируемых при выходе скопления дислокаций на поверхность кристалла // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 821–825.
6. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. 203 с.
7. *Косевич А. М.* Дислокации в теории упругости. Киев: Наук. думка, 1978. 219 с.
8. *Крылов В. В.* Об излучении звука развивающимися трещинами // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 6. С. 790–798.
9. *Крылов В. В., Пономарев Е. П.* Акустическое излучение, сопровождающее возникновение поверхностных микротрещин // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 211–217.
10. *Поручиков В. Б.* Методы динамической теории упругости. М.: Наука, 1986. 328 с.
11. *Чишко К. А.* Звуковое излучение при образовании трещины в неограниченной упругой среде и на поверхности упругого полупространства // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 226–233.
12. *Бойко В. С., Кривенко Л. Ф.* Исследование акустической эмиссии, сопровождаю-

щей элементарные акты пластической деформации и разрушения твердых тел // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 716–723.
13. *Sack R. A.* Extension of Griffith's Theory of Rupture to Three Dimensions // Proc. Phys. Soc. 1946. V. 58. B. P. 729–736.
14. *Баренлатт Г. И.* О равновесных трещинах, образующихся при хрупком разрушении. Общие представления и гипотезы. Осесимметрические трещины // ПММ. 1959. Т. 23. С. 434–444.
15. *Хирт Дж., Лоте И.* Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.
16. *Сокольников И.* Тензорный анализ. М.: Наука, 1971: 374 с.
17. *Кочин Н. Е.* Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М.: Наука, 1965. 426 с.
18. *Кунин И. А.* Теория упругих сред с микроструктурой. М.: Наука, 1975. 415 с.
19. *Чишко К. А.* Звуковое излучение при аннигиляции призматических дислокационных петель и перегибов на прямолинейных дислокациях // Укр. физ. журн. 1974. Т. 19. № 11. С. 1264–1270.
20. *Нацик В. Д., Чишко К. А.* Звуковое излучение дислокаций, движущихся у поверхности кристалла // ФТТ. 1978. Т. 20. № 2. С. 457–465.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
12.07.89

K. A. Chishko

SOUND RADIATION DURING EXTENSION OF A CIRCULAR CRACK IN AN ISOTROPIC ELASTIC MEDIUM

Sound fields (elastic fields asymptotics in a wave zone) radiated during a process of a circular crack opening in an infinite isotropic elastic medium and on a surface of an isotropic elastic half-space are studied. The crack as a source of elastic fields is modelled by a plane pile-up of circular dislocation loops executing a diffusionless nonconservative motion with a prescribed law of main loop radius variation $R_0(t)$. Spectral characteristics and space-time forms of radiated pulses are obtained. In an infinite medium the radiated field includes spherical shear and pressure waves, in a half-space surface Rayleigh waves are added.