

УДК 539.2:548.4

© 1992 г. К.А. Чишко

ДИСЛОКАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ОСЕСИММЕТРИЧЕСКОЙ ТРЕЩИНЫ

Предложена модель акустической эмиссии тонкой осесимметрической трещины, растущей в неограниченной однородной изотропной упругой среде. Расширение трещины интерпретируется как процесс аннигиляции на ее поверхностях (берегах), идущих из объема среды потоков призматических дислокационных петель, сопровождающийся переходным излучением звука. Закон изменения со временем радиуса петли $R = R_0(t)$ предполагается известным. Получены формулы, описывающие пространственно-временную эволюцию поля скоростей смещения точек среды и поля напряжений в волновой зоне на далеких расстояниях $r \gg R_0$ от трещины.

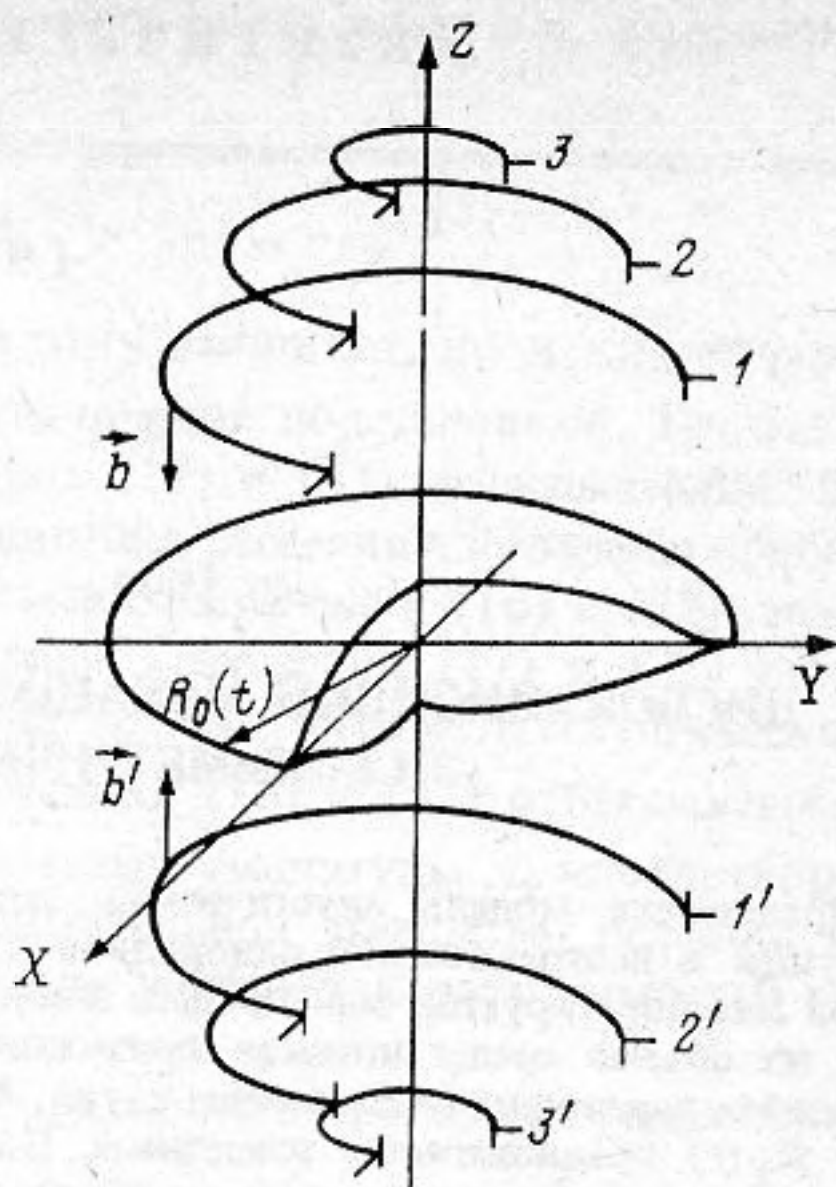
Развитие трещин в деформируемых твердых телах сопровождается мощной акустической эмиссией [1, 2], регистрация которой является эффективным методом исследования кинетики разрушения различных материалов. Стандартный способ описания переменных упругих полей, создаваемых растущей трещиной, состоит в решении динамической задачи теории упругости в двусвязной области с некоторыми граничными условиями на берегах дефекта [3, 4].

Вместе с тем в задаче об акустических полях динамической трещины до настоящего времени практически не использовались модели, основанные на физических механизмах эволюции такого рода дефектов. В работе [5] рассчитано звуковое излучение осесимметрической трещины, расширение которой интерпретируется как бездиффузионное восхождение призматических дислокационных петель в плоском скоплении, эквивалентном исходной трещине. Такая модель, вполне адекватная случаю хрупкого разрушения, позволяет получить звуковые поля дефекта как суперпозицию сигналов от элементарных источников (дислокаций), составляющих трещину. В пластичных материалах более реалистичным представляется механизм, при котором перемещение берегов раскрывающейся трещины (представляющее собой большие пластические деформации в среде) происходит вследствие аннигиляции на них направленных потоков круговых призматических дислокационных петель, идущих из объема кристалла. В такой постановке мы и будем решать здесь задачу о звуковом излучении растущей осесимметрической трещины, предполагая, что вся акустическая эмиссия развивающегося дефекта обусловлена призматическими петлями, "бомбардирующими" его берега. Закон изменения со временем радиуса трещины $R = R_0(t)$ (рисунок) предполагается известным.

Рассмотрим круговую трещину (рисунок), расширяющуюся в плоскости $z = 0$ так, что ее берега перемещаются в направлении оси oZ . Если скорость раскрытия трещины $dR_0/dt \ll c$ (c — скорость звука), то применимо квазистатическое приближение [5, 6], в рамках которого трещину можно моделировать плоским скоплением призматических дислокационных петель, векторы Бюргерса которых параллельны оси oZ . В цилиндрических координатах R, φ, z тензор плотности дислокаций в таком скоплении имеет одну отличную от нуля компоненту [5, 7]:

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

Призматические круговые дислокационные петли 1, 2, 3... движутся в отрицательном направлении оси oZ (петли 1', 2', 3'... движутся соответственно в положительном направлении оси oZ). Петли выходят на свободные поверхности раскрывающейся трещины и аннигилируют на них (можно считать, что аннигиляция происходит в плоскости $z = 0$). Потoki дислокационных петель самоогласованным образом (через уравнение непрерывности (2)) связаны с распределением дислокаций в трещине (1)



Здесь μ — модуль сдвига, σ — коэффициент Пуассона, p_0 — внешнее растягивающее напряжение, $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хэвисайда. Предполагается, что $R_0(0) = R_{кр}$, где $R_{кр}$ — критический радиус круговой трещины [7].

Основное предположение нашей модели заключается в том, что распределение дислокаций (1) в каждый момент времени поддерживается самоогласованными потоками призматических дислокационных петель, аннигилирующих на берегах трещины (рисунк). Векторы Бюргера петель должны иметь отличную от нуля компоненту b_z (далее мы будем предполагать, что только эта компонента вектора Бюргера отлична от нуля). В этом случае не равна нулю единственная подходящая нам компонента j_{Rz} тензора плотности потока дислокаций j_{ik} [8], которая и обуславливает развитие трещины по рассматриваемому механизму (здесь и далее греческие индексы обозначают физические компоненты векторов и тензоров в цилиндрических координатах [9, 10]). В силу уравнения непрерывности [8] имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{\varphi z} + \frac{\partial}{\partial z} j_{Rz} = 0. \quad (2)$$

Соотношение (2) справедливо везде, где плотность подвижных призматических круговых дислокационных петель отлична от нуля. Распределение (1) относится к плоскому скоплению, лежащему в плоскости $z = 0$. Таким образом, используя (1), мы можем получить градиент дислокационного потока на берегах раскрывающейся осесимметрической трещины:

$$\frac{\partial}{\partial z} j_{Rz} = \frac{2aR\delta(z)}{\pi\sqrt{R_0^2(t) - R^2}} \left[\frac{R_0(t)\dot{R}_0(t)\theta(t)}{R_0^2(t) - R^2} - \delta(t) \right]. \quad (3)$$

Выражение (3) дает нам поток призматических дислокационных петель, которые должны аннигилировать на поверхностях, образующихся при растрескивании, чтобы поддержать заданное движение $R = R_0(t)$ края трещины.

Обратимся к звуковому излучению осесимметрической трещины в неограниченной изотропной среде. Будем рассматривать его как акустическую эмиссию при аннигиляции призматических петель в плоскости $z = 0$ в области $R \leq R_0(t)$. Поле скоростей смещения точек среды $v_\beta(y, t)$ удовлетворяет динамическому уравнению теории уп-

ругости в цилиндрических координатах [10]:

$$[\rho g^{\alpha\beta} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \lambda^{\alpha\gamma\delta\beta} \nabla_\gamma \nabla_\delta] v_\beta = f^\alpha(R, z, t). \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность среды, $\nabla_\alpha = \frac{\partial}{\partial y^\alpha}$ — ковариантная тензорная производная по набору обобщенных координат $\{y^\alpha\}$, $g_{\alpha\beta}$ — метрический тензор ($g_{RR} = g_{zz} = 1$, $g_{\varphi\varphi} = R^2$), $\lambda^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — тензор упругих модулей изотропной среды,

$$\lambda^{\alpha\beta\gamma\delta} = \rho(c_l^2 - 2c_t^2) g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} + (g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} + g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}) \quad (5)$$

(c_l и c_t — соответственно скорости продольного и поперечного звука). Объемные силы f^α в правой части (4) связаны с пространственными производными от компонент тензора плотности потока дислокаций $j_{\mu\nu}$ линейными соотношениями

$$f^\alpha = \lambda^{\alpha\gamma\mu\nu} \nabla_\gamma j_{\mu\nu}(R, z, t). \quad (6)$$

С учетом сказанного выше находим, что в интересующей нас задаче отлична от нуля одна компонента

$$f^R = \lambda^{RzRz} \frac{\partial}{\partial z} j_{Rz} = \rho c_t^2 \frac{\partial}{\partial z} j_{Rz} \quad (7)$$

силы f^α , отвечающая возмущению среды при аннигиляции призматических дислокационных петель на берегах трещины. Пространственная производная компоненты j_{Rz} тензора плотности потока дислокаций определяется формулой (3). Первое слагаемое в скобках (3) отвечает возмущению среды в процессе аннигиляции потоков призматических круговых дислокационных петель на поверхностях трещины при $t > 0$. Второе слагаемое в скобках (3) представляет собой возмущение при мгновенном образовании в момент времени $t = 0$ круговой петли критического радиуса $R_{кр}$.

Интересующие нас поля звукового излучения трещины представляют собой асимптотики поля скоростей смещения точек среды $v_\alpha(R, z, t)$ (в силу аксиальной симметрии задачи они не зависят от координаты φ) и поля напряжений

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

в волновой зоне на далеких расстояниях $R \gg R_0(t)$ от трещины. В этом случае поля излучения могут быть представлены в форме мультипольного разложения в полной аналогии с ситуацией, имеющей место в электродинамике [11]. При этом необходимо иметь в виду, что у скользящих призматических дислокационных петель отсутствует дипольное излучение [12], так что здесь нам потребуется квадрупольная компонента звуковых полей. Воспользовавшись результатами [10, 12], запишем квадрупольное излучение системы дислокационных петель

$$v_\alpha = \frac{c_t^2}{4\pi r} \sum_{\lambda=l, t} \frac{1}{c_\lambda^3} \Psi_{\alpha R}^{(\lambda)}(\mathbf{n}) \ddot{q}^R(t - \frac{r}{c_\lambda}), \quad (9)$$

$$\sigma^{\alpha\beta} = -\lambda^{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{c_t^2 n_\gamma}{4\pi r} \sum_{\lambda=l, t} \frac{1}{c_\lambda^4} \Psi_{\delta R}^{(\lambda)}(\mathbf{n}) \ddot{q}^R(t - \frac{r}{c_\lambda}), \quad (10)$$

где $r = \sqrt{R^2 + z^2}$ — расстояние до точки наблюдения полей, \mathbf{n} — орт радиус-вектора точки наблюдения, а тензоры $\Psi_{\alpha\beta}^{(\lambda)}(\mathbf{n})$, описывающие угловое распределение излучения, имеют компоненты

$$\Psi_{\alpha\beta}^{(l)} = n_\alpha n_\beta; \quad \Psi_{\alpha\beta}^{(t)} = g_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta. \quad (11)$$

Вектор q^α выражается через компоненты тензора квадрупольного момента $Q^{\alpha\beta}$ из-

лучающей системы:

$$Q^{\alpha\beta}(t) = \int d^3\xi P^{\alpha\mu}(y|\xi) P^{\beta\nu}(y|\xi) \xi_\nu f_\mu(R, z, t), \quad (12)$$

где $P^{\alpha\mu}(y|\xi)$ представляют собой компоненты проекционного оператора в цилиндрической системе координат [10]. Полученное нами представление для квадрупольного момента системы дислокационных петель несколько отличается от введенного ранее определения [10]: тензор второго ранга (12) есть дивергенция от тензора квадрупольного момента [10], который является тензором третьего ранга. С помощью (12) вектор q^α может быть записан в виде

$$\ddot{q}_R = n_R \ddot{Q}^{RR} = \theta(t) \frac{a\sqrt{2}}{3} \sqrt{\frac{R_0(t)}{R_{кр}}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} R_0^3(t). \quad (13)$$

В выражении (13) нами удержано только слагаемое, относящееся к полям звукового излучения в процессе расширения петли. Слагаемое, связанное с зарождением петли критического радиуса при $t = 0$, может быть отброшено, поскольку оно мало в меру малости свободного объема, раскрываемого в критической трещине. Кроме того, критические трещины всегда образуются вследствие хрупкого микроразрушения, так что этот вид эмиссии по существу не описывается обсуждаемым в данной работе механизмом, а относится к модели, исследованной ранее [5].

Как видно из (13), амплитуда квадрупольного излучения растущей трещины пропорциональна второй производной по времени от раскрываемого в дефекте свободного объема. Кроме того, третья производная по времени от квадрупольного момента содержит зависящий от времени множитель $(R_0/R_{кр})^{1/2}$, который оказывается достаточно большим, поскольку наиболее интенсивная эмиссия наблюдается от трещин сравнительно больших размеров, когда $R_0 \gg R_{кр}$. Происхождение указанного множителя связано с тем, что интеграл (12), вычисленный с использованием (3), расходится при $R \rightarrow R_0$. В действительности такой расходимости нет, поскольку в выражениях (1), (3) не учтено истинное распределение дислокаций в голове трещины на расстояниях $R - R_0 \sim R_{кр}$: в этой области $\rho_{\varphi z} \sim (R_0^2 - R^2)^{-1/2}$ [7, 13]. Если принять во внимание это обстоятельство, расходимость устраняется, но появляется корневой множитель, естественно содержащий "масштаб обрезания" $R_{кр}$.

Звуковое излучение трещины по описанному механизму содержит в своем составе сферические волны сжатия и сдвига, распространяющиеся от начала координат (где расположена растущая трещина) со скоростями c_l и c_t соответственно. Пространственно-временная форма звукового импульса определяется квадрупольным моментом (13) как функцией времени. Интенсивность излучения в настоящем случае по порядку величины в $R_0/R_{кр}$ раз превышает интенсивность эмиссии хрупкой трещины [5]. Это связано с тем, что для поддержания заданного распределения (1) дислокаций в трещине здесь нам требуется поток призматических петель, в $(R_0/R_{кр})^{1/2}$ раз превышающий поток восходящих петель при хрупком разрушении [5].

В реальном кристалле, конечно, акустическая эмиссия будет осуществляться по обоим механизмам — хрупкому [5] и дислокационному, изученному в настоящей работе. Полное уравнение непрерывности, включающее оба канала эволюции источников эмиссии, должно иметь вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{\varphi z} - \frac{\partial}{\partial R} j_{zz} + \frac{\partial}{\partial z} j_{Rz} = 0. \quad (14)$$

Вклад каждого из механизмов в суммарную эмиссию зависит от конкретного распределения дислокационных потоков между вторым и третьим членами в (14). В хрупких кристаллах, где подвижные дислокации практически отсутствуют, третий член оказывается пренебрежимо мал, и трещина излучает звук так, как описано в [5]. В пластичных кристаллах, где на стадии предразрушения и образования микротрещин имеется большое число легко подвижных дислокаций, могущих "сваливаться"

в трещину, преобладает эмиссия, обусловленная аннигиляцией петель на поверхностях трещины. Этот эффект имеет место даже в том случае, когда второй и третий члены в (14) оказываются одного порядка величины, поскольку, как отмечено выше, интенсивность аннигиляционного излучения петель в $R_0/R_{кр} \gg 1$ раз выше интенсивности эмиссии при хрупком разрушении.

Имеется еще один вид излучения, тесно связанный с механизмом акустической эмиссии, изученным в настоящей работе. Речь идет о тормозном излучении, возникающем при нестационарном движении петель из объема кристалла к свободным поверхностям трещины. Эта компонента излучения также определяется квадрупольным моментом призматических дислокационных петель, а амплитуда соответствующих звуковых полей пропорциональна производной по времени от ускорения петель. Тормозное излучение не является специфическим элементом акустической эмиссии трещины; его пространственно-временные характеристики определяются динамикой дислокационных потоков в объеме среды, которая, в свою очередь, зависит от ряда факторов, не связанных непосредственно с кинетикой разрушения. Объемная подвижность дислокаций может косвенным образом влиять на процесс развития трещины: например, наличие мощного торможения дислокаций может лимитировать величину дислокационных потоков, идущих к берегам трещины и, как следствие, приводить к переходу от вязкого к хрупкому разрушению с соответствующим изменением характера наблюдаемой при этом акустической эмиссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jaffry D.* Sources of Acoustic Emission in Metals. A Review. Pt 3. Non-Destructive Testing. Australia, 1979. June. P. 19–28.
2. *Бойко В.С., Кривенко Л.Ф.* Исследование акустической эмиссии, сопровождающей элементарные акты пластической деформации и разрушения твердых тел // ФТТ, 1988. Т. 30. № 3. С. 716–723.
3. *Поручиков В.Б.* Методы динамической теории упругости. М.: Наука, 1986. 328 с.
4. *Крылов В.В.* Об излучении звука развивающимися трещинами // Акуст. журн. 1983. Т. 29, № 6. С. 790–798.
5. *Чишко К.А.* Излучение звука при развитии осесимметрической трещины в изотропной упругой среде // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 541–547.
6. *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.
7. *Баренблатт Г.И.* О равновесных трещинах, образующихся при хрупком разрушении. Общие представления и гипотезы. Осесимметрические трещины // ПММ. 1959. Т. 23. С. 434–444.
8. *Косевич А.М.* Дислокации в теории упругости. Киев: Наук. думка, 1978. 219 с.
9. *Кочин Н.Е.* Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М.: Наука, 1965. 426 с.
10. *Чишко К.А.* Динамический тензор Грина и упругие поля системы подвижных дислокационных петель в криволинейных ортогональных координатах // Укр. физ. журн. 1991. Т. 36. № 1. С. 121–128.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
12. *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.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. 203 с.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украины

Поступила в редакцию
08.08.91

DISLOCATION MECHANISM OF ACOUSTIC EMISSION FROM
AXIAL-SYMMETRIC CRACK

The model of acoustic emission from an axial-symmetric crack developing in an infinite elastic medium is proposed. The defect growth is interpreted as the process of annihilation of prismatic dislocation loop flows running from a medium bulk at the crack free surface. The spatial-temporal evolution of these flows is connected self-consistently with the crack edges movement at a given variation of its radius as a function of time. The crack is assumed to expand with subsonic velocities so as the quasistatic approximation is true for the density of dislocation loops which form an accumulation equivalent to an axial-symmetric crack. The total acoustic emission from the crack represents a superposition of the transient radiation pulses from single circular prismatic dislocation loops which reach the free surfaces of the opening crack and annihilate on them. The annihilation radiation caused by the crack opening turns out to be a quadrupole one due to the high symmetry of the radiating system as in the case of a single loop also. The radiation amplitudes of the fields (the field of a medium points displacements velocities and the field of stresses in the wave zone) are basically proportional to the second derivative of the free volume of the opening crack with respect to time. However, they contain also the factor $(R_0/R_{cr})^{1/2}$ depending on time. Here $R_0(t)$ is the crack radius as a function of time, R_{cr} is the radius of the critical crack. The proposed mechanism of acoustic emission differs by this factor from the sound fields of a brittle crack which opens only due to a nondiffusive broadening of dislocation loops in the accumulation equivalent to this crack. Thus, the acoustic emission of cracks forming at the destruction stage in elastic crystals with high mobility of dislocations will be determined mainly by the annihilation radiation of dislocations "falling" down into the crack as the relationship $R_0 \gg R_{cr}$ is satisfied for all cracks emitting a sound signal accessible to experimental observation.