

УДК 534.2 539.4 : 548.4

## ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ АКТЫ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

*В. С. Бойко, Л. Ф. Кривенко*

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование импульсов акустической эмиссии (АЭ), генерируемых при протекании элементарных актов неупругой деформации: образовании отдельных микродвигов, микротрещин, микродвойников при микроиндентировании. Теоретически построены акустические образы АЭ, сопровождающей рост микродвойника или микротрещины в упругих полях, реализующихся в процессе локального нагружения. Экспериментально исследовалась АЭ, сопровождающая образование отдельных: микродвигов в LiF; микротрещин в карбиде бора, кремнии, кальците; микродвойников в цирконии, кальците. Получены реальные акустические образы соответствующих элементарных актов пластичности и разрушения. В случае микротрещин и микродвойников обнаружена зависимость амплитуды импульсов АЭ от нагрузки, согласующаяся с теоретическим рассмотрением. Образование микродвигов в LiF не сопровождается заметной АЭ. Обсуждаются причины различий между АЭ, сопровождающей элементарные акты разрушения и двойникования, с одной стороны, и скольжения — с другой. Экспериментально изучается зависимость характера сигнала АЭ от длительности дислокационного события. На примере регистрации АЭ в процессе механических испытаний циркония показана возможность использования реального акустического образа элементарного акта определенной моды неупругой деформации материала для выявления ее вклада в общую макроскопическую деформацию.

Метод АЭ, основанный на регистрации звуковых волн, возникающих в процессе неупругого деформирования и разрушения твердых тел, находит широкое применение при исследовании механических свойств материалов и изучении физической природы прочности и пластичности. Несмотря на большое количество экспериментальных данных по регистрации АЭ, интерпретация акустических сигналов встречает серьезные трудности. Наиболее последовательный теоретический подход к явлению заключается в рассмотрении звуковых волн, генерируемых при динамическом развитии дефектов в твердых телах [1]. Начиная с работы В. Д. Напика [2] и в последовавшем затем цикле работ [3] было проведено теоретическое рассмотрение элементарных дислокационных механизмов АЭ. В [4] было отмечено, что построение акустических образов элементарных дислокационных событий может быть использовано для расшифровки сложной акустической картины, возникающей в процессе деформации материалов. В [3] был представлен теоретически построенный атлас акустических образов некоторых элементарных дислокационных событий, таких как выход отдельной дислокации на поверхность, аннигиляция двух дислокаций противоположных знаков и т. п. В то же время регистрация импульсов АЭ, генерируемых отдельными дислокациями, в настоящее время возможна лишь в исключительных случаях [5]. Поэтому для непосредственного сопоставления с экспериментом удобнее перейти на другой структурный уровень — построение акустических образов элементарных актов пластической деформации, реализующихся ансамблями элементарных дефектов. В том случае, когда акты деформации можно моде-

лизовать перемещением плоских скоплений дислокаций, сочетание динамической теории скоплений и теории дислокационных механизмов АЭ делает возможным решение задачи.<sup>1</sup> В силу значительных сложностей задачи в настоящее время имеется сравнительно небольшое число однозначных экспериментальных наблюдений акустических образов элементарных актов неупругой деформации: наблюдение АЭ, сопровождающей выход упругого двойника из кристалла [8] и основных стадий роста отдельного двойника в кальците [9]; регистрация АЭ, сопровождающей образование отдельного термоупругого мартенситного включения [10], отдельных двойников в цинке [11], зарождения микродвойника в цирконии [12]. Целью данной работы являлось теоретическое построение и регистрация в эксперименте акустических образов, сопровождающих образование микросдвигов, микротрещин и микродвойников.

Элементарные полосы скольжения, трещины и двойники часто моделируются плоскими скоплениями дислокаций. Будем рассматривать двойник, поскольку, имея решение для него, можно судить также о поведении в аналогичных условиях и полосы скольжения, и трещины [13]. Опираясь на [14], рассмотрим динамику развития двойника в упругом поле

$$\sigma^e \sim \sigma_0^e \sqrt{\frac{r_0}{r}} \quad (1)$$

где  $\sigma^e$  — внешняя нагрузка;  $r_0$  — константа, являющаяся характеристикой поля;  $r$  — координата точки наблюдения. Упругое поле такого типа реализуется: у застопоренного скопления дислокаций [1] (в этом случае  $r_0$  — длина скопления), а значит, и в голове застопоренной полосы скольжения, трещины, двойника; у края жесткого штампа при контактном нагружении [15].

Решение нелинейной интегро-дифференциальной системы основных уравнений динамики двойника [16] в общем случае найти не удастся. В [17] найдено автомодельное решение в случае выхода упругого двойника из кристалла. Ищем автомодельное решение для плотности дислокаций  $\rho(x, t)$  и их скоростей  $v(x, t)$  в данном случае в виде

$$\rho(x, t) = \frac{\sigma_0^e \sqrt{r_0} - M}{D \sqrt{L}} \bar{\rho}(\eta), \quad (2a)$$

$$v(x, t) = \frac{(\sigma_0^e \sqrt{r_0} - M) b}{B \sqrt{L}} \bar{v}(\eta). \quad (2b)$$

где  $D = \mu b / 2\pi$ ,  $\mu$  — модуль сдвига,  $b$  — вектор Бюргера;  $B$  — константа демпфирования (предполагается, что дислокации испытывают вязкое торможение);  $L$  — полудлина двойника, двойник занимает отрезок  $(-L, +L)$  на оси  $X$ ;  $\eta = x/L$ ;  $\bar{\rho}(\eta)$ ,  $\bar{v}(\eta)$  — безразмерные функции, характеризующие плотность распределения дислокаций и их скоростей вдоль двойника;  $M$  — феноменологический параметр теории [13], характеризующий силы поверхностного натяжения. После подстановки (2) в систему основных уравнений [16] и преобразований, аналогичных [17], можно убедиться, что теперь задача сводится к поиску функций  $\bar{\rho}(\eta)$  и  $\bar{v}(\eta)$ , поскольку для зависимости  $L(t)$  может быть найдено явное выражение. Рассмотрим уравнение непрерывности плотности потока дислокаций

$$\frac{B \sqrt{L}}{b(\sigma_0^e \sqrt{r_0} - M)} \frac{dL}{dt} = \frac{d}{d\eta} [\bar{\rho}(\eta) \bar{v}(\eta)] - \frac{1}{2} \bar{\rho}(\eta) + \eta \frac{d\bar{\rho}(\eta)}{d\eta}. \quad (3)$$

Левая часть безразмерного уравнения непрерывности зависит только от  $t$ , а правая часть от этой переменной не зависит. Следовательно,

<sup>1</sup> Первые последовательные расчеты такого типа проведены для описания АЭ, сопровождающей выход упругого двойника из кристалла [6] и начальную стадию работы источника Франка—Рида [7].

$$\frac{B \sqrt{L}}{b (\sigma_0 \sqrt{r_0} - M)} \frac{dL}{dt} = \text{const} = \bar{v} \quad (4)$$

Предположив, что при  $t=0$   $L=0$ , получим для  $L(t)$  точное выражение

$$L(t) = \left[ \frac{3}{2} \frac{b}{B} (\sigma_0 \sqrt{r_0} - M) \bar{v}(1) t \right]^{2/3} \quad (5)$$

Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать лишь зависимость АЭ от  $t$  и  $\sigma_0$ , перейдем к расчету звукового излучения, сопровождающего рост двойника. Можно показать [14], что основной вклад в него дает переходное излучение звука, теоретически предсказанное в [2], экспериментально обнаруженное и исследованное в цикле работ [5, 8, 18]. Используя соотношение, полученное в [18] для описания переходного излучения плоским скоплением дислокаций, выходящих («входящих») на поверхность (в кристалл), а также соотношения (2), (5), получаем для поля излучения (например, для компоненты  $\sigma_{yz}$  в случае двойника из винтовых дислокаций) с логарифмической точностью следующее выражение

$$\sigma_{yz} \approx \frac{\mu b^2 \sin^2 \varphi}{\pi c_t^2 r^{1/2}} \frac{r_0 (\sigma_0)^2}{DB} \left[ 1 - \frac{M}{\sigma_0 \sqrt{r_0}} \right]^2 \frac{\bar{p}(0) \bar{v}^2(0)}{\bar{v}(1) \sqrt{t - \frac{r}{c_t}}}, \quad (6)$$

где  $r, \varphi$  — цилиндрические координаты точки регистрации,  $c_t$  — скорость звука.

По мере роста двойника его размеры становятся гораздо больше области приложения нагрузки и его дальнейший рост происходит в упругом поле типа поля сосредоточенной силы. Оно убывает в глубину кристалла достаточно быстро, так что для его описания можно, согласно [13], ввести величину  $\Phi_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^e(x) dx$ . Используя рассмотрение динамики двойника для этого случая [19], имеем

$$v(0, t) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{b\Phi_0}{Bt}}, \quad (7)$$

$$\rho(0, t) = \frac{M}{a\mu} \sqrt[4]{\frac{B}{b\Phi_0 t}}, \quad (8)$$

$a$  — постоянная решетки. В результате получаем

$$\sigma_{yz} \approx \frac{\sin^2 \varphi}{\pi \sqrt{2}} \frac{b^{7/4} M \Phi_0^{3/4}}{r^{1/2} c_t^{3/2} a B^{3/4}} \frac{1}{t^{3/4}} \left[ \left( \frac{r}{c_t t} \right)^{-1/4} - \left( 1 - \frac{r}{c_t t} \right)^{-1/4} \right]. \quad (9)$$

С помощью [18] аналогичным образом можно получить выражения для скоростей элементов среды  $v_c$  в излученном импульсе АЭ. Зависимость  $v_c$  от внешней нагрузки и времени будет такой же, как в (6) или (9), различия будут в характере углового распределения излучения. Таким образом, во внешнем упругом поле типа (1) амплитуда напряжений  $\sigma$  или скоростей  $v_c$  в импульсе АЭ при образовании двойника должна быть связана с внешней нагрузкой  $P \propto \sigma^e$  зависимостью  $\sigma \propto P^2$  или  $v_c \propto P^2$ , если же расстояние от места приложения внешней силы таково, что ее можно рассматривать как сосредоточенную, имеем  $\sigma \propto P^{3/4}$  или  $v_c \propto P^{3/4}$ . Статически равновесная длина скопления достигается в условиях, когда необходимо учитывать трехмерность задачи. Однако на этом этапе скорость дислокаций уже такова, что их АЭ можно уже пренебречь. Сопоставление сил торможения (в первую очередь сил поверхностного натяжения) показывает, что в отличие от трещин, безызлучательная часть роста двойника может быть значительной [6].

Вопрос об АЭ при образовании трещин неоднократно рассматривался [20, 21]. Обычно рассматривается рост трещины в неограниченной

среде (в последнее время [22] и на поверхности). Как правило, анализируется мгновенное раскрытие трещины или распространение трещины с постоянной скоростью и возникающее при этом динамическое поле смещений. Нас будет интересовать развитие трещины в упругом поле (типа (1) или в поле сосредоточенной силы и генерируемая при этом АЭ. Воспользуемся дислокационной моделью трещины [23]. Поскольку упругое поле трещины эквивалентно упругому полю скопления дислокаций, то пересечение ею границы раздела двух сред (в частности, при образовании трещины с поверхности) должно сопровождаться переходным излучением.<sup>2</sup> Раскрытие трещины внутри материала должно сопровождаться излучением аннигиляционного типа.

Соотношения (6), (9) использовались для анализа экспериментально регистрируемых импульсов АЭ в процессе локального нагружения, которое находит широкое применение [24]. При этом типе нагружения пластическая деформация и разрушение протекают в виде последовательности элементарных актов, реализующихся в малой области материала. Затем эта область подвергалась металлографическому исследованию. Возникает возможность однозначного сопоставления акта неупругой деформации и обусловленного им импульса АЭ. Использовались материалы, в которых в условиях эксперимента реализовалась бы преимущественно одна мода неупругой деформации: скольжение, двойникование или разрушение. Регистрация сигналов АЭ проводилась по методике, разработанной в [12]. В качестве приемников АЭ использовались пьезоакустические преобразователи. Чтобы использовать полученные с их помощью данные, необходимо установить связь между входными механическими величинами: приложенной к датчику суммарной силой  $F = \int ds$  (интегрирова-

ние проводится по поверхности датчика), колебательной скоростью  $v_c$  и выходными электрическими величинами — электрическим напряжением  $U$  и током  $I$ . Пьезопреобразователь — это фактически электромеханический четырехполюсник с акустическим входом и электрическим выходом [25]. На входе четырехполюсника заданы  $F$  и  $v_c$ , на выходе —  $U$  и  $I$ . Используя соответствующие уравнения четырехполюсника, получим  $U = (B_{22}F - B_{12}v_c) / (B_{11}B_{22} - B_{12}B_{21})$ , где  $B_{ik}$  — коэффициенты четырехполюсника. Можно показать, что если толщина пьезопластины гораздо меньше длины волны, то  $B_{22} \gg B_{12}$  и получаемое из осциллограмм значение  $U$  следует сопоставлять с суммарным усилием, действующим на датчик. Сопоставление параметров регистрируемого сигнала с известным импульсом механических напряжений по методике [26] показало прямую пропорциональную зависимость между  $U$  и  $F$  в нашем случае. Но даже если условие  $B_{22} \gg B_{12}$  не выполняется, измерение амплитуды сигнала  $A$  ( $A \propto U$ ) дает информацию о  $\sigma(P)$  или  $v_c(P)$ , поскольку они одинаковым образом зависят от  $P$ , а в выражение для  $U$  входят в виде линейной комбинации.

Для выявления  $\sigma(P)$  или  $v_c(P)$  в чистом виде необходимо использовать пьезодатчики с периодом собственных колебаний  $\tau$ , меньшим длительности регистрируемого импульса АЭ. В противном случае амплитуда выходного сигнала начинает зависеть не только от амплитуды входного сигнала, но и от его длительности. Наиболее последовательный учет этого обстоятельства требует вычисления спектра выходного сигнала, получаемого как произведение спектра входного сигнала и передаточной функции системы [27]. Спектральная компонента выходного сигнала на частоте датчика могла бы уже непосредственно сопоставляться с теорией. Но поскольку не существует полностью эквивалентной электромеханической схемы пьезопреобразователя [25], то точный расчет характеристик преобразователя не представляется возможным. В то же время, согласно из-

<sup>2</sup> В звуковое излучение дает вклад также и нестационарность движения трещины, однако, как правило, этот вклад гораздо меньше.

мерениям [28], проведенным с помощью емкостных датчиков, время жизни источника АЭ при разрушении материала  $\sim 0.1$  мкс, так что разрыв между длительностью импульса АЭ и  $\tau$  может быть не столь уж большим — в пределах одного порядка величины. Кроме того, в эксперименте будут сопоставляться однотипные источники АЭ с близкими временами срабатывания. Все вышеизложенное позволяло надеяться на качественное выявление в эксперименте закономерностей типа (6) и (9).

В качестве материала для исследования АЭ, сопровождающей образование отдельных микродвойников, использовался Zr, сопровождающий образование отдельных микротрещин, — кремний и карбид бора.<sup>3</sup>

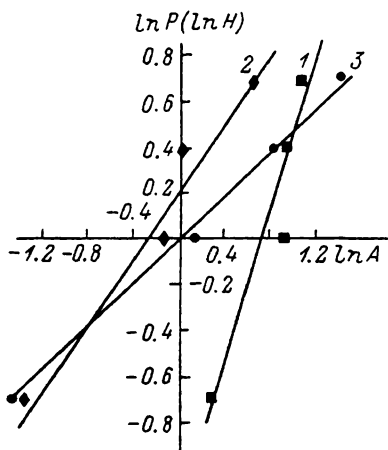


Рис. 1. Зависимость амплитуды  $A$  импульсов АЭ (в отн. ед.) от нагрузки на индентор  $P$  в случае образования микродвойников в цирконии, микротрещин — в кремнии и карбиде бора.

1 — цирконий, 2 — кремний, 3 — карбид бора.

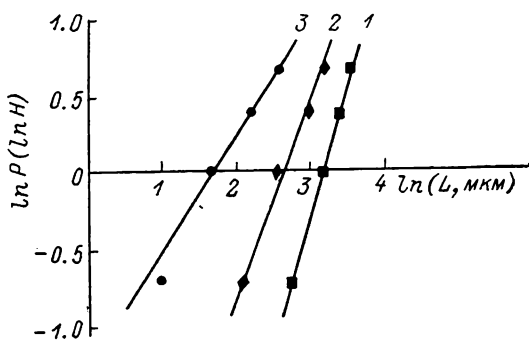


Рис. 2. Связь нагрузки  $P$  и длины возникающих микродвойников в цирконии, микротрещин — в кремнии и карбиде бора.

1 — цирконий, 2 — кремний, 3 — карбид бора.

На рис. 1 в двойных логарифмических координатах отложены результаты измерения амплитудных значений  $A$  сигналов, сопровождающих возникновение соответствующих дефектов при воздействии нагрузки на индентор. Каждая точка на рис. 1, а также на рис. 2 и 3 — результат усреднения 50—100 измерений. Если представить зависимость  $A(P)$  в виде  $P=A^m$ , то, согласно рис. 1, для циркония  $m \approx 1.40$ , для кремния  $m \approx 0.77$ , для карбида бора  $m \approx 0.47$ . Размеры трещин в карбиде бора невелики (минимальный размер трещины, при возникновении которой удается зафиксировать импульс АЭ, 3 мкм). Их развитие происходит в условиях, близких к росту в поле штампа (1). Теоретическое рассмотрение (соотношение (6)) дает  $m=1/2$ , так что согласие теории и эксперимента в этом случае хорошее. Длина трещин в кремнии в 2—3 раза больше, чем в карбиде бора. Еще значительно больше длины двойников в цирконии и развитие двойника происходит в основном в поле типа поля сосредоточенной силы, в котором, согласно (9),  $m=1.333$ . Так что и для этого случая согласие теории с экспериментом удовлетворительное. Случай с кремнием представляет собой промежуточную ситуацию. Эти результаты показывают, что ведущую роль в характере АЭ играет динамика формирования дефекта, определяемая пространственным распределением внешнего упругого поля.

Использование метода АЭ для диагностики начала микропластичности или микроразрушения предполагает установление связи между  $L$  и  $A$ . Эта связь может быть определена на основании полученных зависимостей

<sup>3</sup> Возможность регистрации импульсов АЭ при образовании микротрещин показана в [29].

$A(P)$  при известной связи  $L$  и  $P$ . Последняя может быть установлена на основании экспериментальных данных (рис. 2).<sup>4</sup> Если  $L \propto P^k$ , то  $A \propto L^n$ , где  $n = k/m$ . По данным рис. 1 и 2, для карбида бора и кремния  $n \approx 1.6$ , для циркония  $n \approx 1.1$ . Непосредственный анализ экспериментальных данных (рис. 3) дает для карбида бора  $n \approx 1.7$ ; для кремния и циркония  $n \approx 1.5$ . Худшее соответствие в этом случае расчетных и экспериментальных данных для Zr объясняется, по-видимому, обсуждавшимся выше наличием безызлучательного участка роста двойника.

Поскольку упругое поле в непосредственной близости концентраторов разного типа имеет вид, близкий к (1), наблюдающаяся зависимость типа  $A \propto L^{1.5}$  должна носить достаточно общий характер. Действительно, в [31] сравнение распределения трещин по размерам и сигналов АЭ по амплитудам в макроскопических механических испытаниях образцов закаленной стали также обнаружило аналогичную связь.

Сопоставление особенностей АЭ, сопровождающей образование микро-

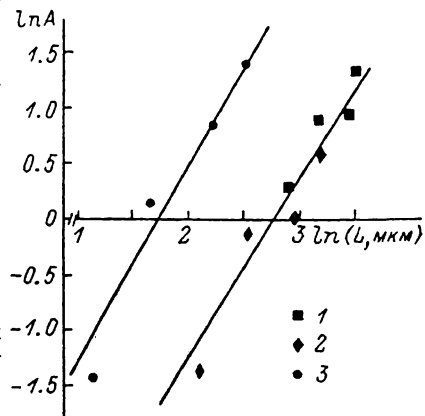


Рис. 3. Связь амплитуды импульсов АЭ и длины  $L$  микродвойников в цирконии, микротрещин — в кремнии и карбиде бора.

1 — цирконий, 2 — кремний, 3 — карбид бора.

двойников при локальном нагружении алмазной пирамидой и микродвойников при нагружении сферой в кальците, позволяет особенно наглядно показать влияние конфигурации внешнего упругого поля на протекание акта пластичности и тем самым на характер генерируемого при этом импульса АЭ. При микроиндентировании кристаллов кальцита можно в отдельных случаях вызывать появление одного микродвойника. Сопровождающий его импульс АЭ показан на рис. 4. Он имеет вид радиоимпульса, характерный для сигналов АЭ, наблюдающихся обычно при механических испытаниях материалов. На рис. 1 работы [19] приведена осциллограмма импульса АЭ, сопровождающего возникновение макроскопического двойника в кристалле кальцита при нагружении шаром. Этот импульс, как и импульсы, сопровождающие все макроскопические этапы двойникового в кальците [14], носит характер видеоимпульса. Такие различия обусловлены длительностью  $t_d$  соответствующих дислокационных событий. В случае макроскопического двойника она составляет  $\sim 10^3 \tau$ , т. е.  $t_d \gg \tau$ ; в случае микродвойника  $t_d < \tau$ .

При микроиндентировании кальцита без использования прокладки одновременно образуются микродвойники и микротрещины. Параллельно регистрируемые реальные акустические образы этих событий обнаруживают большое сходство. Это неудивительно, поскольку близки критерии механического двойникового и разрушения при локальном нагружении [32] и оба эти процесса сопровождаются созданием новой поверхности раздела. И трещина, и двойник устойчивы, начиная с конечных длин [13]. «Вход» с большой скоростью их в кристалл сопровождается резким всплеском АЭ. В то же время проведенные нами эксперименты по микроиндентированию LiF показали, что процесс возникновения микродвигов (их наличие подтвердилось избирательным травлением) не сопровождается заметной АЭ.<sup>5</sup> Поскольку возникновение полос скольжения в отличие от

<sup>4</sup> Интересно отметить, что в случае Zr  $P \propto L^{1.47}$ . Это удовлетворительно согласуется со статической теорией линзовидного двойника [30].

<sup>5</sup> Это также показывает, что процесс формирования самого отпечатка индентора не сопровождается заметной АЭ.

образования двойников и трещин не связано с образованием поверхности раздела, то полосы скольжения могут начинать рост с очень малой (формально нулевой) длины. В этом случае размеры полосы скольжения сравнительно плавно растут, следуя росту нагрузки. Таким образом, на уровне отдельного элементарного акта неупругой деформации процесс скольжения сопровождается значительно более слабой АЭ, чем элементарные акты двойникования и разрушения. В [33] при возникновении полос скольжения зафиксирована непрерывная эмиссия, трещин — взрывная.

Получение реального акустического образа элементарного акта определенной моды неупругой деформации материала открывает возможность выявления ее вклада в общую макроскопическую деформацию кристалла. Возможность такого подхода проиллюстрируем на примере измерения АЭ в процессе механических испытаний макроскопических образцов поликристаллического циркония.<sup>6</sup>

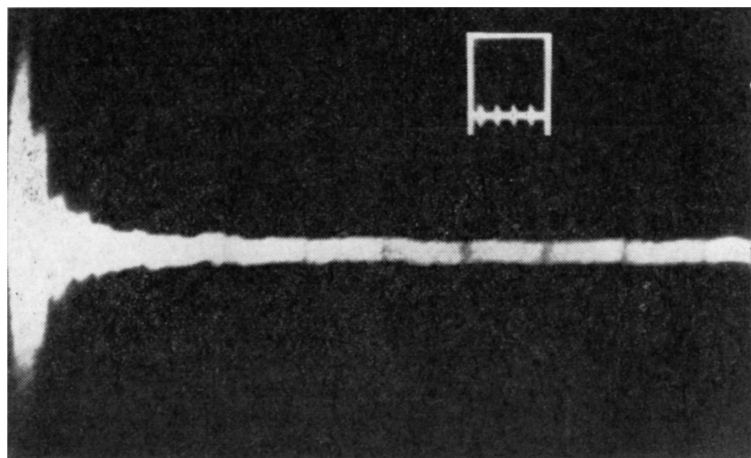


Рис. 4. Осциллограмма импульса АЭ, сопровождающего возникновение изолированного микродвойника в кальците.

Развертка по оси абсцисс — 2 мс на деление.

Регистрировалось число импульсов АЭ, скорость эмиссии, электрическое напряжение, возникающее на датчике в процессе фиксации импульсов АЭ. Параллельно проводилось наблюдение формы отдельных импульсов АЭ. С помощью регистрируемых параметров оценивалась средняя удельная энергия АЭ, приходящаяся на один импульс. Оказалось, что по мере понижения температуры удельная энергия АЭ растет и по порядку величины сравнивается с энергией импульса АЭ, измеряемого при образовании отдельного микродвойника в цирконии в процессе локального нагружения. При этом импульсы АЭ, наблюдавшиеся на экране осциллографа в процессе макроскопических испытаний, по форме, амплитуде и длительности аналогичны сигналам, наблюдавшимся при возникновении микродвойников в процессе локального нагружения. Металлографическое исследование образцов циркония, подвергавшихся макроскопическим испытаниям, обнаруживает возникновение двойников. Тот факт, что по мере повышения температуры энергия АЭ, приходящаяся на один импульс, падает, очевидно, связан со сменой моды пластической деформации — преобладающая роль переходит от двойникования к скольжению.

Авторы благодарны В. Д. Нацику за обсуждение результатов работы.

<sup>6</sup> Эти измерения проводились при участии Л. Г. Иванченко.

- [1] *Косевич А. М.* Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978. 220 с.
- [2] *Нацик В. Д.* Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8, № 6, с. 324—328.
- [3] *Нацик В. Д.* Автореф. докт. дис. Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1979. 44 с.
- [4] *Бойко В. С., Нацик В. Д.* В кн.: Элементарные процессы пластической деформации кристаллов. Киев: Наукова думка, 1978, с. 159—189.
- [5] *Бойко В. С., Кившик В. Ф., Кривенко Л. Ф.* ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 2, с. 504—508.
- [6] *Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф., Кривуля С. С.* ФТТ, 1973, т. 15, № 1, с. 321—323.
- [7] *Нацик В. Д., Чишко К. А.* ФТТ, 1975, т. 17, № 1, с. 342—345.
- [8] *Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф., Кривуля С. С.* ФТТ, 1969, т. 11, № 12, с. 3624—3626.
- [9] *Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф., Кривуля С. С.* ФТТ, 1970, т. 12, № 6, с. 1753—1755.
- [10] *Минц Р. И., Мелехин В. П., Иевлев И. Ю., Бухаленков В. В.* ФТТ, 1972, т. 14, № 5, с. 1582—1583.
- [11] *Schofield B. H.* In: Acoustic emission. American Society for testing and materials. Val Harbour. 1972, p. 11—19.
- [12] *Бойко В. С., Иванченко Л. Г., Кривенко Л. Ф.* ФТТ, 1984, т. 26, № 7, с. 2207—2209; 1985, т. 27, № 1, с. 300.
- [13] *Косевич А. М., Бойко В. С.* УФН, 1971, т. 104, № 2, с. 201—254.
- [14] *Бойко В. С.* Автореф. докт. дис. Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1983. 39 с.
- [15] *Галин Л. А.* Контактные задачи теории упругости и вязкоупругости. М.: Наука, 1980. 304 с.
- [16] *Voiko V. S.* Phys. St. Sol. (b), 1973, vol. 55, N 2, p. 477—482.
- [17] *Voiko V. S., Slutskin A. A.* J. Phys. Chem. Sol., 1977, vol. 38, N 11, p. 1221—1226.
- [18] *Бойко В. С., Кривенко Л. Ф.* ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 1, с. 255—261.
- [19] *Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф.* ФТТ, 1974, т. 16, № 5, с. 1451—1457.
- [20] *Грешников В. А., Дробот Ю. Б.* Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 272 с.
- [21] Акустическая эмиссия материалов и конструкций. Ростов-на-Дону, 1984, ч. I. 264 с.
- [22] *Крылов В. В., Пономарёв Е. П.* Акустич. журн., 1985, т. 31, № 2, с. 211—217.
- [23] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965, 202 с.
- [24] *Боярская Ю. С., Грабок Д. Э., Кац М. С.* Физика процессов микроиндентирования. Кишинев: Штиинца. 1986. 296 с.
- [25] *Домаркас В. И., Кажис Р.-И. Ю.* Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: Минтис, 1975. 255 с.
- [26] *Соорер Р. Е.* Proc. Roy. Soc. A, 1962, vol. 270, N 1343, p. 525—531.
- [27] *Дьелесан Э., Руайе Д.* Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. Пер. с франц. / Под ред. В. В. Леманова. М.: Наука, 1982. 424 с.
- [28] *Scribby C. B., Collingwood J. C., Wadley H. N. G. J.* Phys. D, 1978, vol. 11, N 17, p. 2359—2369.
- [29] *Бойко В. С., Кривенко Л. Ф.* Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. М.: ЦНИПАТОМинформ, 1986, вып. 1 (38), с. 26—28.
- [30] *Косевич А. М.* ФТТ, 1962, т. 4, № 5, с. 1103—1112.
- [31] *Ляшков А. И., Инжеваткин И. Е., Савельев В. Н.* Дефектоскопия, 1980, № 6, с. 98—101.
- [32] *Бойко В. С., Инденбом В. Л., Кривенко Л. Ф.* Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, № 2, с. 348—352.
- [33] *Ogura M., Adachi Y., Ikota T.* J. Appl. Phys., 1979, vol. 50, N 11, p. 6745—6750.

Харьковский физико-технический  
институт АН УССР  
Харьков

Поступило в Редакцию  
22 апреля 1987 г.  
В окончательной редакции  
7 сентября 1987 г.