Эффективность ПоФ при подавлении однолучевой помехи [2] в среднем оценивается величиной $\mu'_{\Pi_0\Phi} \sim 10^2$. В зависимости от числа *K*, равного отношению интенсивностей лучей помехи $1 \le \mu_{\Pi_0\Phi} \le \mu'_{\Pi_0\Phi}$.

Выигрыш в ОСП µ'прф, получаемый при подавлении однолучевой помехи с помощью ПрФ с одной степенью свободы [4, 5], достигает величины $\sim 10^2 - 10^3$ в широком диапазоне углов прихода помехи. При этом $1 \leq \mu_{\Pi p \Phi} \leq \mu'_{\Pi p \Phi}$ в зависимости от *K*. В частных случаях $K \ll 1$ и $K \gg 1$ (помеха становится однолучевой) и ППФ определяется эффективностью одного из парциальных фильтров. Несложно показать, что при К=1 и некоррелированных лучах помехи $\mu \approx$ $\approx 2\mu'_{\Pi_0\Phi} \mu'_{\Pi_p\Phi} / (\mu'_{\Pi_0\Phi} + \mu'_{\Pi_p\Phi}).$ Таким образом, следует ожидать весьма высокой (>10²) эффективности работы ППФ при подавлении двухлучевой частично рассеянной помехи. Если с помощью ПоФ подавлять не только первый луч помехи, но и часть поля, определяемую интерференцией лучей (второй вариант работы ППФ), то проведенное рассмотрение и формула (6) остаются в силе, изменяется лишь выражение для w_0 . Из общих соображений и полученных формул следует, что µ ППФ в каждом случае сложным образом зависит от совокупности свойств векторных полей сигнала и помехи и ее исследование — самостоятельная задача. Анализ возможностей подавления двухлучевой помехи с помощью ППФ показывает, что эта задача может быть решена двумя способами, которые не имеют принципиальных отличий. Однако различие весовых коэффициентов w_0 при двух вариантах использования ППФ предопределяет, вообще говоря, различие эффективности его работы в этих случаях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Уидроу, Мантей, Гриффитс, Гуд. Адаптивные антенные системы. ТИИЭР, 1967, 55, № 12, с. 78—95. [2] Березин Ю. В., Гусев В. Д., Смирнов В. И. Экспериментальные исследования подавления одной магнитоионной компоненты при отражении волны от слоя F2. — Геомагнетизм и аэрономия, 1971, 11, № 2, с. 258—262. [3] Канарейкин Д. Б., Павлов Н. Ф., Потехин В. А. Поляризация радиолокационных сигналов. М., 1966, с. 35—36. [4] Гейбриэл. Введение в теорию адаптивных антенных решеток. — ТИИЭР, 1976, 64, № 2, с. 55—95. [5] Риглер, Комптон мл. Адаптивная антенная решетка для подавления помех.— ТИИЭР, 1973, 61, № 6, с. 75—86.

Поступила в редакцию .13.02.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 539.29;548.4

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ Движение дислокаций при высокочастотной вибрации щелочно-галоидных кристаллов

Н. А. Тяпунина, А. А. Светашов

(кафедра молекулярной физики)

1. Введение. Как уже сообщалось ранее [1—3], высокочастотная вибрация в щелочно-галоидных кристаллах вызывает поступательное движение дислокаций. Представляло интерес более детально изучить особенности этого движения дислокаций и влияние на параметры поступательного движения электростатического поля, поскольку дислокации в щелочно-галоидных кристаллах имеют эффективный электрический заряд.

При знакопеременной нагрузке дислокации совершают вынужденные колебания; параметры, характеризующие колебательное движение дислокаций, изучают методами внутреннего трения и по данным измерения эффективного модуля упругости [4—6]. Феномен поступательного движения дислокаций под действием высокочастотной вибрации и причины, его вызывающие, до сих пор не исследовались. Между тем выяснение этого вопроса важно для понимания пластификации материалов под действием ультразвука, которая находит широкое промышленное применение.

Изучение влияния электрического поля на движение дислокаций при высокочастотной вибрации представляет интерес для оценки роли электростатического взаимодействия заряженных дислокаций и точечных дефектов.

2. Техника эксперимента. Объектом исследования служили кристаллы KCl, выращенные методом Кирополуса в заводских условиях. Статический предел текучести и плотность дислокаций кристаллов составляли соответственно 180 Г/мм² и 10⁴ см⁻². Концентрация катионных примесей в исследованных кристаллах KCl не превышала 10⁻² вес.%; основную долю примеси составлял стронций. Образцы в виде стержней выкалывались по плоскостям спайности кристалла. Размеры образцов определялись условиями резонансного возбуждения стоячей ультразвуковой волны.

Ультразвуковое воздействие осуществлялось методом двухсоставного осциллятора [7]. В образцах возникала стоячая ультразвуковая волна с распределением напряжений по длине:

$$\sigma_{yy} = \varepsilon_{\max}^0 \, M \sin \frac{\pi y}{L} = \sigma_{\max}^0 \sin \frac{\pi y}{L}, \qquad (1)$$

где ε_{\max}^0 и σ_{\max}^0 — амплитуды деформации и напряжения в пучности стоячей волны; M — модуль Юнга; L — длина образца; y — координата, отсчитываемая от места склейки образца с кварцем. На одном образце можно проследить за изменением дислокационной структуры при различных амплитудах напряжения.

Электрическое поле создавалось между обкладками плоскопараллельного конденсатора, напряжение на которые подавалось от стабилизированного выпрямителя типа BC-23.

3. Результаты экспериментов и их анализ. Структура дислокационных розеток и ее изменение под действием однородного механического сжатия детально изучались многими авторами [8, 9]. На рис. 1, б, приведена схема дислокационной розетки, описанной в [10, 11]. Лучи 1—8 соответствуют выходам краевых дислокаций, скользящих в плоскостях {110}, их называют «краевыми лучами». Согласно [10, 11] каждая пара краевых лучей 1-2, 3-4, 5-6, 7-8 состоит из выходов краевых дислокаций противоположного механического знака. При равномерном сжатии в направлении оси <010> дислокации, расположенные в краевых лучах, прилегающих к направлению сжатия, должны перемещаться от центра розетки, а дислокации в других четырех лучах — к центру. В реальных розетках это движение дислокаций не следует строго предложенной схеме.

Под действием ультразвука дислокации двигались в краевых лучах дислокационных розеток преимущественно от центра, при этом удлинение лучей 2, 3,6,7 было более заметным, чем лучей 1, 4, 5, 8 (рис. 1, б). Это наводит на мысль, что деформация растяжением более эффективна для процесса движения дислокаций в лучах розеток. В экспериментах при совместном действии на образец ультразвукового и электрического полей основное внимание было обращено на изменение длины лучей 2, 3, 6, 7.

Распределения средней длины дислокационных лучей по длине образца приведены на рис. 2. Кривая 1 (рис. 2) соответствует распределению длин краевых лучей (2, 3, 6, 7) дислокационных розеток в исходном состоянии двух образцов с зеркальными сколами. Согласно [12] длина лучей дислокационных розеток характеризует распределе-



Рис. 1. Схема расположения дислокационных розеток на исследуемом образце KCl; σ_{uv} — компонента ультразвукового напряжения, Е — напряженность электрического поля (*a*). Схема лучей дислокационной розетки на. (100) (б)



Рис. 2. Распределение средней длины краевых лучей розеток по длине образца: 1 - в исходном состоянии и после воздействия электростатического поля ($E=5 \ {\rm kB/cm}$); 2 - после воздействия ультразвука, $\sigma^0_{\rm max} = 270 \ {\rm \Gamma/mm^2}, \ f_p = 73 \ {\rm k\Gammau};$ 3 - после совместного действия электростатического и ультразвукового полей; 1 средняя длина краевых лучей (2, 3, 6, 7) дислокационной розетки

ние примесей. По кривой 1 можно сделать заключение, что в центральной части образцов примесь распределена достаточно однородно и в обоих образцах приблизительно одинаково. Один из них подвергался воздействию электрического поля. Точки, характеризующие распределение средней длины лучей по длине образца после действия только электростатического поля, также ложатся на кривую 1.

Опыты показали, что электростатическое поле с напряженностью до 5 кВ/см в исследованных образцах КСl, вообще не вызывает движения дислокаций в дислокационных розетках.

В отличие от электростатического, действие акустического поля вызывает поступательное движение дислокаций. Кривая 2 (рис. 2) характеризует распределение длин краевых лучей (2, 3, 6, 7) на образце, который после электростатического воздействия был подвергнут ультразвуковому. Дислокации пришли в движение, и лучи розеток удлинились. Распределение длин краевых лучей в дислокационных розетках после ультразвукового воздействия согласуется с распределением напряжений в стоячей ультразвуковой волне (1).

При одновременном действии электрического и ультразвукового полей число сместившихся дислокаций и средняя длина краевых лучей в дислокационных розетках больше, чем под влиянием одного ультразвукового поля. Кривая 3 (рис. 2) соответствует распределению длин краевых лучей (2, 3, 6, 7) для образца, который был подвергнут одно-

2 ВМУ, № 2, физика, астрономия

временному действию акустического и электрического полей. Из сравнения кривых 2 и 3 (рис. 2) видно, что длина лучей в пучности напряжений ультразвуковой волны при совместном действии названных полей возрастает на 17%.

При постоянной амплитуде ультразвуковой деформации $6 \cdot 10^{-5}$ влияние электрического поля обнаруживается начиная с напряженности E > 1 кВ/см, ее можно считать пороговой для исследуемых кристаллов KCl, что согласуется со значениями, найденными для кристаллов LiF и NaCl [5].

Используя (1), строили зависимость относительного числа сместившихся дислокаций $n_i/\Sigma n_i$ * от величины скалывающего напряжения при заданном σ^0_{max} , т. е. интегральное распределение относительного числа сместившихся дислокаций по амплитудам скалывающего напряжения τ^0_{ck} . На рис. 3 кривая 1 соответствует опытам без электрического поля, кривая 2 получена при одновременном воздействии на образец акустического и электрического полей. Влияние электростатического поля оказалось большим в области малых амплитуд напряжения.

В первом приближении принимали, что распределение числа сместившихся дислокаций по амплитудам скалывающего напряжения соответствует нормальному распределению, как это обычно делают при анализе результатов статического нагружения. Дисперсии нормальных распределений для опытов с электрическим полем и без него с надежностью 0,95 оказываются неразличимыми. Согласно [13] среднее квадратичное отклонение характеризует амплитуду внутренних напряжений, значение которой для данных экспериментов оказалось ~13 Г/мм². Это согласуется с данными, полученными в аналогичных опытах с розетками, но при статическом нагружении [8]. Стартовые напряжения для этих распределений оказываются порядка 120 Г/мм², что значительно превосходит данные для статических нагрузок. Влияние электрического поля сводится к незначительному изменению (~5—10 Г/мм²) стартовых напряжений.

Более детальный анализ расположения экспериментальных точек на вероятностных картах показал, что предположение о нормальном распределении не является точной аппроксимацией. Распределение несимметрично; наблюдается существенное отклонение в сторону больших стартовых напряжений. Это заставляет думать, что распределение числа сместившихся дислокаций по стартовым напряжениям ближе к максвелловскому, которое согласно [14] характеризует распределение дислокационных сегментов по длинам.

Длина лучей в исходном состоянии розеток может существенно зависеть от локальных условий, поэтому для оценки влияния электрического поля на удлинение различных краевых лучей целесообразно анализировать изменение длины луча Δl_i , которое соответствует длине пробега головной дислокации. Из схемы (рис. 1, б) видно, что для лучей 1-4 н 5-8 составляющая вектора поля Е ориентирована по-разному относительно направления движения дислокаций при удлинении лучей. Усредненные по всем розеткам значения $<\Delta l_i >$ приведены в таблице. Из таблицы видно, что < Δl_i > для лучей 5—8 на 18 mkm больше, чем для лучей 1—4, при стандартном отклонении величины Δl_i , равном 4 мкм. Эта асимметрия влияния электрического поля позволяет заключить, что в увеличение длины свободного пробега Δl_i дает вклад взаимодействие электрического поля с дислокацией как с заряженной нитью и что избыточный знак заряда на дислокации отрицателен. По-

^{*} n_i — число дислокаций, сместиющихся при данном скалывающем напряжении.

следнее согласуется с данными о знаке заряда дислокации в кристаллах NaCl, содержащих двухвалентные примесные катионы [15, 16].

Возможны два механизма влияния электрического поля на движение дислокаций: непосредственное действие электрического поля на дислокацию как на заряженную нить и опосредствованное, когда электрическое поле изменяет ориентацию или состояние центров, взаимодей-



Рис. 3. Интегральные распределения числа сместившихся дислокаций по значениям амплитуды скалывающего напряжения т⁰ек: 1 — под действием акустического поля, 2 — при совместном действии акустического и электростатического полей



Рис. 4. Влияние электрического поля на длину пробега головной дислокации в краевых лучах при $\sigma^0_{max} = 270 \ \Gamma/mm^2$, $f_p = 73 \ {\rm k} \Gamma_{\rm U}$, 2 - E = 0; $1 \ {\rm H}$ $3 \ {\rm npu}$ $E = 3 \ {\rm kB}$ для розеток, нанесенных соответственно на грань E н A (см. схему рис. 1)

ствующих с дислокацией. Определение вклада каждого из них представляет значительные трудности.

Была сделана попытка обнаружить проявление этих механизмов, для чего совместному действию электрического и акустического полей подвергался образец, у которого дислокационные розетки были нанесе-

ны на две смежные поверхности образцов (грани А и Б, рис. I, а). Для розеток на грани Б E₁ || u (u --направляющий вектор краевых компонент дислокации) и электрическое поле не должно действовать непосредственно на заряженную дислокацию. Но согласно [17, 18] поле Е должно оказывать ориентирующее действие на заряженные дипольные центры закрепления, располагая их параллельно краевым компонентам дислокаций в плоскостях (110) и (110) и, следовательно, уменьшая тем самым подвижность дислокаций в этих плоскостях. Для розеток гра-

Средняя длина пробега головной дислокации в краевых лучах

Номер луча і	∆ <i>1_і•</i> мкм	Номер луча, і	а <i>і</i> . Мкм
1 2 3 4	71 117 134 81	6 5 8 7	144 85 144 102
$\sum_{i=1}^{4} \frac{\Delta l_i}{4}$	101	$\sum_{i=5}^{8} \frac{\Delta l_i}{4}$	119

ни A компонента электрического поля $E_1 \| u$ меньше, чем в предыдущем случае, и появляется компонента $E_2 \perp u$, которая действует на дислокацию, как на заряженную нить. Вследствие этого длина пробега головных дислокаций в лучах розеток, нанесенных на грань A, должна быть больше. Действительно, эти эффекты наблюдались, как это можно

видеть из рис. 4, где приведены распределения $\langle \Delta l_{\rm B} \rangle$ и $\langle \Delta l_{\rm A} \rangle$ по длине образца (кривые 1 и 3, соответственно). Кривая 2 — распределение $\langle \Delta l_{A'} \rangle$ для образца, грань A' которого представляла собой зеркальный скол A, причем образец деформировался ультразвуком в отсутствие электрического поля.

4. Резюме. Совместное воздействие на образец электрического и акустического полей не эквивалентно их последовательному действию.

Высокое значение стартовых напряжений, существенно превышающих значения стартовых напряжений при статических испытаниях, указывает, что причиной, вызывающей поступательное движение дислокаций, является поле напряжения в стоячей ультразвуковой волне.

Электростатическое поле вызывает увеличение длины пробега дислокаций, числа сместившихся дислокаций и мало влияет на стартовые напряжения поступательного движения дислокаций. Электростатическое поле оказывает влияние как на заряженные центры, закрепляющие дислокации, так и непосредственно на заряженные дислокации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Белозерова Э. П., Тяпунина Н. А., Швидковский Е. Г. Размно-[1] Белозерова Э. П., гяпунина Н. А., Швидковскии Е. Г. Размно-жение дислокаций в щелочно-галоидных кристаллах под влиянием высокочастотной вибрации. — Кристаллография, 1963, 8, с. 232--237. [2] Белозерова Э. П., Ка-зак Ф. А. Движение дислокаций в нонных кристаллах при ультразвуковых вибра-циях и его влияние на кривую «напряжение-деформация». — В кн.: Динамика дисло-каций. Харьков, 1968, с. 509-519. [3] Тяпунина Н. А., Зиненкова Г. М., Штром Е. В. Дислокационная структура кристаллов КСІ, деформированных ультра-звуком. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, 19, № 2, с. 33-39. [4] Бело-зерова Э. П., Тяпунина Н. А., Казак Ф. А. Внутренние напряжения в крис-таллах фотористородития, деформированных ультразвуком. таллах фтористого лития, деформированных удътразвуком. — Физ. тв. тела, 1968, 10, с. 3540—3546. [5] Белозерова Э. П., Тяпунина Н. А., Светашов А. А. Влияние электрического и ультразвукового полей на внутренние напряжения в щелочно-галоидных кристаллах. — Кристаллография, 1975, 20, с. 788—795. [6] Плат-ков В. Я., Леденева Н. Н., Старцев В. И. Дислокационное внутрениее трение в монокристаллах хлористого калия. — Физ. тв. тела, 1969, 11, с. 3658—3660. [7] Швидковский Е. Г., Дургарян А. А. Зависимость внутреннего трения и модуля Юнга от температуры для некоторых металлов. — Научн. докл. высш. школы. Физ. мат. науки, 1958, 1, № 5, с. 211—216. [8] Стратан И. В., Предводителев А. А., Степанова В. М. Движение отдельных дислокаций в дислокационном ансамбле. Физ. тв. тела, 1970, 12, с. 767—773. [9] Предводителев А. А., Аннануро-ва И. А., Захарова М. В., Московская И. А. Изучение природы барьеров при старении кристаллов. — В кн.: Взаимодействие дефектов и свойств металлов. Тула, 1976, с. 76—78. [10] Предводителев А. А., Рожанский В. Н., Сте-панова В. М. Дислокационная структура, возникающая в кристаллах NaCl при деформировании их сосредоточенной нагрузкой. — Кристаллорафия, 1962, 7, с. 418— 424. [11] Боярская Ю. С. Деформирование кристаллов при испытании на микооля Юнга от температуры для некоторых металлов. — Научн. докл. высш. школы. Физ. деформировании их сосредоточенной нагрузкой. — Кристаллография, 1962, 7, с. 418— 424. [11] Боярская Ю. С. Деформирование кристаллов при. испытании на микро-твердость. Кишинев, 1972, с. 122. [12] Шаскольская М. П., Добржан-ский Г. Ф. О связи между распределением дислокаций около отпечатка индентора и прочностью кристаллов. — Кристаллография. 1962, 7, с. 103—106. [13] Стру-нин Б. М. О распределении внутренних напряжений при случайном расположении дислокаций. — Физ. тв. тела, 1967, 9, с. 805—812. [14] Li I. С. М. Theory of streng-thening by dislocation grouping of crystals.— In: Electron microscopy and strength of crystals. N. Y. — London, p. 713—779. [15] Witworth R. W. Charged dislocations in ionic crystals.— Adv. in Phys., 1975, 24, p. 203—304. [16] Тяпунина Н. А., Ко-ломийцев А. И. Влияние электрического поля на стартовое напряжение и длину пробега дислокаций в кристаллах NaCl. — Кристаллография. 1972. 17. с. 1258—1260. пробега дислокаций в кристаллах NaCl. — Кристаллография, 1972, 17, с. 1258-1260. [17] Паперно И. М., Галустошвили М. В. Особенности деформирования кристаллов LiF с ориентированными анизотропными дефектами. — Физ. тв. тела, 1976, 18, с. 259—261. [18] Паперно И. М., Галустошвили М. В. Анизотропия скольжения в кристаллах LiF с орнентированными дефектами. — Физ. тв. тела, 1976, 18, c. 1941-1943.

Поступила в редакцию 20.02.79