

## РАЗМНОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ТОКОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В. Е. Громов, В. А. Петрунин

Исследование дислокационных механизмов увеличения пластичности металлов под действием токовых импульсов нетермической величины привлекает в последнее время внимание исследователей [1]. Изменение состояния электронной подсистемы металлов существенно влияет на движение дислокаций [2]. Взаимодействие электронов проводимости с дислокациями может привести к увеличению их подвижности [2, 4] и, как показывают теоретические оценки, стимулировать размножение [5]. Если предположить, что основным источником размножения дислокаций является источник Франка—Рида, то сопоставление величин эффективного напряжения, создаваемого электронным ветром ( $c_e = (mV_F/e) j_c$ , где  $m$ ,  $e$  — масса и заряд электрона;  $V_F$  — его скорость на поверхности Ферми;  $j_c$  — плотность тока), и напряжения генерации источника ( $c_e = 2Gb/L$ , где  $G$  — модуль сдвига,  $b$  — вектор Бюргерса,  $L$  — расстояние между центрами закрепления) дает значение критической плотности тока размножения  $j_c \sim 10^3 \div 10^5$  МА/м<sup>2</sup>. Присутствие электрического тока приводит к явлениям, оказывающим заметное влияние на взаимодействие дислокаций с точечными дефектами [6].

Для скачкообразной пластической деформации, отмечаемой при токовых воздействиях [1], скорость деформации может лимитироваться не скоростью движения дислокаций, а скоростью их размножения [7].

В настоящей работе исследован процесс размножения дислокаций в монокристаллах при воздействии импульсов тока и оценены масштабы локализации деформации в рамках синергетической модели [8]. Дислокации выявлялись методом избирательного травления плоскостей (111) монокристаллов Al (99.96 %) и (0001) Zn (99.997 %), методика подсчета средней плотности  $\rho_g$  не отличалась от приведенной в [9]. Каждое значение  $\rho_g$  таблицы с вероятностью 0.95 представляет среднее по десяти замерам в произвольных местах центральной части образцов. Поскольку параметры, определяющие поведение кристаллов при внешнем воздействии, зависят не только от среднего значения, плотности, но и конкретного их распределения, то с помощью  $\chi^2$ -критерия было показано соответствие экспериментальных распределений распределению Пуассона [10]. Одиночный импульс тока длительностью 200 мкс, создаваемый генератором токовых импульсов [11], пропускаться нормально боковой грани образцов. Амплитудное значение плотности тока оценивалось по методике [12].

Установлено, что при  $j \geq 150$  МА/м<sup>2</sup> для монокристаллов Zn и  $j \sim 200$  МА/м<sup>2</sup> для Al наблюдается статистически значимое размножение дислокаций (см. таблицу). Оценка повышения температуры для использованных параметров токовых импульсов [13] в адиабатическом приближении дает значение 0.8—3.0 К. Экспериментально установленное значение плотности тока размножения дислокаций почти на два порядка меньше, чем теоретически предсказанное для работы идеального источника Франка—Рида под действием электронного ветра [5], что заставляет критически относиться к подобному рода приближениям.

Обсудим полученные результаты в рамках представлений о локализации пластической деформации, развитых в [8]. В этой работе пластическая деформация описывается схемой типа Гинзбурга—Ландау для фазовых переходов. Предполагается, что вблизи концентратора напряжений материал разбивается на упругопластичные области с характерными размерами  $\lambda$  и  $\xi$  ( $\lambda = 4\pi c_i \tau$ ,  $c_i = \sqrt{G/\rho}$  — скорость поперечных звуковых волн,

	$j$ , МА/м <sup>2</sup>						
	150	200	250	300	350	400	450
Zn	4.5	8.0	10.1	12.3	13.1	—	—
Al	—	4.2	4.9	6.2	7.9	10.3	13.0

Примечание. Исходная плотность дислокаций (см<sup>-2</sup>): в Al —  $4 \cdot 10^4$ , в Zn —  $1.8 \cdot 10^4$  ( $\rho_{\text{базисных}} = 5 \cdot 10^5$ ).

$\rho$  — плотность,  $\tau = \eta/G$  — максвелловское время релаксации,  $\eta$  — сдвиговая вязкость,  $\xi$  — характерный размер пластичной области). В такой схеме локализация пластической деформации аналогична образованию смешанного состояния в сверхпроводниках второго рода в магнитном поле. Причем количественным условием локализации деформации является неравенство  $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$ , а критическое напряжение зарождения линейной пластической области  $\sigma_c = (G/2) \kappa^{-2} \ln \kappa$ . Полагая  $\xi \approx b$ ,  $\eta = kT/3\pi D l$  (соотношение Стокса—Эйнштейна), где  $l$  — характерный размер концентратора напряжений,  $D$  — коэффициент диффузии, получим  $\kappa = \lambda/\xi = kT/3\pi D l \sqrt{G\rho b} \gg 1$ .

В условиях структурной перестройки для значений  $D = 10^{-13}$  м<sup>2</sup>/с,  $T = 300$  К имеем из указанного равенства  $l \leq 10^{-10}$  м,  $\lambda \geq 10^{-6}$  м ( $\kappa \approx 4 \cdot 10^3$ ). Используя соответствующее соотношение для критического напряжения зарождения дислокации  $\sigma_c = (G/2) \kappa^{-2} \ln \kappa$  и приравняв его  $\sigma_c = (mV_F/e) j_c$ , получаем экспериментально наблюдаемое значение  $j_c \approx 10^2$  МА/м<sup>2</sup> при условии  $l \sim \xi \sim 10^{-10}$  м. Аналогичный подход использован в [14] для анализа локализации деформации, связанной с потерей устойчивости в ансамбле дислокаций и вакансий. Другие механизмы электростимулированной деформации проанализированы в [1, 13].

Таким образом, масштабы локализации деформации, отвечающие масштабам порядка размеров ядра дислокации, незначительная концентрация примесей в исследуемых образцах и высокие значения коэффициента диффузии подтверждают предположение о том, что причиной инициирования зарождения дислокаций током может быть коллективная неустойчивость в системе дислокаций и точечных дефектов на малых масштабах.

Выражаем благодарность Ф. Ф. Лаврентьеву за предоставленные монокристаллы, Л. Б. Зуеву за обсуждение результатов и критические замечания.

#### Список литературы

- [1] Sprecher A. F., Mannan S. L., Conrad H. // Acta Met. 1986. 34. N 7. P. 1145—1162.
- [2] Кравченко В. Я. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. № 6. С. 1676—1685.
- [3] Зуев Л. Б., Громов В. Е., Курилов В. Ф. // ДАН СССР. 1978. Т. 239. № 1. С. 84—86.
- [4] Бойко Ю. И., Гегузин Я. Е., Клиничук Ю. И. // Письмо в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 3. С. 168—172.
- [5] Фикс В. Б. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 6. С. 2313—2316.
- [6] Батаронов И. Л., Ращупкин А. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3311—3319.
- [7] Бенгус В. З. Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975. С. 349—355.
- [8] Олемской А. И., Петрунин В. А. // Изв. вузов, физика. 1987. Т. 30. № 1. С. 82—121.
- [9] Смирнов Б. И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 235 с.
- [10] Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970. 296 с.
- [11] Громов В. Е., Кузнецов В. А., Гуревич Л. И. // Зав. лаб. 1987. № 7. С. 32—35.
- [12] Кузнецов В. А., Громов В. Е., Гуревич Л. И. // ЭОМ. 1986. № 5. С. 89—90.
- [13] Громов В. Е. // Изв. вузов, черная металлургия. 1989. № 10. С. 71—75.

[14] Тюменцев А. Н., Гончиков В. И., Олемской А. И., Коротаев А. Д. // Коллективные эффекты в ансамбле дислокаций и вакансий при формировании полосы локализованной дислокации. Томск, ТГУ, 1989. № 5. 40 с.

«Сибирский металлургический институт»  
им. С. Орджоникидзе  
Новокузнецк

[Поступило в Редакцию  
20 июля 1989 г.  
В окончательной редакции  
2 января 1990 г.]

УДК 537.226

© Физика твердого тела, том 32, № 6, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, № 6, 1990

## НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ОКСИДНОМ ПИРОХЛОРЕ $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$

Л. Н. Колпакова, М. Полонска,<sup>1</sup> Р. Марграф<sup>1</sup>

Среди соединений семейства пироксенов  $\text{A}_2^{2+}\text{B}_5^{5+}\text{O}_6\text{Z}$  (где  $\text{Z}=\text{O}^{2-}$ ,  $\text{S}^{2-}$ ,  $\text{F}^-$ ,  $\text{OH}^-$  и т. д.) сегнетоэлектриками являются только  $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$  и  $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_6\text{S}$  [1, 2]. Оксидное соединение  $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$  имеет структуру пироксена (пр. гр.  $\text{O}_h^7\text{—Fd}3m$ ) при комнатной температуре [2]. Ниже  $T_s=205$  К он является сегнетоэластиком, а ниже  $T_c=196$  К одновременно сегнетоэлектриком и сегнетоэластиком [2–4]. Хотя исследованию фазовых переходов в  $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$  в интервале температур  $85\text{ К} < T < 300\text{ К}$  посвящено довольно много работ [2–9], по-прежнему в центре внимания остается вопрос о природе аномалии диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'(T)$  при 185 К. Эта аномалия наблюдается в сегнетоэлектрической фазе ( $T < T_c$ ) на низких частотах, и ей соответствует максимальное значение  $\varepsilon'(T)$ . В диапазоне частот  $1\text{ МГц} < \omega < 55\text{ ГГц}$  [5] и на оптических частотах [3, 6, 7] она не проявляется. В [8] предполагается, что низкочастотная аномалия  $\varepsilon'(T)$  связана с размытым фазовым переходом, тогда как в [3, 4, 6, 7] предполагается, что она обусловлена релаксационными процессами при переориентации сегнетоэластических и сегнетоэлектрических доменов. При одноосном давлении вклад таких релаксационных процессов можно уменьшить, так как уменьшаются число доменов и возможность их переориентации. Однако процессы, которые влияют на поведение комплексной диэлектрической проницаемости данного соединения на низких частотах, специально не изучались. Поэтому в настоящей работе  $\varepsilon'(T)$  и  $\varepsilon''(T)$  были исследованы в диапазоне частот  $1\text{ кГц}—1\text{ МГц}$  в переменном электрическом поле  $2\text{ В/см} < E_{\perp} < 110\text{ В/см}$  при одноосном давлении  $0.8\text{ МПа} < X < 4\text{ МПа}$ . Электрическое поле и давление прикладывались перпендикулярно плоскости образца типа (111) при комнатной температуре, после чего образец охлаждался до 77 К. Измерения проводились при нагревании образца со скоростью 2.5 К/мин.

На рисунке приведены  $\varepsilon'(T)$  и  $\varepsilon''(T)$  при фиксированном значении  $X$ ,  $E_{\perp}$  или  $\omega$ . Увеличение  $X$  при фиксированном  $E_{\perp}$  или  $\omega$  вызывает уменьшение  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  и смещение их максимумов к  $T_c$  и  $T_s$  (кривые 1, 2). Характер этого изменения одинаков на частоте 1 кГц и 1 МГц, в электрическом поле 2 и 110 В/см. Вместе с тем даже в слабом электрическом поле при любом одноосном давлении  $0.8\text{ МПа} < X < 4\text{ МПа}$  практически не изменяется зависимость диэлектрической проницаемости от  $E_{\perp}$  и  $\omega$  (кривые 3–6). Увеличение  $E_{\perp}$  (кривые 3, 4 или 5, 6) или уменьшение частоты (кривые 3, 5 или 4, 6) при фиксированном давлении снова, как и при  $X=0$  [4, 9], приводит к увеличению  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  и смещению их максимумов

<sup>1</sup> Институт молекулярной физики ПАН, 60–179 Познань, Польша.