

УДК 539.214

© 1991

РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ПОДВИЖНОСТИ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ТОКОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В. Е. Громов, Л. Б. Зуев, И. Л. Батаронов, А. М. Роцункин

В области термоактивируемого движения изучена и проанализирована подвижность пирамидальных дислокаций в монокристаллах при механическом, токовом и совместном иницировании и проведена оценка пинч-эффекта.

Трудности в описании сложного явления электростимулированной деформации заключаются в попытке его интерпретации на основе одного подхода, что оставляет открытым вопрос о физической природе эффекта и его обоснованном практическом использовании [1]. Развиваемые в последнее время представления о локальном разогреве [2], градиентах различной природы [3], электронном ветре [4], статическом и динамическом давлении электронного газа на решетку [5], подходы из механики деформируемого твердого тела [6] дают лишь качественно непротиворечивую в рамках моделей картину разупрочнения.

Процесс пластической деформации развивается на нескольких структурных уровнях [7], и правильное объяснение природы электростимулирования и механизмов воздействия должно базироваться на анализе количественных характеристик процессов на микро-, мезо- и макроуровнях [8]. На микроуровне пластичность материалов определяется свойствами индивидуальных дислокаций, подвижность которых весьма чувствительна к воздействию токовых импульсов [9, 10]. В этих работах для выявления микроскопических механизмов стимулирования пластической деформации токовыми импульсами при изучении закономерностей движения индивидуальных дислокаций в чистых монокристаллах Zn использован обычно применяемый метод анализа статистики пробегов дислокаций [11] через случайно расположенные локальные барьеры.

Проведен анализ пробегов винтовых компонент пирамидальных дислокаций в системе скольжения $\{11\bar{2}2\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$ монокристаллов Zn, как и в [12], чистотой 99.997 % при температурах жидкого азота и 293 К [9, 10]. Плотность пирамидальных дислокаций составляла $\sim 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$, а базисных $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$. Механическое нагружение образцов регулируемым напряжением до 5 МПа длительностью 10^{-2} —1 с одновременным пропуском импульса тока длительностью $(1+3) \cdot 10^{-4}$ с нормально плоскости $\{1\bar{1}20\}$ осуществлялось на специальной установке [13], при этом регистрировались пробеги дислокаций в направлениях $[01\bar{1}0]$, $[10\bar{1}0]$ по и $[0\bar{1}10]$, $[\bar{1}010]$ против направления тока. Эксперименты проводились при двух фиксированных положениях токового импульса: на 1/3 от переднего фронта (а) и на 1/3 от заднего фронта (б) механического импульса.

Построенные в работах [9, 10] гистограммы $\Delta N/N$ ($N \geq 90$ — общее число дислокационных пробегов, ΔN — число дислокаций с длинами пробега в интервале ΔL) унимодальны для всех рассматриваемых случаев и удовлетворительно описываются гамма-распределением (рис. 1). Доведенная вероятность полученных максимумов, оцененная по критерию

Фишера, составляла 90 %. Из распределений оценивались следующие статистические параметры [11]: средняя длина пробега $\bar{L} = \Sigma L_i / N$, наиболее вероятная длина пробега $L_p = (K - 1/2)\Delta L$ (K — номер интервала, соответствующего максимуму распределения), величина скачка дислокации $h = \bar{L} - L_p$. Число активационных событий за время действия t_r механического импульса составляет $n = L_p / h$.

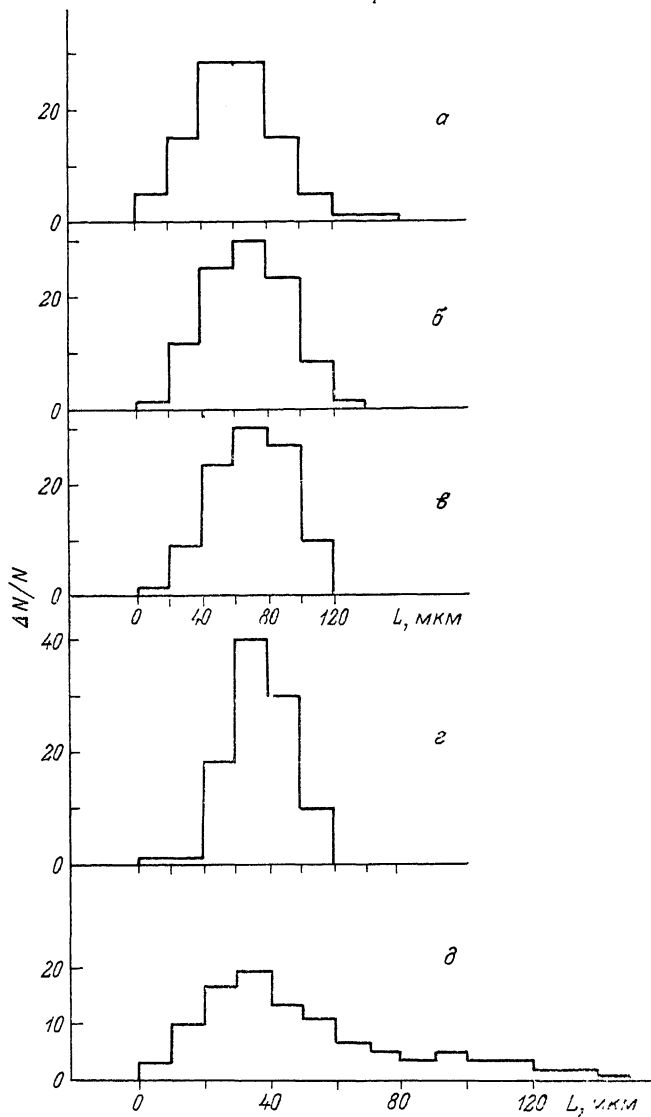


Рис. 1. Гистограммы длин пробегов дислокаций в направлениях $[01\bar{1}0]$ и $[10\bar{1}0]$. τ (МПа), j (МА/см²): а — 0, 187; б — 0, 209; в — 0, 224; г — 1.55, 0; д — 1.55, 187.

Анализ статистики дислокационных пробегов при воздействии механической нагрузки, токового импульса и их одновременного совместного влияния показывает, что приложение токового импульса увеличивает среднюю длину пробега дислокаций \bar{L} , величину скачка h для дислокаций, движущихся по и против направления тока, и уменьшает число активационных событий n , но в разной степени (рис. 2).

Для случая движения по току L значения h больше, а значения n меньше соответствующих величин при движении против тока при фиксированном положении токового импульса на полке импульса механической нагрузки. Смещение токового импульса в конец t_r уменьшало \bar{L} , h и увеличивало n .

Дислокации способны перемещаться и под действием одного только электрического импульса, при этом L почти линейно возрастает с увеличением плотности тока в исследованном диапазоне 100—225 МА/м² как для движения по, так и против направления тока. Зависимости длин пробегов дислокаций от времени действия электрического импульса и механической нагрузки линейные.

Изменение подвижности дислокаций в присутствии только одного импульса электрического тока может быть, по-видимому, связано как с силовым действием тока, так и с сопутствующими локальными и интегральными тепловыми эффектами [4, 14]. Однако последние не способны сами по себе вызывать перемещение дислокаций в отсутствие механических (внешних или внутренних) напряжений, а при их наличии должны были бы характеризоваться существенно нелинейной зависимостью от длительности импульса ввиду термоактивационной природы влияния изменений температуры на скорость движения дислокаций в поле локальных стопоров или пайерлсовского рельефа. Поскольку в противоположность этому наблюдается линейная

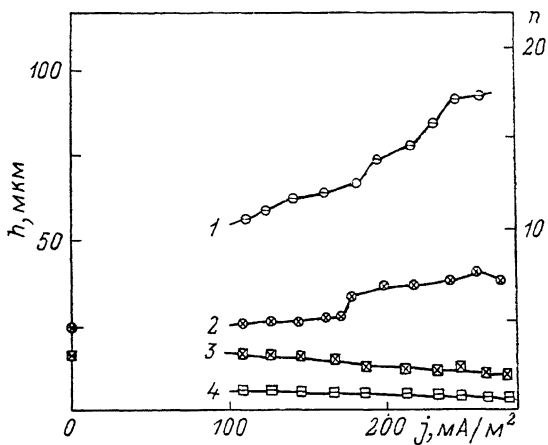


Рис. 2. Зависимость величины скачка h (1, 2) и числа активационных событий n (3, 4) от плотности тока.

1, 4 — положение токового импульса а; 2, 3 — б. $\tau = 1.55$ МПа, направления $[01\bar{1}0]$ и $[10\bar{1}0]$.

зависимость пробега от длительности импульса как тока, так и механических напряжений [9, 10], то основным эффектом в данном эксперименте следует считать силовое действие тока. С другой стороны, так как факт увеличения пробега дислокаций в одной системе скольжения наблюдается независимо от направления тока, то основное действие последнего должно носить неполярный характер, на которое накладывается полярный эффект (типа «электронного ветра»), приводящий к различию в приращении пробегов для различных направлений тока.

Наиболее мощным из известных неполярных эффектов силового действия тока является пинч-эффект, который ранее анализировался лишь для круглого проводника в рамках элементарной теории упругости [15, 16]. Обусловленные пондеромоторным самодействием тока внутренние напряжения вызываются силами, распределенными с плотностью [17]

$$\mathbf{f} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}. \quad (1)$$

Здесь c — скорость света в вакууме, \mathbf{j} — плотность электрического тока, \mathbf{H} — напряженность созданного им магнитного поля. Для протяженного проводника в стационарном приближении электромагнитные и упругие поля можно считать плоскими [18], а распределение плотности тока по площади s поперечного сечения проводника однородным. В этом случае элементарное решение для магнитного поля с помощью логарифмического потенциала [17] приводит (1) к виду

$$\mathbf{f} = - \frac{j^2}{c^2} \nabla \Psi, \quad \Psi = \int_{s'} \ln |\rho - \rho'| ds', \quad (2)$$

где $\rho = (x, y)$ — радиус-вектор в поперечном сечении проводника.

При наличии потенциала объемных сил (2) уравнения плоской задачи теории упругости могут быть представлены через функцию напряжений Эри ψ посредством соотношений [19]

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2} + \frac{j^2}{c^2} \Psi, \\ \sigma_{yy} &= \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} + \frac{j^2}{c^2} \Psi, \\ \sigma_{xy} &= -\frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial y},\end{aligned}\quad (3)$$

которые приводят к уравнению

$$\Delta \Delta \chi = -\frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} \frac{4\pi j^2}{c^2} \quad (4)$$

при граничных условиях обращения в нуль на контуре поперечного сечения соответствующих компонент тензора напряжений (3) [19].

Поставленная краевая задача может быть представлена как линейная суперпозиция задач, математически эквивалентных рассматривавшимся в плоской теории упругости и теории тонких пластинок [19, 20]. На рис. 3 дано результирующее решение уравнения (4) в случае квадратного сечения со стороной a для напряжений (3), компоненты $\sigma_{zz} = \nu (\Delta \psi + 2j^2 \Psi / c^2)$ и сдвигового напряжения $\tau_p = b_i \sigma_{ik} n_k$ в системе скольжения с нормалью к плоскости сдвига \mathbf{n} и направлением сдвига \mathbf{b}/b .

Напряжения σ_{xy} на порядок меньше остальных и на эюре не показаны. Учитывая данное обстоятельство, для сдвигового напряжения τ можно записать

$$\tau = \frac{2}{b} (n_x b_x \tau_x + n_y b_y \tau_y). \quad (5)$$

Здесь $\tau_x = (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})/2$, $\tau_y = (\sigma_{zz} - \sigma_{yy})/2$ — максимальные сдвиговые напряжения в соответствующих октаэдрических плоскостях, эюры которых даны на рис. 3, б. Как видно, распределение τ достаточно однородно в области наблюдения движения дислокаций и характеризуется величиной

$$\tau = k \frac{j^2 a^2}{c^2}, \quad (6)$$

где k — коэффициент, определяемый формой (но не размерами) сечения, коэффициентом Пуассона ν и системой скольжения $\{\mathbf{n}, \mathbf{b}\}$ ($k \simeq 0.5$). Оценка по формуле (6) при $j \sim 200$ мА/м², $a \sim 5$ мкм дает $\tau \sim 0.1$ МПа. Такой уровень внутренних напряжений от пинч-эффекта достаточен для объяснения наблюдаемого дополнительного пробега дислокаций под действием импульсов тока (ср. [4]). В то же время напряжения (6) не зависят от направления тока и поэтому не могут обеспечить различие в пробегах дислокаций по и против тока, которое следует связывать с полярными механизмами прямого действия тока на дислокации [4, 14].

Следует отметить, что напряжение (5) в отличие от внешних напряжений при изгибе знакопостоянно во всем сечении кристалла. С одной стороны, данное обстоятельство приводит к размытию распределения дислокаций по длинам пробега, как видно на рис. 3, вследствие различной суперпозиции упругих полей с разных сторон от нейтральной поверхности. С другой стороны, отмеченный факт означает, что пинч-напряжения действуют не столько посредством увеличения общего уровня напряжений, сколько путем инициирования безактивационного открепления дислокаций от локальных стопоров, как это предполагается в теории деструкции внутренних напряжений при пропускании электрического тока через деформируемый проводник [21].

Данное обстоятельство объясняет также влияние положения импульса тока на полке импульса механической нагрузки, под действием которого

также происходит срыв дислокаций, так что к концу действия механических напряжений эффективность действия импульса тока снижается (аналогично наблюдавшемуся при пропускании парных импульсов). При этом следует отметить, что привлечение для анализа подвижности дислока-

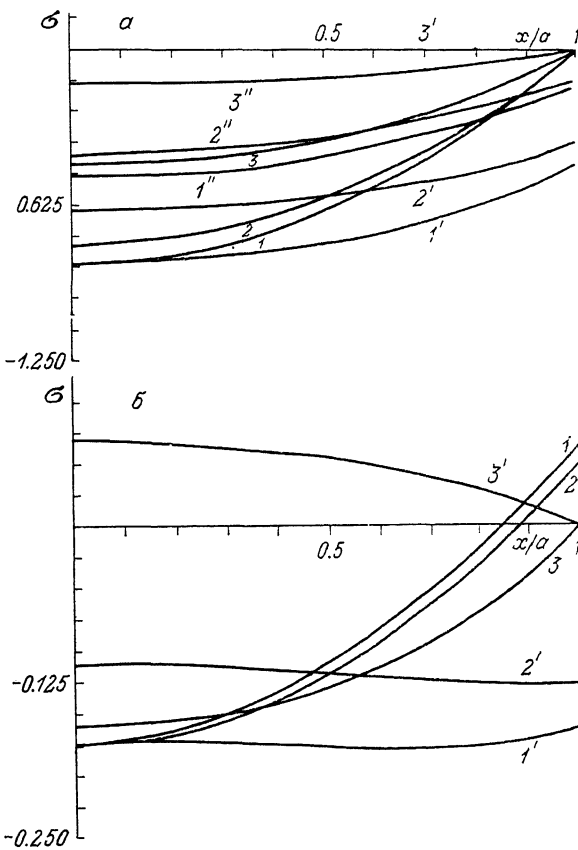


Рис. 3. Эпюры внутренних напряжений, вызванных пинч-эффектом (в единицах $j^2 a^2 / c^2$) по оси сечения (1), на $1/4$ от поверхности (2) и по поверхности проводника (3).

a : 1-3 — σ_{xx} , 1'-3' — σ_{yy} , 1''-3'' — σ_{zz} ; σ : 1-3 — τ_x , 1'-3' — τ_y , $\nu = 0.3$.

ций пайерлсовского механизма [9, 10] не изменяет общей картины, поскольку критическое событие этого механизма — зарождение двойникового перегиба — является контролирующим лишь для дислокаций, лежащих вдоль долин Пайерлса, и также может инициироваться токовым воздействием в присутствии внутренних напряжений от других дислокаций и дефектов.

Список литературы

- [1] Зуев Л. Б., Громов В. Е., Целлермаер В. Я. // Тр. Междунар. конф. «Новые методы в физике и механике деформируемого твердого тела». Томск, 1990. Ч. I. С. 184—185.
- [2] Беклимишев Н. Н., Корягин Н. И., Шапиро Г. С. // Изв. АН СССР, сер. металлы. 1984. № 4. С. 184—187.
- [3] Климов К. М., Новиков И. И. // Проблемы прочности. 1984. № 2. С. 98—103.
- [4] Сплицын В. И., Троицкий О. А. Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 197 с.
- [5] Сидоренков В. В., Семенов Д. И., Корнев Ю. В. // ДАН СССР. 1990. Т. 310. № 6. С. 1371—1374.
- [6] Базайкин В. И., Громов В. Е., Кузнецов В. А. // Изв. вузов, черная металлургия. 1989. № 8. С. 76—80.
- [7] Панин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985. 228 с.
- [8] Рыбин В. В., Золоторевский Н. Ю., Жуковский И. М. // ФММ. 1990. № 1. С. 5—26.

- [9] Громов В. Е., Гуревич Л. И. // Изв. вузов, физика. 1990. Т. 33. № 3. С. 35—39.
- [10] Зуев Л. Б., Громов В. Е., Гуревич Л. И. // Металлофизика. 1990. Т. 12. № 4. С. 11—15.
- [11] Argon A. S. // Phil. Magazine. 1972. V. 25. N 5. P. 1053—1072.
- [12] Лаврентьев Ф. Ф. // Автореф. докт. дис. Харьков, 1975. 32 с.
- [13] Кузнецов В. А., Громов В. Е., Гуревич Л. И. // Заводская лаборатория. 1987. Т. 53. № 7. С. 32—35.
- [14] Sprecher A. F., Mannan S. L., Conrad H. // Acta Metallurgica. 1986. V. 34. N 7. P. 1145—1162.
- [15] Троицкий О. А. // Изв. АН СССР, металлы. 1977. № 6. С. 118—121.
- [16] Okazaki K., Kagawa H., Conrad H. // Mater. Sci. Eng. 1980. V. 45. N 3. P. 109—116.
- [17] Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.
- [18] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 624 с.
- [19] Тимошенко С. П., Гульдер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1966. 560 с.
- [20] Тимошенко С. П., Войковский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М.: Наука, 1966. 636 с.
- [21] Троицкий О. А., Рощупкин А. М., Стащенко В. И., Моисеенко М. М., Калымбетов П. У. // ФММ. 1986. Т. 61. № 5. С. 990—995.

Сибирский металлургический институт
им. Серго Орджоникидзе
Новокузнецк

Поступило в Редакцию
11 ноября 1990 г.

В окончательной редакции
29 мая 1991 г.