

С. И. ПГОНИН, А. А. ПРЕДВОДИТЕЛЕВ

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ИСТОЧНИКОВ ДИСЛОКАЦИЙ В НЕРЕГУЛЯРНОМ ПОЛЕ НАПРЯЖЕНИЙ, СОЗДАВАЕМОМ ПОЛОСОЙ СКОЛЬЖЕНИЯ

С помощью моделирования на ЭВМ проведен анализ работы источников дислокаций вблизи полос скольжения с учетом нерегулярного поля внутренних напряжений. Установлена количественная связь между напряжением срабатывания источников, числом работающих источников, средним расстоянием между ними и параметрами поля внутренних напряжений.

Пластическое течение кристаллов начинается с развития полос скольжения [1, 2]. Поэтому исследование этих процессов является важным элементом в построении физической теории пластичности. Вместе с тем процесс развития полос скольжения исследован недостаточно. Встречающиеся в этом направлении трудности состоят главным образом в том, что полоса скольжения, имеющая высокую плотность дислокаций, создает интенсивное поле внутренних напряжений, которое может оказать существенное воздействие на находящуюся вблизи ее края дислокацию. В настоящей работе с помощью моделирования исследовано поведение отрезка дислокации с точки зрения его способности к генерированию дислокационных петель по типу источника Франка — Рида с учетом поля внутренних напряжений, создаваемого полосой скольжения. Моделирование проводилось применительно к кристаллам со структурой типа NaCl. В целом модель была подобна описанной в [3], с тем лишь исключением, что вместо пробной дислокации вблизи полосы исследовалось поведение отрезка винтовой дислокации длиной l . Этот отрезок имитировал потенциальный источник дислокаций, получающийся в результате поперечного скольжения. Отрезок считался жестко закрепленным на концах и мог прогибаться под действием напряжений $\tau_{\text{вн}}$, создаваемых прямолинейными дислокациями полосы скольжения и внешней нагрузки τ . Нахождение равновесных форм изогнутого дислокационного сегмента в приближении постоянного линейного натяжения проводилось по методике, описанной в [4], при этом за напряжение генерации петель принималось то внешнее напряжение $\tau = \tau_{\text{кр}}$, при котором равновесная конфигурация дислокационного сегмента переставала существовать, т. е. происходила генерация хотя бы одной петли. Начальное местоположение дислокационного отрезка задавалось на различных удалениях D_0 от полосы скольжения и в случайных точках вдоль полосы.

В рамках этой модели был проведен анализ конфигураций отрезков дислокаций, изгибающихся под действием внешнего напряжения в нерегулярном поле внутренних напряжений полосы скольжения. Многочисленные расчеты позволили выявить следующие характерные особенности этого процесса. Конфигурации дислокационных сегментов могут весьма значительно отличаться от круговых, причем это отличие проявляется тем больше, чем длиннее отрезок дислокация по сравнению с величиной среднего расстояния $\bar{\lambda}$ между соседними точками, в которых $\tau_{\text{вн}} = 0$. Это связано с тем, что длинные отрезки дислокаций при изгибе замечают площади, где $\tau_{\text{вн}}$ может существенно изменяться. При этом дислокационный сегмент почти всегда встречает сильное тормозящее поле $\tau_{\text{вн}}$, так что движение дислокации имеет место только на участках, непосредственно примыкающих к точкам закрепления.

Были получены также данные относительно критических напряжений, при которых дислокационные сегменты теряют устойчивость. На рис. 1 изображено корреляционное поле для $\tau_{\text{кр}}$ и $\tau_{\text{вн}}$, где располагается потенциальный источник дислокаций. Можно отметить наличие четкой корреляции между этими значениями как для коротких, так и для длинных источников. Вместе с тем наблюдаются существенные изменения в корреляционных зависимостях по мере увеличения длины источника. Если для коротких источников корреляционная функция проходит через точку $\tau_{\text{кр}}^0$, то для длинных источников прямая сдвигается вверх относительно точки $\tau_{\text{кр}}^0$, указывая тем самым на повышение в среднем уровня напряжения генерации дислокаций. Соответствующая статистическая обработка показала, что $\tau_{\text{кр}}$ и $\tau_{\text{вн}}$ связаны следующим соотношением:

$$\tau_{\text{кр}}(l) = \tau_{\text{кр}}^0 [1 + \psi(l)] + \beta \tau_{\text{вн}} \quad (1)$$

где $\psi(l)$ — возрастающая функция, равная нулю при $l=0$ и стремящаяся к единице при $l \propto \bar{\lambda}$. Было получено, что $\beta = -1$.

Обращает на себя внимание также существенное увеличение дисперсии значений $\tau_{\text{кр}}$ для длинных источников около прямой (1). Эти данные позволяют сделать важное заключение. Для коротких источников действие внутреннего поля практически сводится лишь к повышению или понижению напряжения генерации в соответствии с уровнем $\tau_{\text{вн}}$ в месте расположения источника. Однако для длинных источников ситуация существенно усложняется. Увеличение разброса значений $\tau_{\text{кр}}$ и сдвиг прямой (1) относительно $\tau_{\text{кр}}^0$ свидетельствуют о том, что для

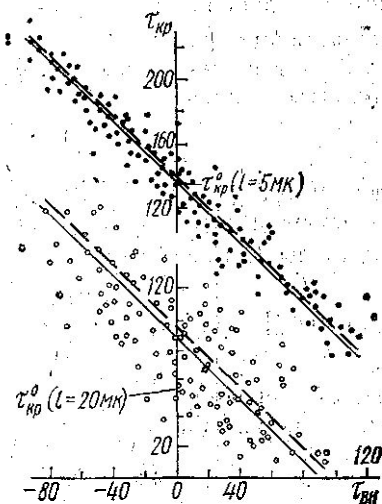


Рис. 1. Корреляционное поле между $\tau_{\text{кр}}$ и $\tau_{\text{вн}}$ для источников дислокаций различной длины

¹ $\tau_{\text{кр}}^0$ соответствует напряжению срабатывания источника при отсутствии поля внутренних напряжений. $\tau_{\text{кр}}^0$ определяется как $Gb/l + \tau_{\text{ст}}$, где $\tau_{\text{ст}}$ — стартовое напряжение дислокаций, G и b — модуль сдвига и вектор Бюргерса.

длинных источников действие нерегулярного внутреннего поля зависит не только от ситуации в том месте, где расположен источник, но и от характера поля в окрестности источника, зависящей от длины этого источника. Функция ψ в (1) является мерой этого влияния.

Представляет интерес установление связи функции $\psi(l)$ с характеристиками нерегулярного поля внутренних напряжений. Это можно сделать из следующих соображений. Предположим, что для работы источника необходимо, чтобы на всей площади, на которой происходит искривление дислокационного сегмента, $\tau + \tau_{\text{вн}}$ было бы больше $\tau_{\text{кр}}^0$. Это дает возможность для рассматриваемой модели написать условие срабатывания источника в следующем виде:

$$\tau(l) = \tau_{\text{кр}}^0(l) - \min[\tau_{\text{вн}}]_{x-l/2}^{x+l/2}, \quad (2)$$

где $\min[\tau_{\text{вн}}]$ минимальное значение $\tau_{\text{вн}}$ на участке $x-l/2, x+l/2$, а x — координата, характеризующая местоположение дислокационного отрезка длины l . Если $l < \bar{\lambda}$, то приблизительно можно считать, что

$$\min[\tau_{\text{вн}}] \approx \tau_{\text{вн}}(x) - \left\langle \frac{d\tau_{\text{вн}}}{dx} \right\rangle l/2 \approx \tau_{\text{вн}}(x) - \frac{2\bar{\tau}_A}{\bar{\lambda}} \cdot l/2 = \tau_{\text{вн}}(x) - \bar{\tau}_A \cdot l/\bar{\lambda},$$

где $\bar{\tau}_A$ — средняя амплитуда внутренних напряжений [3]. Подставляя последнее выражение в (2), найдем

$$\tau(l) = \tau_{\text{кр}}^0(l) \left[1 + \frac{\bar{\tau}_A}{\tau_{\text{кр}}^0(l)} l/\bar{\lambda} \right] - \tau_{\text{вн}}(x). \quad (3)$$

Сравнивая (1) с (3), можно видеть, что они совпадают так, что

$$\psi(l) = \frac{\bar{\tau}_A}{\tau_{\text{кр}}^0} \frac{l}{\bar{\lambda}}. \text{ Когда } l \geq \bar{\lambda}, \text{ очевидно,}$$

$$\min[\tau_{\text{вн}}] \approx \tau_{\text{вн}}(x) - \bar{\tau}_A \text{ и } \psi(l) \approx \bar{\tau}_A/\tau_{\text{кр}}^0.$$

Таким образом, $\psi(l)$ можно выразить через обычные характеристики поля внутренних напряжений. Прямые, соответствующие (3), для конкретных значений $\bar{\tau}_A$ и $\bar{\lambda}$ поля внутренних напряжений, использованного при моделировании, проведены пунктиром на рис. 1. Мы видим вполне удовлетворительное количественное соответствие между данными моделирования и оценками по формуле (3). Это дает основание заключить, что начало работы источника дислокаций в нерегулярном поле внутренних напряжений фактически определяется минимальным значением $\tau_{\text{вн}}$ на площади, где происходит изгибание дислокационного сегмента.

На рис. 2 приведены распределения $f(l, \tau_{\text{кр}})$ для критических напряжений, при которых дислокационные сегменты теряют устойчивость.

Верхний ряд гистограмм относится к случаю, когда источники располагались около самого края полосы ($\Delta y = 0$), нижний, когда они были расположены на расстоянии $\Delta y = 1$ мк от края. Вертикальные линии соответствуют значениям $\tau_{\text{кр}}^0$. Здесь наблюдается не просто диспергирование $\tau_{\text{кр}}$ около значений $\tau_{\text{кр}}^0$, а имеет место расщепление распределений, усиливающееся при возрастании длины источников. При увеличении длины источников возрастает асимметрия распределений — повышается удельный вес источников, срабатывающих при более высоких напряжениях. Особенно сильно эти тенденции проявляются при некотором удалении от полосы скольжения.

Представляет интерес установить связь наиболее вероятного минимального τ_{\min} и максимального τ_{\max} значений внешнего напряжения срабатывания источников с характеристиками поля внутренних напря-

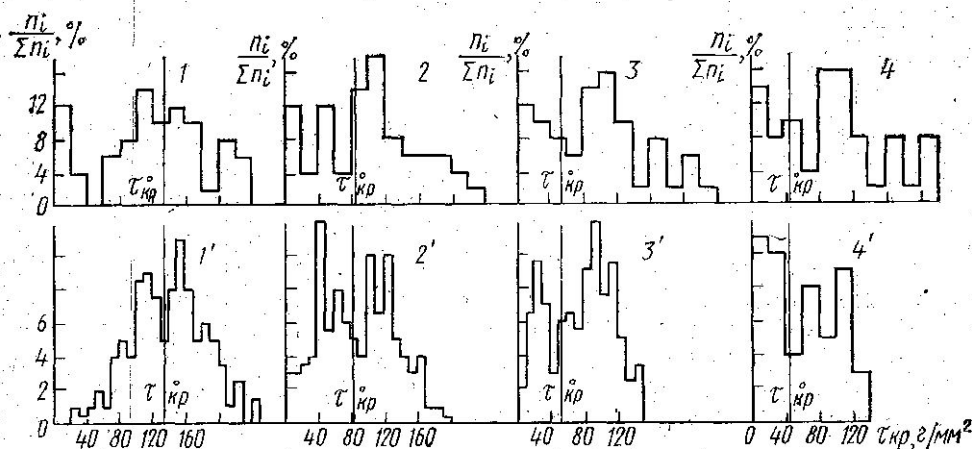


Рис. 2. Гистограммы распределения для критических значений внешнего напряжения 1 и 1' при $l=5$, 2 и 2' — $l=10$, 3 и 3' — $l=20$, 4 и 4' — $l=40$ мк

жений. Для этого обратимся к соотношению (3). Соотношение (3) определяет $\tau_{кр}$, источники, которые испытывают затруднение в работе

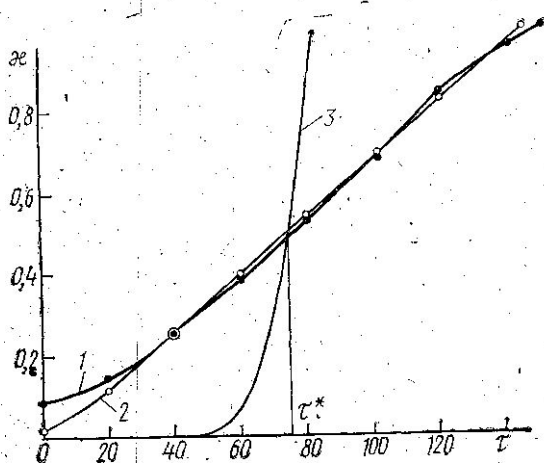


Рис. 3. Зависимость относительного числа работающих источников дислокаций от уровня внешнего напряжения

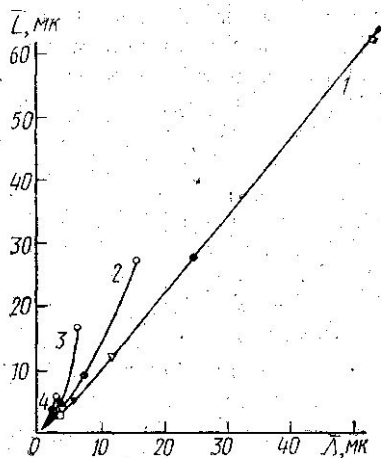


Рис. 4. Зависимость среднего расстояния \bar{L} между работающими источниками дислокаций от среднего расстояния L , где суммарное напряжение больше критического. 1 — $l=5$, 2 — $l=10$, 3 — $l=20$, 4 — $l=40$ мкм

благодаря наличию поля внутренних напряжений. Поэтому, τ_{\max} приблизительно должно соответствовать среднему значению $\tau_{кр}$ (3) при

$l = \text{const}$. Это усреднение для коротких источников дает $\tau_{\text{max}} = \tau_{\text{кр}}^0 + \tau_A$ $l/\bar{\lambda}$, а при $l \gg \bar{\lambda}$: $\tau_{\text{max}} = \tau_{\text{кр}} + \tau_A$. Оценки, проведенные по этим формулам, хорошо согласуются с величинами τ_{max} на рис. 2, полученными путем моделирования. Нахождение τ_{min} представляет существенно большие трудности, так как τ_{min} связано с вероятностью расположения источника в таком месте, где имеется способствующее его работе поле $\tau_{\text{вн}}$ на участке длиной $l > \bar{\lambda}$. Поэтому, для нахождения τ_{min} усредненных характеристик поля внутренних напряжений τ_A и $\bar{\lambda}$ недостаточно. Необходимо знание распределения для λ и характеристики возможных флуктуаций $\tau_{\text{вн}}$ на участках, где $\lambda \gg l$. Указанные соображения объясняют, почему при возрастании длины источников увеличивается доля источников, испытывающих затруднение в работе. Таким образом, при наличии нерегулярного поля внутренних напряжений, создаваемого полосой скольжения, длинные источники дислокаций не обязательно должны быть и наиболее эффективными.

Полученные распределения источников по напряжениям генерации $f(l, \tau_{\text{кр}})$ позволяют рассчитать долю κ источников, которые будут генерировать петли. Если $\varphi(l)$ — распределение источников по длинам, то

$$\kappa(\tau) = \int_0^{\tau} \int_{l_{\text{min}}}^{l_{\text{max}}} f(l, \tau_{\text{кр}}) \varphi(l) dl d\tau_{\text{кр}}$$

Принимая для $\varphi(l)$ зависимость $\varphi(l) = l^{-6}$ [5] на интервале от l_{min} и l_{max} , где l_{min} и l_{max} — допустимые минимальные и максимальные длины источников, и используя функцию $f(l, \tau_{\text{кр}})$, полученную путем моделирования, можно найти $\kappa(\tau)$. Определенная таким способом функция $\kappa(\tau)$ для случая $\Delta y = 1$ мк приведена на рис. 3 (кривая 1). Видно, что эта функция близка к линейной. Для сравнения на рис. 3 приведена аналогичная зависимость $\kappa(\tau)$ для случая, когда реальная функция распределения $f(l, \tau_{\text{кр}})$ аппроксимируется $f(l, \tau_{\text{кр}}) = [2(\tau_{\text{max}} - \tau_{\text{min}})]^{-1}$ на интервале $2\tau_{\text{min}} - \tau_{\text{кр}}^0 \leq \tau_{\text{кр}} \leq 2\tau_{\text{max}} - \tau_{\text{кр}}^0$ (кривая 2), а также $\kappa(\tau)$ для того же набора источников при отсутствии поля внутренних напряжений полосы скольжения (кривая 3). Видно, что внутреннее поле, создаваемое полосой скольжения, при напряжениях $\tau < \tau^*$ в целом облегчает работу источников, а при $\tau > \tau^*$ снижает эффективность воздействия внешнего поля¹.

Как уже отмечалось, превышение на некотором участке суммарного напряжения $(\tau + \tau_{\text{вн}})$ величины $\tau_{\text{кр}}^0$ не обязательно означает, что данный источник должен работать в переменном поле внутренних напряжений. На рис. 4 представлен график зависимости среднего расстояния \bar{L} , где источники могут работать, от среднего расстояния $\bar{\Lambda}$ между участками, где

$$\tau + \tau_{\text{вн}} > \tau_{\text{кр}}^0 \quad (4)$$

Видно, что для «коротких» источников зависимость практически оказывается линейной с наклоном, близким к единице. Это указывает на то, что практически на любом участке, где реализовано условие (4), возможна работа источников. Однако с увеличением длины источника, когда на его работу начинают оказывать воздействие все более протя-

¹ Конечно, эти заключения справедливы не при слишком высоких значениях внешнего напряжения τ .

женные участки переменного внутреннего поля, кривые зависимости \bar{L} от \bar{A} начинают смещаться вверх, указывая тем самым на необязательность срабатывания источника даже в том случае, если его местоположение было благоприятным в смысле наличия в этой точке достаточного уровня локального суммарного напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степнов А. В. Основы практической прочности кристаллов. М., 1974.
2. Гилман Дж., Джонстон В. Д. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., 1960, с. 82.
3. Игонин С. И., Предводителев А. А. «Вестн. Моск. ун-та» физ., астрофиз., 17, № 2, 1976.
4. Предводителев А. А., Ничуговский Г. И. «Кристаллография», 17, 166, 1972.
5. Инденбом В. Л., Чернов В. М. Механизмы релаксационных явлений в твердых телах. М., 1972, с. 87.

Поступила в редакцию
7.7.1975 г.

Кафедра
молекулярной физики