

УДК 548.4

© 1993

ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ КСІ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Г. Н. Ермолаев, С. И. Ниненко, С. В. Хегай

Исследовано влияние высоких гидростатических давлений (до 700 МПа) на движение краевых дислокаций в примесных кристаллах КСІ под действием постоянных напряжений на плато нагружающего импульса. Эти результаты сопоставляются с данными, полученными при измерениях подвижности дислокаций при 77 К. Показано, что рост гидростатического давления, а также снижение температуры приводит к смещению зависимости $v(\tau)$ в область больших τ пропорционально росту модуля сдвига как $G^{3/2}$.

Недавние исследования подвижности краевых дислокаций в кристаллах КСІ под действием импульсной нагрузки показали [1], что характер движения дислокаций на фронте нарастания импульса и на плато импульса различен даже при напряжениях $\tau < \tau_y$, где τ_y — напряжение предела текучести. На фронте нарастания импульса движение дислокаций является безактивационным [2], при котором длина пробега дислокаций l растет с увеличением давления P и снижением температуры T и определяется величиной приложенного напряжения τ и скоростью нагружения $d\tau/dt$ [1–3].

В работе [3] было получено, что рост предельной длины пробега дислокаций l пропорционален увеличению модуля сдвига G . Он может быть представлен в виде

$$l = l_0 \left(1 + \frac{PdG}{G_0dP} + \frac{\Delta TdG}{G_0dT} \right), \quad (1)$$

где l_0 — максимальный пробег при $T = 295$ К и атмосферном давлении.

Скорость дислокаций на фронте нарастания импульса является функцией только скорости нагружения $d\tau/dt$, что вытекает из линейной зависимости $l(\tau)$. Напротив, под действием постоянной нагрузки на плато импульса движение дислокаций носит термически активированный характер [1]. При этом длина пробега l дислокаций зависит от T , P , напряжения τ и длительности приложения нагрузки t_p . Средняя скорость дислокаций определяется временем ожидания вблизи локального препятствия, термоактивированным преодолением барьера и движением между препятствиями [4, 5] и может быть представлена линейной зависимостью $\ln v - \tau$. Необходимо отметить, что знание закономерностей движения дислокаций на фронте нарастания импульса позволяет исключить длину пробега l_f из общей длины пробега дислокаций $l = l_f + l_p$ и изучать влияние различных факторов на l_p в «чистом виде».

К настоящему времени выполнено большое количество экспериментальных и теоретических исследований закономерностей термоактивированного движения дислокаций в различных кристаллах. Как правило, подвижность дислокаций исследуется в зависимости от температуры, содержания и состояния примесей,

дозы облучения и т. д. Изменение температуры при проведении экспериментальной, т. е. энергии термических флуктуаций, позволяет определить энергетические характеристики взаимодействия дислокаций с барьерами. Однако необходимо принимать во внимание, что изменение температуры также приводит к изменению упругих модулей исследуемого материала. Использование такого важного термодинамического параметра, как гидростатическое давление, дает возможность исследовать вклад в подвижность дислокаций, связанный с изменением упругих модулей, не меняя при этом энергии термических флуктуаций. К сожалению, влияние этого важного термодинамического параметра — гидростатического давления — на подвижность дислокаций рассматривается в очень ограниченном числе публикаций [6, 7]. Отчасти это связано с трудностями методического характера при проведении экспериментов непосредственно в среде высокого давления. Помимо этого эксперименты в гидростатически сжатой среде представляют особый интерес в связи с выяснением природы увеличения прочности и пластичности материалов в этих условиях.

Целью данной работы является исследование движения дислокаций под действием постоянных нагрузок на плато импульса в зависимости от напряжения τ и величины гидростатического давления P . Принимая во внимание эквивалентность модулей сдвига $G = (G_{11} - G_{12})/2$ для кристаллов KCl при $P = 700$ МПа, $T = 295$ К и при $P = 0.1$ МПа, $T = 77$ К мы провели сопоставление зависимостей $\ln \nu - \tau$ при этих параметрах.

1. Методика эксперимента

Для исследований использовали, как и в предыдущих работах [1-3], образцы KCl (общее содержание примеси 530 ppm) размером $2.5 \times 4 \times 15$ мм, которые были выколоты из предварительно облученной (доза 10^6 Р) монокристаллической були и подвергнуты отжигу при 600°C , 100 ч с последующим охлаждением 5 град/ч до 400°C и далее 10 град/ч до комнатной температуры. Плотность дислокаций в кристаллах после отжига составляла $\rho \approx 10^4$ см $^{-2}$, а предел текучести на сжатие $\tau_y = 2.5$ МПа. Предел текучести образцов при высоких давлениях увеличивался на 100% при $P = 1000$ МПа [8].

Образцы деформировали импульсной нагрузкой на чистый изгиб на установке [9]. Установка состоит из электромагнита, нагружающего устройства и магнитоанізотропного датчика силы, которая позволяет проводить эксперименты непосредственно в среде высокого давления (полисилоксановая жидкость № 1) или в жидком азоте. Схема формирования импульса и методы варьирования времени выдержки нагрузки и величины напряжения τ описаны в работе [10]. Исследования, проведенные на одной и той же установке в различных условиях без какой-либо перестройки последней, позволили получить сопоставимые данные о подвижности дислокаций в различных условиях.

В настоящей работе использовали импульс трапецеидальной формы. Время фронта нарастания импульса ≈ 5 мс, длительность плато нагружающего импульса варьировали в диапазоне 0—10 с, величину нагрузки — в диапазоне 1.5—2.6 МПа, а давление — до 700 МПа.

За пробегом дислокаций следили методом избирательного травления по положению ямок травления до и после нагружения. Величину пробега дислокаций определяли из гистограммы распределения их пробегов как среднее по результатам не менее 60—80 измерений пробегов.

Скорость движения дислокаций определяли по зависимости l_p от времени действия нагрузки t_p . Для проверки возможного влияния скорости нагружения на фронте нарастания импульса, которое может проявляться в инерционных эффектах при движении дислокаций на плато импульса, были проведены измерения длин пробегов дислокаций на плато при различной скорости нагружения

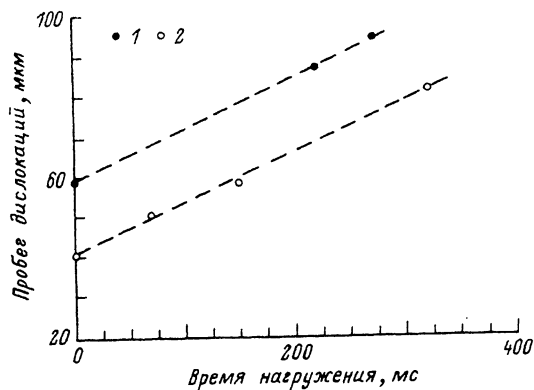


Рис. 1. Зависимость длины пробега $l = l_f - l_p$ от времени действия приложенной сдвиговой нагрузки $\tau = 1.85$ МПа при различной крутизне фронта нагружающего импульса.

1 — $\dot{\tau} = 125$, 2 — 15 МПа/с.

на фронте импульса. Представленные на рис. 1 данные показывают, что скорость нагружения кристаллов на фронте импульса не влияет на последующее движение дислокаций при постоянной нагрузке на плато импульса.

2. Результаты экспериментов и обсуждение

В настоящее время считается общепризнанным, что при напряжениях $\tau < \tau_c$ движение дислокаций носит термически активированный характер. При этом движению дислокаций через кристалл препятствуют хаотически расположенные локальные барьеры. Дислокация под действием приложенного напряжения зависит на препятствии, ожидает подходящую флуктуацию, с ее помощью срывается с наиболее слабого барьера и далее преодолевает соседние барьеры тангенциальным движением. Качественный характер движения дислокаций через сетку локальных барьеров определяется соотношением времени t_1 термофлуктуационного преодоления барьера и времени t_2 последующего тангенциального расширения сорвавшегося сегмента.

В работе [1] показано, что способы перемещения дислокаций можно определить по виду зависимостей $v(\tau)$ или $\lg v - \lg \tau$, полученных при разных T , и графиков $T(\tau)$ при $v = \text{const}$.

На рис. 2 приведены зависимости $\ln v - \tau$ при $T = 295$ К и давлениях $P = 0, 400$ и 700 МПа, а также при $T = 77$ К, $P = 0.1$ МПа. Построенные в двойных логарифмических координатах, эти графики практически параллельны и совмещаются при изменении масштаба напряжений, причем показатель степени $m = d \ln v / d \ln \tau = 43 \pm 3$ для всех исследованных давлений и температур. Таким образом, m не зависит от условий эксперимента, а параллельность графиков $v(\tau)$ свидетельствует о случае, когда $t_1 \approx t_2$ [11].

Напряжение τ_c , необходимое для поддержания постоянной скорости движения дислокаций, линейно увеличивается по мере роста давления и составляет 4.7% на каждые 100 МПа. Увеличение модуля сдвига G составляет 3.2% на 100 МПа. Таким образом, рост τ_c опережает увеличение модуля сдвига и может быть представлено в виде

$$\tau_c(P) = \tau_c(0) \left(\frac{G(P)}{G(0)} \right)^{3/2}. \quad (2)$$

С другой стороны, скорость дислокаций при $\tau = \text{const}$ экспоненциально падает по мере роста давления. Наклон этой зависимости $d \ln v / d P = 1.15 \cdot 10^{-6} \text{ Па}^{-1}$ близок к результату работы [6].

На рис. 3 приведены зависимости $T(\tau)$, полученные из разрезов $v(\tau, T) = \text{const}$ (графики 1 и 4 на рис. 2). Использование только двух температур не позволяет точно определить зависимость энергии активации от напряжения τ , но линейная экстраполяция $T(\tau)$ является вполне удовлетворительной. Экстра-

Рис. 2. Зависимость скорости термоактивированного движения дислокаций от напряжения τ .

T (К), P (МПа), $\delta G/G$: 1 — 300, 0.1; 2 — 77, 0.1, 0.22; 3 — 300, 400, 0.13; 4 — 300, 700, 0.22.

поляция зависимостей $T(\tau)$ на $\tau = 0$ сходится при $T = 860^\circ\text{C}$, а при изменении масштаба оси напряжений зависимости $T(\tau)$ можно совместить. Полученные данные также показывают, что в рамках теории, развитой в [11], времена термофлуктуационного преодоления барьера и тангенциального разбега сопоставимы. В этом случае высота барьера

$$H(\tau) = kT(\tau) \ln \left[\frac{\Lambda \nu_{\text{эфф}}}{v_0} \right], \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, Λ — средняя длина дислокационного сегмента, $\nu_{\text{эфф}}$ — эффективная частота колебаний дислокационного сегмента, v_0 — скорость бокового разбега. Для оценки можно полагать $\nu_{\text{эфф}} \approx 10^{-2} \nu_d$ (ν_d — дебаевская частота), $\Lambda \approx 50 b$, $v_0 \approx 10^{-5}$ см/с. Оценка энергии связи дислокации с барьером по (3) дает величину 0.98 ± 0.05 эВ, что согласуется с литературными данными, например [12]. Энергия активации, необходимая для движения дислокаций при напряжениях $\tau \approx 1.7$ МПа, т. е. при напряжениях, меньших, но сравнимых с пределом текучести при $T = 295$ К, составляет 0.35 эВ. Оценка энергии активации при 295 К, проведенная по формуле

$$\Delta H = -kT_z \left. \frac{\partial \ln v}{\partial T} \right|_{P_x}, \quad (4)$$

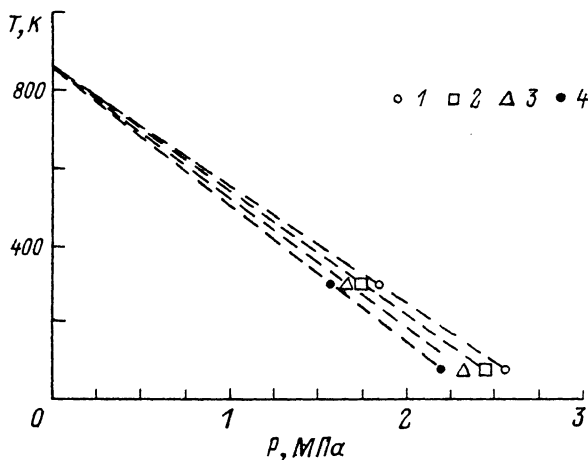
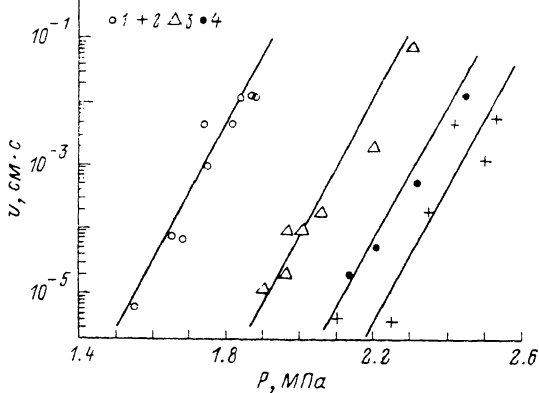


Рис. 3. График зависимости температуры T от напряжения τ , построенный из разрезов $v(\tau, T) = \text{const}$.

v , см/с: 1 — 10^{-2} , 2 — 10^{-3} , 3 — 10^{-4} , 4 — 10^{-5} .



дает величину 0.45 эВ, что согласуется с приведенным выше результатом.

В рамках линейной экстраполяции $T(\tau)$ активационный объем γ , определяемый как $\gamma(\tau) = -dH/d\tau$, не зависит от напряжения τ и температуры T и равен $720 b^3$. Для определения зависимости активационного объема от гидростатического давления использовали формулу

$$\gamma_\tau = kT \left. \frac{\delta \ln v}{\delta \tau} \right|_{T,P} \quad (5)$$

Как при этом оказалось, активационный объем γ_τ практически не зависит от гидростатического давления. Так, при комнатной температуре и атмосферном давлении его величина составляет $(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^3 b^3$, а под давлением 400 МПа — $(1.0 \pm 0.1) \cdot 10^3 b^3$. Полученные данные также близки к литературным [7, 12].

Проведенный выше термоактивационный анализ результатов работы был сделан без учета роли изменения упругих модулей. Как уже отмечалось, рост модуля сдвига G для $P = 700$ МПа или при $T = 77$ К составляет 22% по сравнению с величиной G при $T = 295$ К, $P = 0.1$ МПа. Увеличение напряжения τ_c , необходимого для поддержания постоянной скорости движения дислокаций при 295 и 77 К, составляет 38%, что коррелирует с ростом τ_c на 33% при $P = 700$ МПа. Таким образом, близость полученных при этих условиях зависимостей $v(\tau)$ свидетельствует о том, что эффект, связанный с изменением модуля сдвига, играет большую роль в наблюдаемом увеличении напряжения τ_c . Поскольку энергия взаимодействия дислокации с локальным барьером пропорциональна $\approx Gb^2$, увеличение модуля сдвига должно приводить к пропорциональному увеличению барьера и внутренних напряжений. Кроме того, снижение температуры приводит к изменению термических флуктуаций kT в выражении для скорости термоактивированного движения дислокаций

$$v = v_0 \exp \left(- \frac{H_0 + \gamma_p P - \gamma_\tau \tau}{kT} \right), \quad (6)$$

где γ_τ — «сдвиговой» активационный объем при $P, T = \text{const}$, γ_p — «барический» активационный объем. При этом величина $\gamma_p P$, по-видимому, дает вклад в изменение $H_0(\tau)$ в выражении (6) и не изменяет энергии термических флуктуаций. Исходя из вышеизложенного, необходимо вычислять энтальпию активации ΔH из кривых 3 и 4 (рис. 2) при эквивалентных модулях сдвига G . Расчеты по формуле (4) в этом случае дают величину $\Delta H \approx 0.08 \div 0.1$ эВ, что составляет $\approx 10\%$ от полной высоты энергетического барьера, что значительно ниже приведенных ранее оценок.

Таким образом, результаты, полученные в данной работе, показывают, что, хотя движение дислокаций на плато нагружающего импульса носит термоактивированный характер, роль термических флуктуаций в преодолении локальных барьеров не является определяющей. Основной вклад в преодоление дислокациями барьеров вносит силовой механизм при упругом их взаимодействии, а полная величина энергетического барьера H_0 может меняться в соответствии с барической и температурной зависимостями модуля сдвига G .

Список литературы

- [1] Ермолаев Г. Н., Ниненко С. И., Урусовская А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 242—244.
- [2] Ермолаев Г. Н., Хегай С. В., Ниненко С. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 636—638.
- [3] Ермолаев Г. Н., Ниненко С. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3054—3058.
- [4] Kocks U. F., Argon F. S., Ashby M. F. Thermodynamics and kinetics of slip. Pergamon Press, 1975. P. 288.
- [5] Чернов В. М., Инденбом В. Л. // Обзор ФЭИ. 1987. № 0215. 70 с.

- [6] Nafae J. E., Radcliffe S. V. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 11. P. 4284—4294.
- [7] Зайцев В. И. Физика пластичности гидростатически сжатых кристаллов. Киев: Наукова думка, 1983. 188 с.
- [8] Ниненко С. И., Ермолаев Г. Н. // Сб. «Диэлектрики в экстремальных условиях». I Всесоюзн. конф. по физике диэлектриков. Тезисы докл. Томск, 1988. С. 52—53.
- [9] Ермолаев Г. Н., Ниненко С. И. // ПТЭ. 1985. № 1. С. 178—180.
- [10] Ниненко С. И., Ермолаев Г. Н. // ПТЭ. 1992. № 2. С. 232—236.
- [11] Чернов В. М. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 4. С. 1159—1166.
- [12] Лубенец С. В. // Сб. «Физика конденсированного состояния». Харьков, 1973. Вып. XXIV. С. 17—37.

Институт физики высоких давлений
им. Л. Ф. Верещагина РАН
Троицк
Московская область

Поступило в Редакцию
18 мая 1992 г.
В окончательной редакции
6 августа 1992 г.