

© 1993

МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ CsI и LiF

В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик

Проведено экспериментальное исследование подвижности дислокаций в кристаллах CsI и LiF под действием постоянного магнитного поля ($B = 0.01 \div 1.5$ Тл) в отсутствие механического нагружения. Средний пробег дислокации \bar{l} оказался линейно зависимым от времени t выдержки образцов в магнитном поле и от квадрата напряженности этого поля. Понижение температуры от 293 до 77 К уменьшает средний пробег \bar{l} на 10–30%. Получена монотонно нарастающая зависимость плотности подвижных дислокаций ρ_D от времени «намагничивания» и магнитной индукции. В кристаллах CsI величина ρ_D достигала 80% плотности свежевведенных дислокаций. Из сопоставления экспериментальных кривых $\bar{l}(t, B)$ и $\rho_D(t, B)$ с ранее полученными феноменологическими зависимостями определено соотношение между реальной и кажущейся средними скоростями движения дислокаций.

Несколько лет назад в кристаллах NaCl был обнаружен [1] магнито-пластический эффект, заключающийся в перемещении дислокаций под действием постоянного магнитного поля в отсутствие механического нагружения. В последние годы это явление более подробно изучалось на кристаллах NaCl с различным содержанием примесей [2, 3], а также на немагнитных металлах Zn [4] и Al [5]. Настоящая работа посвящена исследованию магнито-пластического эффекта в кристаллах CsI и LiF.

Методика приготовления образцов описана в работах [1, 6]. Исследования проводились при двух температурах 77 и 293 К в полях $B = 0.01 \div 1.5$ Тл при временах t выдержки кристаллов в постоянном магнитном поле от нескольких секунд до 15 мин на образцах размером $5 \times 5 \times 3$ мм. Перед экспериментом в кристалл вводился слабым ударом свежие дислокации. Затем кристалл подвергался избирательному травлению (в случае CsI — в растворе 0.05 мг CuCl_2 и 99.5 мг $\text{C}_2\text{H}_2\text{OH}$ [7], а для LiF — 10^{-2} вес.% FeCl_3 в воде [8]) для фиксации начального положения дислокаций. После этого образец помещался в постоянное поле электромагнита и после определенной выдержки там повторно травился. По гистограммам пробегов $N(l)$ находились средние статистические значения дислокаций \bar{l} . В кристаллах CsI измерения проводились для краевых дислокаций, в то время как в опытах на LiF удалось набрать достаточную статистику как для краевых, так и для винтовых дислокаций. Плотность дислокаций в кристаллах CsI во всех образцах незначительно варьировалась около значения $\rho \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$. В кристаллах LiF плотность дислокаций менялась от образца к образцу в пределах $\rho \sim (1 \div 6) \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. В связи с этим [4, 5] при обработке данных по LiF средний пробег нормировался на среднее расстояние между дислокациями $1/\sqrt{\rho}$.

Как и в кристаллах NaCl, Zn и Al [1–5], средний пробег дислокаций в исследованных образцах CsI и LiF оказался линейно нарастающим со времени выдержки образцов в магнитном поле (рис. 1). Кроме того, в исследованных образцах CsI и LiF, как и в кристаллах NaCl [1, 2], наблюдается небольшое смещение дислокаций под действием травителя, связанное, согласно [9], с вытравливанием приповерхностных стопоров. На примере кристаллов CsI видно, что пробеги \bar{l} различаются для разной взаимной ориентации дислокаций L , ее вектора Бюргерса b и магнитной индукции B (рис. 1, а). Пробег винтовых

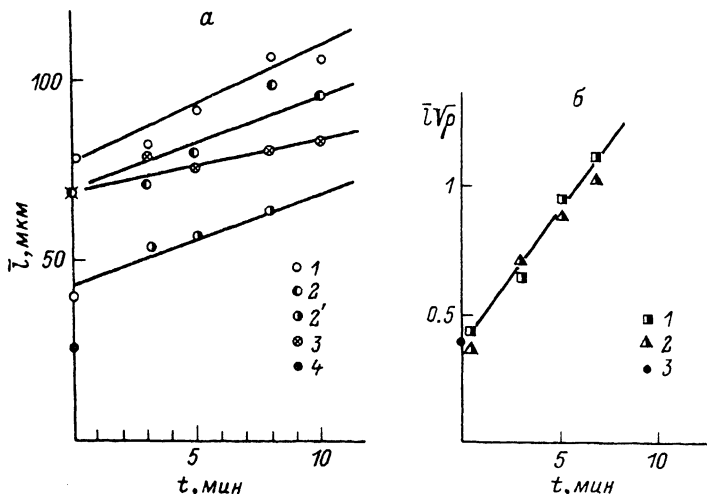


Рис. 1. Зависимость средней длины пробега \bar{l} дислокаций от времени t выдержки образцов в магнитном поле $B = 0.5$ Тл для кристаллов CsI (а) и LiF (б).

а: 1 — $V \parallel b$, $V \perp L$; 2 — $\hat{b}b = 45^\circ$, $\hat{b}L = 60^\circ$; 2' — та же ориентация при медленном включении/выключении электромагнита; 3 — $V \perp b$, $BL = 45^\circ$; 4 — средний пробег дислокаций под действием травителя; б: 1 — краевые дислокации, 2 — винтовые дислокации, 3 — пробег под действием травителя.

дислокаций в кристаллах LiF (рис. 1, б) в пределах ошибки эксперимента не отличается от пробега краевых. Понижение температуры до 77 К уменьшает пробег дислокаций в LiF на 10%, а в CsI — на 30%.

Интересным представляется «эффект включения» магнитного поля, который наиболее ярко проявляется в кристаллах CsI. Оказалось, что резкое включение магнита с помощью тумблера приводит к быстрому перемещению дислокаций на расстояния порядка нескольких десятков микрон. Медленное включение и выключение магнита понижает пробег дислокаций (рис. 1, а, прямая 2'), и при $t_{\text{вкл.}}, t_{\text{выкл.}} > 20$ с «эффект включения» исчезает. Рассматриваемое нестационарное явление играет заметную роль лишь при относительно небольших полях. Из рис. 2, а, б видно, что при $B < 0.3$ Тл пробег дислокаций линейно зависит от поля. При дальнейшем повышении величины B «эффект включения» насыщается по пробегам и на его фоне возникает типичная для магнитопластического эффекта квадратичная зависимость $\bar{l} \propto B^2$ (рис. 2, а). Заметим, что ранее «эффект включения» (хотя и менее выраженный) был обнаружен в кристаллах NaCl [1, 2]. В то же время, согласно [4, 5], он не наблюдается в металлах Zn и Al.

Из экспериментов извлекался еще один измеряемый параметр — плотность подвижных дислокаций ρ_n , которая росла со временем выдержки образцов в поле и с напряженностью поля, достигая значительных величин. Так, в кристаллах CsI при их выдержке в магнитном поле 0.8 Тл в течение 10 мин в движение приводилось до 80% свежевведенных дислокаций.

Используя феноменологическую теорию [3, 5], которая описывает движение ансамбля дислокации независимо от типа внешнего воздействия на кристалл, можно объединить измеренные при различных t и B^2 значения $\bar{l}(t)$ и $\bar{l}(B^2)$ (рис. 1, 2), а также $\rho_n(t)$ и $\rho_n(B^2)$ в универсальные зависимости (рис. 3), хорошо согласующиеся с соответствующими теоретическими функциями

$$\frac{\rho_n - \rho_{\text{тр}}}{(\rho_n - \rho_{\text{тр}})_{\infty}} = 1 - \exp(-\beta B^2 t \sqrt{\rho}), \quad (1)$$

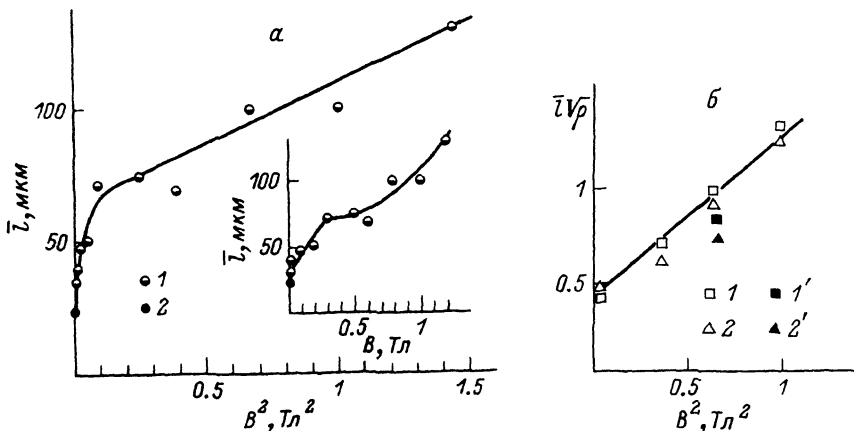


Рис. 2. Зависимость средней длины пробега \bar{l} дислокаций от величины магнитной индукции B при $t = 5$ мин для кристаллов CsI (а) и ZnF (б).

а: 1 — пробег в постоянном магнитном поле, 2 — пробег под действием травителя; б: 1, 1' — краевые дислокации; 2, 2' — винтовые дислокации. 1, 2 — $T = 293$; 1', 2' — 77 К.

$$\bar{l}\sqrt{\rho} = \frac{(1 - \gamma)(1 - e^{-\beta x})(1 - e^{\beta x}) + \gamma\beta x (e^{-\beta x} - e^{\gamma\beta x})}{(1 - e^{-\beta x}) [1 - e^{-\gamma\beta x} - \gamma(1 - e^{-\beta x})]}, \quad (2)$$

где $x = B^2 t \sqrt{\rho}$, β и γ — феноменологические параметры. Величина β определяется наклоном прямой на рис. 3, а: $\beta = \operatorname{tg} \varphi$, а γ — численный параметр, который находится из условия наилучшего соответствия выражения (2) и экспериментальных точек. На рис. 3, а, б $\beta_{\text{CsI}} = 1.3 \cdot 10^{-3}$ [см/мин · Тл²], $\beta_{\text{LiF}} = 3 \cdot 10^{-4}$ [см/мин · Тл²], $\gamma_{\text{CsI}} = 4$, $\gamma_{\text{LiF}} = 20$. По этим кривым точно так же, как это сделано в [5], можно оценить соотношение между реальной средней скоростью дислокаций \bar{V} и кажущейся скоростью \bar{V}' , задаваемой наклоном прямых на рис. 1 (первая

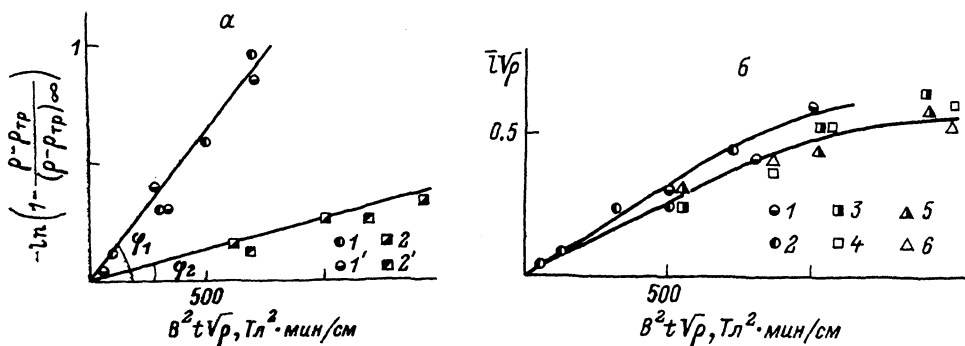


Рис. 3. Зависимости плотности $\rho_{\text{п}}$ подвижных дислокаций (а) и средней длины пробега \bar{l} дислокаций (б) от времени выдержки образца в поле и величины магнитной индукции в обобщенных координатах.

$\rho_{\text{тр}}$ — средняя плотность дислокаций, сдвигающихся под действием травителя при $B = 0$; $(\rho_{\text{п}} - \rho_{\text{тр}})_{\infty}$ — максимальная плотность дислокаций, смещающихся под действием магнитного поля, которая может быть достигнута при больших t и B . а: 1, 1' — CsI; 2, 2' — LiF. 1, 2 — экспериментальные точки из зависимостей $\rho_{\text{п}}(t)$ при $B = 0.5$ Тл; 1', 2' — экспериментальные точки из зависимостей $\rho_{\text{п}}(B^2)$ при $t = 5$ мин; б: 1, 2 — CsI; 3, 4 — LiF. 3, 4 — краевые дислокации; 5, 6 — винтовые дислокации. 1, 3, 5 — экспериментальные точки из зависимостей $\bar{l}(t)$ (рис. 1); 2, 4, 6 — экспериментальные точки из зависимостей $\bar{l}(B^2)$ (рис. 2). Сплошные прямые — теоретические зависимости, построенные по формулам (1), (2).

всегда больше второй, поскольку реальное время движения всегда меньше времени t выдержки кристалла в поле) [3]. Оказалось, что для LiF и CsI $\bar{V}'/\bar{V} \approx 0.2$, что согласуется с предсказаниями теории [3] $\bar{V}'/\bar{V} = 1/6$ и результатами аналогичной обработки данных для Al [5].

Если коротко обратиться к интерпретации физических причин наблюдаемого явления, то, по нашему мнению, роль магнитного поля сводится к откреплению дислокаций от парамагнитных центров в результате спин-зависимых переходов [10] в системе парамагнитный центр—дислокационное ядро с последующим движением дислокаций в поле внутренних напряжений в кристалле.

В заключение авторы выражают признательность В. Л. Инденбому за полезные обсуждения, Л. М. Сойферу за предоставленные кристаллы LiF, А. А. Урусовской, В. М. Чернову и В. П. Киселю за помощь в работе.

Список литературы

- [1] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Перекалина Т. М., Урусовская А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 467—471.
- [2] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // Изв. вузов. Черная металлургия. 1990. № 10. С. 85—87.
- [3] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3001—3009.
- [4] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Гектина И. В., Лаврентьев Ф. Ф. // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 4. С. 1014—1016.
- [5] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 1. С. 155—158.
- [6] Даринская Е. А., Урусовская А. А., Альшиц В. И., Алехин В. А., Шемякова А. А. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1751—1755.
- [7] Sangwal K., Urusovskaya A. A. // J. Crystal Growth. 1977. V. 4. P. 216—218.
- [8] Johnston W. G., Gilman J. J. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. P. 129—144.
- [9] Парийский В. Б., Ландау А. И., Старцев В. И. // ФТТ. 1963. Т. 5. № 5. С. 1377—1385.
- [10] Бучаченко А. А., Сагдеев Р. З., Салихов К. З. Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. Новосибирск, 1978.

Институт кристаллографии РАН
Москва

Поступило в Редакцию
14 июля 1992 г.