

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ И КИНЕТИКУ МАКРОПЛАСТИЧНОСТИ КРИСТАЛЛОВ LiF

А.А.Урусовская, В.И.Альшиц, А.Е.Смирнов, Н.Н.Беккауер

Институт кристаллографии РАН¹⁾

117333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 1997 г.

Обнаружено сильное влияние постоянного магнитного поля B на кинетику активного деформирования ($\dot{\epsilon} = \text{const}$) кристаллов LiF. Эффект является пороговым по B и $\dot{\epsilon}$, наблюдается только при $B > B_c$ ($B_c \approx 0.4$ Тл) и $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_c$ ($\dot{\epsilon}_c \approx 10^{-4} \text{ с}^{-1}$). Магнитную чувствительность обнаруживают предел текучести τ_y (понижается примерно в 1.5 раза при $B = 0.48$ Тл), коэффициенты упрочнения θ_{II} и θ_{III} соответственно на стадиях II и III, причем первый из них в магнитном поле понижается, а второй повышается. Предлагается физическая интерпретация наблюдаемых зависимостей.

PACS: 61.82.-d, 62.20.Fe, 75.90.+w, 76.30.Da

В 1987 г. было обнаружено [1] перемещение индивидуальных дислокаций в образцах NaCl, помещенных в постоянное магнитное поле без приложения механической нагрузки. В последующей серии интенсивных исследований в нескольких независимых группах (2–14) на этих и других немагнитных кристаллах были изучены основные свойства нового явления, получившего название магнитоэластического эффекта. Прежде всего было установлено, что роль магнитного поля заключается в откреплении дислокаций от парамагнитных стопоров. Считается, что это происходит в результате спиновой эволюции в магнитном поле, приводящей к снятию спинового запрета на процесс, который радикально меняет конфигурацию системы, разрушая барьер для движения дислокаций. В этой схеме время до открепления дислокации (depinning time) τ_{dp} лимитируется спиновой эволюцией в системе дислокация – парамагнитный центр. Ясно, однако, что такого типа процессы могут идти только до тех пор, пока за время τ_{dp} не происходит заметной спин-решеточной релаксации. В противном случае тепловое разупорядочение спинов должно снимать эффект. Принимая во внимание, что время спин-решеточной релаксации τ_{sl} достаточно слабо зависит от магнитного поля, а $\tau_{dp} \propto B^{-2}$, можно ожидать существования порогового поля B_c , определяемого оценкой $\tau_{dp}(B_c) \approx \tau_{sl}$, ниже которого магнитоэластичность должна отсутствовать. Такой порог был действительно экспериментально обнаружен в недавней работе [13].

До сих пор речь шла об исследованиях влияния магнитного поля на микропластичность в кристаллах в условиях, когда плотность дислокаций ρ_d не превышает значений порядка $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-2}$. При таких плотностях ρ_d дислокации относительно слабо закрепляют друг друга. Действительно, в этом случае среднее расстояние между дислокациями "леса", пересекающими плоскость скольжения, составляет величину порядка $1/\sqrt{\rho_d} \sim 100 \text{ мкм}$, а среднее расстояние между примесными центрами на дислокационной линии в типичных случаях не превышает доли микрона. Таким образом, "выключение" точечных стопоров на дислокациях в магнитном поле уменьшает сопротивление ее

¹⁾ e-mail: public@mechan.incr.msk.su

движению на 2–3 порядка. Этим объясняется наблюдаемое в экспериментах перемещение дислокаций в магнитном поле под действием чрезвычайно низких внутренних напряжений (порядка 0.01 МПа), а также высокая чувствительность дислокационной подвижности к слабым внешним воздействиям [12].

Между тем наибольший практический интерес представляет открытый пока вопрос о возможности использования магнитоэластического эффекта для управления макропластичностью немагнитных материалов. Следует, однако, отметить, что в условиях макропластической деформации плотность дислокаций ρ_d обычно на несколько порядков выше начальных значений, а расстояние $1/\sqrt{\rho_d}$ – соответственно на порядки меньше (например, при $\rho_d \sim 10^8 \text{ см}^{-2}$ имеем $1/\sqrt{\rho_d} \sim 1 \text{ мкм}$). Поэтому ожидать в макропластичности столь же радикального магнитного разупорядочения кристаллов, как в опытах с индивидуальными дислокациями, к сожалению, не приходится. Впрочем, в работе [9] при гидравлическом нагружении ($\dot{\sigma} = \text{const}$) ряда щелочногалоидных кристаллов в магнитном поле было зафиксировано заметное (до 2 раз) увеличение скорости деформации $\dot{\epsilon}$ с ростом магнитного поля. К сожалению, в рамках использовавшейся методики авторам не удалось измерить влияние магнитного поля на такую фундаментальную характеристику, как предел текучести (yield stress) τ_y .

С нашей точки зрения, для этого лучше приспособлен метод активной деформации ($\dot{\epsilon} = \text{const}$), позволяющий снимать многостадийные кривые нагружения $\tau(\epsilon)$, фиксирующие как величину τ_y , так и уровень упрочнения на разных стадиях деформации. Целью настоящей работы является демонстрация наблюдений сильного магнитного влияния на кинетику активного деформирования кристаллов LiF и, в частности, на предел текучести этих кристаллов.

Опыты по деформации в магнитном поле и без него проводились на сжимающей машине, у которой все детали в области действия магнитного поля были изготовлены из немагнитных материалов – алюминия, бронзы, латуни. Сжимающие пуансоны представляли собой рубиновые цилиндры. Скорость деформации варьировала от 10^{-5} до 10^{-3} с^{-1} , температура комнатная. Объектом исследования служили технически "чистые" кристаллы LiF. Предварительная термообработка образцов не проводилась. Магнитное поле создавали путем надвигания постоянного магнита с раздвижными полюсами. Индукцию магнитного поля можно было менять от 0 до 0.5 Тл. Образцы были выколоты по плоскостям спайности в форме параллелепипедов размером около $2.5 \times 2.5 \times 8 \text{ мм}$. Кривые деформации автоматически записывались на самописце КСП-4.

При сжатии кристаллов LiF в магнитном поле и без него были получены трехстадийные кривые деформации. На рис.1 приведены кривые сжатия двух образцов, деформированных без магнитного поля (кривые 1 и 2) и трех образцов, сжатых в магнитном поле 0.48 Тл (кривые 3, 4 и 5). Сравнение двух серий кривых показывает, что начальный прямолинейный участок, отвечающий упругой деформации кристаллов, имеет одинаковый наклон и при действии магнитного поля, и в отсутствие его. Однако предел текучести τ_y при испытании в магнитном поле, так же как и напряжения τ_{II} и τ_{III} соответственно начала II и III стадий деформации, оказываются существенно ниже, чем при $B = 0$. Обращают на себя также внимание уменьшение в магнитном поле наклона кривых $\tau(\epsilon)$ на стадии II деформационного упрочнения и увеличение наклона $\partial\tau/\partial\epsilon$ на III стадии деформации по сравнению с соответствующими наклонами кривых при $B = 0$.

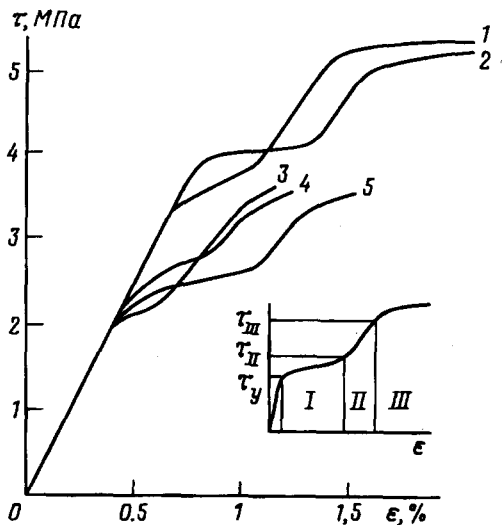


Рис.1. Кривые деформации кристаллов LiF в отсутствие магнитного поля (кривые 1 и 2) и в магнитном поле 0.48Тл (кривые 3, 4 и 5), скорость деформации $5 \cdot 10^{-5} \text{с}^{-1}$. На врезке показана схематическая кривая деформации с указанием ее стадий и соответствующих им параметров

На рис.2 показана серия зависимостей от магнитной индукции отмеченных выше характеристик: предела текучести τ_y (а), коэффициента деформационного упрочнения $\theta_{II} = (d\tau/d\epsilon)_{II}$ (b) и коэффициента упрочнения на III стадии деформации $\theta_{III} = (d\tau/d\epsilon)_{III}$ (c). Все кривые относятся к скорости деформации $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-5} \text{с}^{-1}$. Аналогичные зависимости наблюдались и при скорости $\dot{\epsilon} = 10^{-5} \text{с}^{-1}$. Однако при более высоких скоростях, начиная с $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{с}^{-1}$, магнитная чувствительность кривых $\tau(\epsilon)$ исчезала.

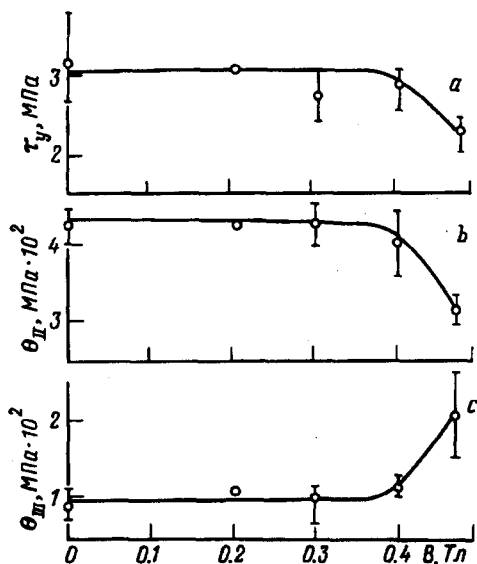


Рис.2. Зависимость от индукции магнитного поля предела текучести τ_y (а), коэффициента деформационного упрочнения θ_{II} (b), и коэффициента упрочнения на III стадии θ_{III} (c). Скорость деформации $5 \cdot 10^{-5} \text{с}^{-1}$

Пороговый характер трех зависимостей от магнитного поля на рис.2 вполне коррелирует с существованием обнаруженного ранее [13] порога B_c магнитопластического эффекта. Судя по рис.2, в данном случае $B_c \approx 0.4 \text{Тл}$. Что же

касается порога по $\dot{\epsilon}$, то он также качественно понятен в свете развиваемой идеологии. Магнитное влияние на кривые $\tau(\epsilon)$ должно наблюдаться лишь до тех пор, пока время спиновой эволюции, разрушающей барьер, меньше времени термоактивационного преодоления дислокацией этого барьера. Поскольку с повышением скорости деформации $\dot{\epsilon}$ уровень напряжения σ растет, тогда как время ожидания термической активации соответственно уменьшается, то ясно, что должна существовать некоторая пороговая скорость $\dot{\epsilon}_c$, выше которой отрыв дислокаций от точечных дефектов лимитируется термофлуктуационными, а не спиновыми процессами.

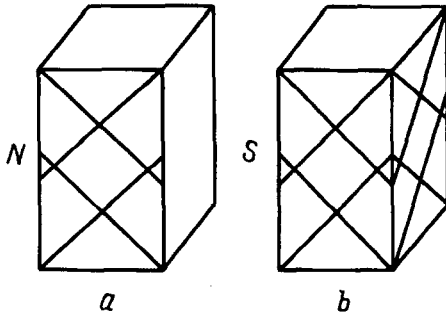


Рис.3. Схема расположения активных систем скольжения в кристаллах LiF при деформации в магнитном поле (а) и без него (б)

Исследование деформированных образцов в проходящем поляризованном свете обнаружило, что при деформации в магнитном поле при $B > B_c$ принимает участие только одна пара ортогональных плоскостей скольжения (рис.3а), в то время как без магнитного поля неизменно обнаруживаются все четыре возможные системы скольжения (рис.3б). Существенно, что в магнитном поле перестают работать системы, в которых краевые дислокации параллельны полю. Это обстоятельство находится в полном соответствии с установленным ранее фактом, что магнитопластический эффект на краевых дислокациях, параллельных полю, не наблюдается. В то же время, уменьшение числа систем скольжения естественным образом объясняет уменьшение коэффициента деформационного упрочнения в магнитном поле (рис.2б).

Как известно, переход к III стадии деформации происходит, когда работа источников дислокаций начинает компенсироваться аннигиляционными процессами – взаимным уничтожением дислокаций противоположных механических знаков. Это уменьшает коэффициент упрочнения (наклон $\theta_{III} = (\partial\tau/\partial\epsilon)_{III}$ на III стадии деформации по сравнению с соответствующим уровнем θ_{II} на II стадии). По-видимому, незадействованные на II стадии системы скольжения при деформировании кристаллов в магнитном поле обеспечивают тот самый резерв роста плотности дислокаций, который может быть ответственным за рост наклона θ_{III} при $B > B_c$.

Таким образом, можно констатировать существование достаточно заметного макроскопического магнитопластического эффекта при активном деформировании кристаллов LiF, сопровождающегося значительным (в 1.5 раза) снижением предела текучести при $B = 0.48$ Тл. С дальнейшим ростом поля следует ожидать существенного усиления эффекта. В свете обнаруженной пороговости эффекта как по B , так и по $\dot{\epsilon}$, можно предположить, что в тех случаях, когда не обнаруживается ярко выраженного влияния магнитного поля на пластичность немагнитных материалов (см., например, [15]), причина могла

бы заключаться в том числе и в неудачно выбранных (по B и ϵ) условиях экспериментов.

Авторы выражают глубокую благодарность А.Л.Бучаченко, Ю.И.Головину и Е.В.Даринской за полезные обсуждения.

-
1. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, Т.М.Перекалина, А.А.Урусовская, ФТТ **29**, 467 (1987).
 2. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, И.В.Гектина, Ф.Ф.Лаврентьев, Кристаллография **34**, 1014 (1990).
 3. М.И.Молоцкий, ФТТ **33**, 3112 (1991).
 4. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, Е.А.Петржик, ФТТ **34**, 155 (1992); **35**, 320 (1993).
 5. М.И.Молоцкий, ФТТ **35**, 11 (1993).
 6. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, ФТТ **35**, 1384 (1993).
 7. V.I.Alshits, T.V.Darinskaya, and T.A.Petrzhik, Mat. Sci Eng. A**164**, 322 (1993).
 8. V.I.Alshits, E.V.Darinskaya, O.L.Kazakova et al., J. Alloys Comp. **211/212**, 548 (1994).
 9. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, Письма в ЖЭТФ **61**, 583 (1995).
 10. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, О.Л.Казакова, Письма в ЖЭТФ **62**, 52 (1995).
 11. M.I.Molotskii, R.E.Kris, and V.Fleurov, Phys. Rev. B**51**, 12531 (1995).
 12. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, Е.Ю.Михина, Е.А.Петржик, ФТТ **38**, 2426 (1996).
 13. В.И.Альшиц, Е.В.Даринская, О.Л.Казакова и др., Письма в ЖЭТФ **63**, 628 (1996).
 14. Ю.И.Головин, Р.Б.Моргунов, ФТТ **37**, 1352 (1995).
 15. Д.Н.Большуткин, В.А.Десненко, Физика низких температур **7**, 652 (1981).