

Деформация кристаллов LiF в постоянном магнитном поле

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

Институт кристаллографии Российской академии наук,
117333 Москва, Россия

E-mail: public@mechan.incr.msk.su

(Поступила в Редакцию 18 июля 1999 г.
В окончательной редакции 6 августа 1999 г.)

Показано, что при активном деформировании кристаллов LiF в постоянном магнитном поле B наблюдается их заметная пластификация, тем более существенная, чем выше магнитная индукция B и чем ниже скорость деформации $\dot{\epsilon}$. Измеренные зависимости предела текучести σ_y от B и $\dot{\epsilon}$ находят свое естественное объяснение в рамках простой кинетической модели, построенной на конкуренции процессов термоактивационного и магнитостимулированного открепления дислокаций от примесных центров.

Существование магнитостимулированного открепления дислокаций от примесных центров в немагнитных материалах, обнаруженное в кристаллах NaCl [1], в настоящее время достаточно надежно установлено и подробно изучено на уровне индивидуальных дислокаций [2–4]. Природу этого явления принято связывать со спиновой конверсией в примесных центрах, приводящей к перестройке их электронной структуры и соответствующему снижению их взаимодействия с дислокацией. Время такого магнитного открепления убывает с ростом магнитной индукции B пропорционально B^2 , а сам процесс наблюдается лишь при полях B , превышающих некоторое пороговое поле $B_c^{(0)}$ и обеспечивающих достаточно быструю спиновую эволюцию по сравнению со временем спин-решеточной релаксации ($\tau_{dp} < \tau_{sl}$).

Проявление этого эффекта в макропластичности при активной деформации кристаллов LiF (нагружение с постоянной скоростью $\dot{\epsilon} = \text{const}$) было обнаружено в нашей работе [5], где было найдено заметное понижение в магнитном поле предела текучести и скорости деформационного упрочнения на стадии II деформации и увеличение скорости упрочнения на стадии III. Опыты проводились в магнитных полях B от 0 до 0.48 Т и скоростях сжатия $\dot{\epsilon} = (5 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}) \text{ s}^{-1}$. В указанной работе было также выявлено, что эффект носит пороговый характер как по полю, так и по скорости деформации. Он наблюдается при $B > 0.4 \text{ Т}$ и $\dot{\epsilon} < 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Вследствие узкого интервала доступных магнитных полей и использованных скоростей сжатия в работе [5] не удалось изучить ни характер изменения предела текучести с ростом магнитной индукции, ни зависимости пороговых значений $B_c(\dot{\epsilon})$ и $\dot{\epsilon}_c(B)$. В настоящем исследовании интервал скоростей деформации был значительно расширен в сторону малых $\dot{\epsilon}$. Это позволило впервые измерить зависимость предела текучести σ_y от B и $\dot{\epsilon}$, а также установить область значений $\{B, \dot{\epsilon}\}$, при которых наблюдается макроскопический магнитоэластический эффект в кристаллах LiF. Измеренные зависимости допускают достаточно ясную физическую интерпретацию.

1. Методика эксперимента

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. 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 B можно было менять от 0 до 0.48 Т, а скорость деформации $\dot{\epsilon}$ варьировалась от $2 \cdot 10^{-6}$ до $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Эксперименты проводились при комнатной температуре. Образцы были выколоты по плоскости спайности в форме параллелепипедов с примерными размерами $2.5 \times 2.5 \times 8 \text{ мм}$. Кривые деформации автоматически записывались на самописце КСП-4.

2. Результаты эксперимента

При сжатии кристаллов LiF в магнитном поле и без него были получены трехстадийные кривые деформации (рис. 1). Степень воспроизводимости кривых деформации достаточно надежная [5]. Из рис. 1 настоящей работы видно, что магнитное поле не только снижает предел текучести σ_y , но и сокращает интервал деформаций и напряжений на каждой стадии деформации. Более быстрая смена стадий деформации указывает на активизацию магнитным полем дополнительных систем скольжения.

Рис. 2 иллюстрирует зависимость предела текучести от магнитного поля при разных скоростях сжатия. Можно видеть, что чем ниже $\dot{\epsilon}$, тем больше относительный спад предела текучести. Если при самой высокой скорости предел текучести при максимальном поле снизился всего в 1.5 раза, то при минимальной скорости спад σ_y почти четырехкратный. Как видно из

рис. 2, заметная чувствительность предела текучести к магнитному полю появляется лишь, начиная с некоторого порогового поля B_c , при превышении которого величина σ_y относительно быстро убывает с ростом B , асимптотически приближаясь к новому более низкому уровню $\sigma_y^{(1)}$. Наблюдаемое магнитное влияние зависит от скорости деформации. В частности, магнитный порог B_c , оставаясь постоянным ($B_c = B_c^{(0)}$) при низких скоростях $\dot{\epsilon}$, при $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_c = 6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ выходит на зависимость $B_c = B_c^{(0)} \sqrt{\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_c}$ (рис. 3). С другой стороны, отсюда должно вытекать, что при фиксированном поле $B > B_c^{(0)}$ зависимость $\sigma_y(\dot{\epsilon})$ может обнаруживать заметную магниточувствительность лишь в области скоростей $\dot{\epsilon}$, ограниченной сверху: $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_c(B/B_c^{(0)})^2$. Именно

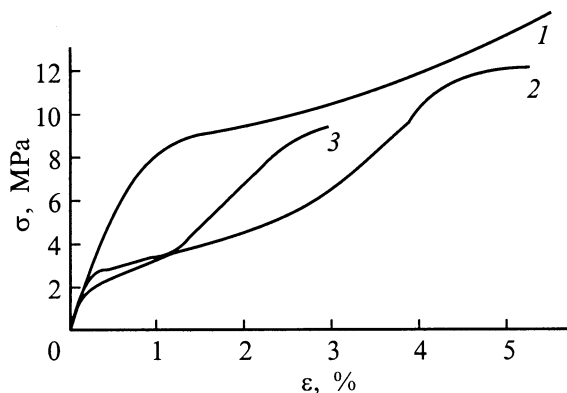


Рис. 1. Кривые деформации кристаллов LiF в отсутствие магнитного поля (1) и в магнитном поле 0.25 (2) и 0.48 Т (3). Скорость деформации $6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

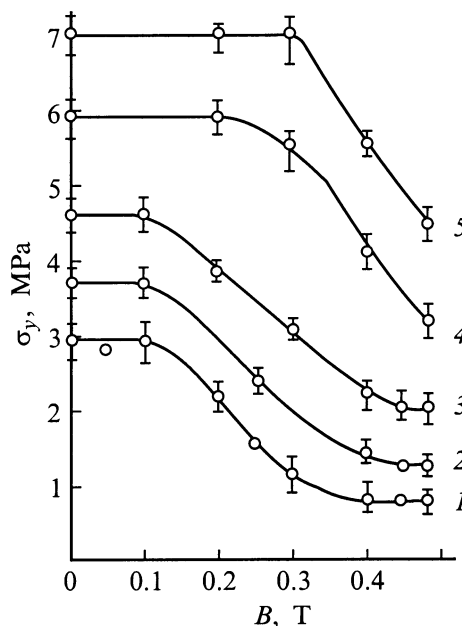


Рис. 2. Зависимость предела текучести σ_y от индукции магнитного поля для разных скоростей деформации $\dot{\epsilon}$: $2 \cdot 10^{-6}$ (1), $3.5 \cdot 10^{-6}$ (2), $8 \cdot 10^{-6}$ (3), $2 \cdot 10^{-5}$ (4), $5 \cdot 10^{-5}$ (5) s^{-1} .

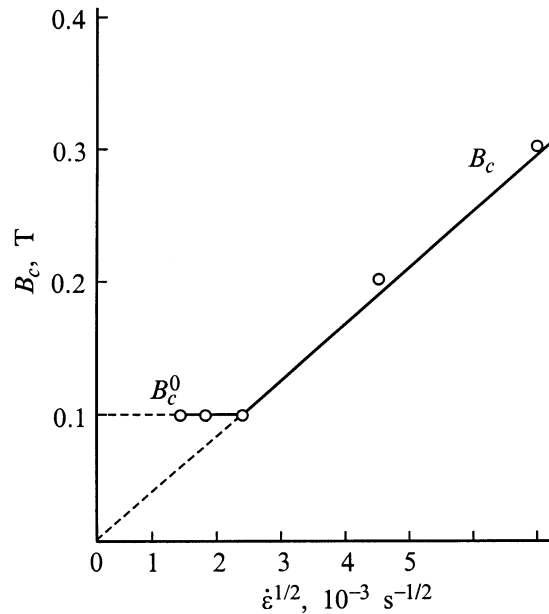


Рис. 3. Зависимость порогового значения магнитной индукции B_c от $\dot{\epsilon}$.

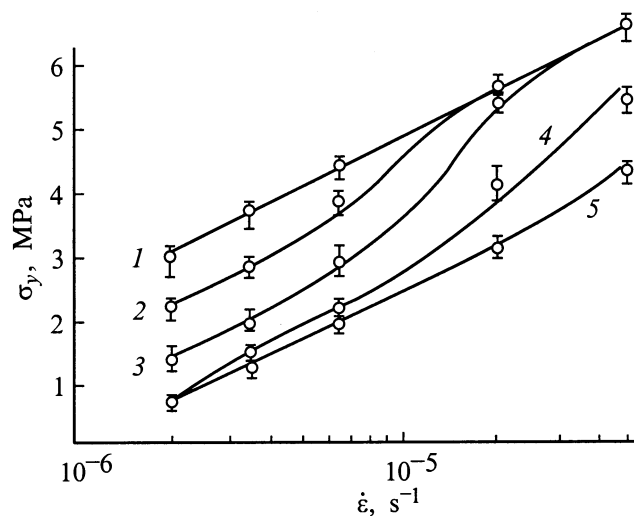


Рис. 4. Зависимость предела текучести от скорости деформации для разных значений магнитной индукции: 0 (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.4 (4) и 0.48 (5) Т.

это реально проявляется на экспериментальных кривых $\sigma_y(\dot{\epsilon})$, построенных для серии фиксированных значений B (рис. 4).

3. Обсуждение

В работе [6] аналогичные данные, полученные на кристаллах NaCl, нашли естественную интерпретацию в рамках следующей простой модели. При активной деформации с заданной скоростью предел текучести отвечает напряжению, обеспечивающему необходимую скорость

перемещения дислокаций через систему локальных энергетических барьеров. При $B = 0$ простейшее выражение подобного баланса обычно записывается в виде

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp[-(U - \gamma\sigma_y)/kT], \quad (1)$$

где U — энергия активации, γ — активационный объем, σ_y — напряжение течения (предел текучести) при $B = 0$.

Представленная на рис. 4 (кривая 1) линейная зависимость σ_y от $\ln \dot{\epsilon}$ при $B = 0$ вполне соответствует формуле (1), переписанной в виде

$$\sigma_y = (U/\gamma) + [(kT/\gamma) \ln(\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)]. \quad (2)$$

Заметного магнитного влияния на предел текучести не приходится ожидать до тех пор, пока время магнито-стимулированного открепления дислокации от стопора $\tau_{dp} = kB^{-2}$ не окажется меньше времени его термоактивационного преодоления

$$\tau_{th} = \tau_0 \exp[(U - \gamma\sigma_y)/kT] = \tau_0 \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon}. \quad (3)$$

Это соображение и определяет пороговое поле $B_c \sim \sqrt{\dot{\epsilon}}$, которое, однако, не может быть меньше, чем микроскопический порог $B_c^{(0)}$ магнитоэластического эффекта.

Таким образом, в рамках предложенной модели

$$B_c = \begin{cases} B_c^{(0)}, & \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_c \\ B_c^{(0)} \sqrt{\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_c}, & \dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_c \end{cases}, \quad (4)$$

где $\dot{\epsilon}_c = \dot{\epsilon}_0 \tau_0 / \tau_{dp}^{\max}$, $\tau_{dp}^{\max} = kB_c^{(0)-2}$.

Нетрудно видеть, что зависимость $B_c(\dot{\epsilon})$ (4) вполне соответствует характеру экспериментальной кривой на рис. 3.

Уровень "насыщения" $\sigma_y^{(1)}$ при высоких магнитных полях (рис. 2), по версии работы [6], определяется термоактивационным преодолением магниточувствительных локальных стопор. В [6] предположено, что магнито-стимулированные переходы уничтожают основные барьеры и в игру вступают другие дефекты, образующие барьеры с более низкой энергией активации $U^{(1)}$. Между тем сейчас нам представляется более логичным предположить (по крайней мере, применительно к исследованным кристаллам LiF), что речь идет не об уничтожении барьеров U , но об их понижении до уровня $U^{(1)}$. Об этом свидетельствует примерная параллельность прямых 1 и 4 на рис. 4, т.е. приблизительная одинаковость активационных объемов, отвечающих двум рассматриваемым типам дефектов.

Список литературы

- [1] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Т.М. Перекалина, А.А. Урусовская. ФТТ **29**, 2, 467 (1987).
- [2] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, Е.А. Петржик. ФТТ **34**, 1, 155 (1992).
- [3] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова. Письма в ЖЭТФ **62**, 4, 352 (1995).

- [4] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, О.Л. Казакова, Е.Ю. Михина, Е.А. Петржик. Письма в ЖЭТФ **63**, 8, 628 (1996).
- [5] А.А. Урусовская, В.И. Альшиц, А.Е. Смирнов, Н.Н. Беккауер. Письма в ЖЭТФ **66**, 6, 470 (1997).
- [6] В.И. Альшиц, Н.Н. Беккауер, А.Е. Смирнов, А.А. Урусовская. ЖЭТФ **115**, 3, 951 (1999).