

# Эволюция дислокационной структуры при деформировании $\gamma$ -облученных кристаллов LiF

© Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова, Т.В. Самойлова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 22 января 1997 г.)

Изучалось влияние  $\gamma$ -облучения на механические характеристики и дислокационную структуру полос скольжения кристаллов LiF при дозах облучения  $D \leq 7.3 \cdot 10^8$  R. Оказалось, что в результате облучения происходит значительное (до 30 раз) увеличение предела текучести кристаллов  $\tau_y$ , причем в первом приближении  $\tau_y \sim D^{0.4}$ . В полосах скольжения облученных кристаллов возрастают деформационный сдвиг, а также плотности винтовых и краевых компонент дислокаций, в то время как длина пробега дислокаций уменьшается. По мере облучения повышается и вероятность двойного поперечного скольжения винтовых дислокаций. Считается, что наблюдаемые эффекты связаны с образованием в облученных кристаллах различного рода дефектов, в первую очередь кластеров внедренных атомов.

Известно, что механические характеристики и эволюция дислокационной структуры кристаллов при пластической деформации в значительной степени определяются их первоначальной дефектной структурой. Изменяя исходную структуру и условия испытания кристаллов, можно менять их предел текучести  $\tau_y$  ("жесткость") и устанавливать зависимость параметров эволюции дислокационной структуры от величины сдвиговых напряжений  $\tau_y$  в процессе пластической деформации [1].

Дефектную структуру кристаллов можно изменять за счет введения примесей или леса дислокаций, а также путем радиационного воздействия. В случае щелочно-галогенидных кристаллов наиболее оптимальным является вариант  $\gamma$ -облучения, в результате которого может быть достигнут большой эффект однородного упрочнения кристаллов без остаточной радиации. Влияние  $\gamma$ -облучения на механические характеристики и дислокационную структуру кристаллов LiF рассматривалось ранее в [2], однако используемые дозы облучения не превышали  $4 \cdot 10^7$  R.

В настоящей работе максимальная доза облучения была увеличена примерно в 20 раз и составляла  $7.3 \cdot 10^8$  R. В результате были установлены количественные закономерности изменения дислокационной структуры кристаллов LiF в зависимости от напряжений  $\tau_y$ , которые варьировались относительно исходных значений примерно в 30 раз.

## 1. Методика эксперимента

Исследовались монокристаллы LiF ( $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  wt.% Mg), выращенные методом Киропулоса и отожженные при 1050 K в течение 48 h с последующим охлаждением со скоростью  $\sim 5$  K/h. Исходная плотность дислокаций в них составляла  $\sim 10^4$  cm $^{-2}$ .

Облучение производилось при комнатной температуре на источнике Co $^{60}$ , интенсивность которого составляла  $5 \cdot 10^4$  R/min. Облучались кристаллы размером 10–15 mm, из которых затем по плоскостям спайно-

сти {100} выкальвывались рабочие образцы размером  $3 \times 3 \times 10$  mm. Доза облучения варьировалась от  $1.1 \cdot 10^6$  до  $7.3 \cdot 10^8$  R.

Образцы деформировались сжатием с постоянной скоростью сдвиговой деформации  $\sim 10^{-4}$  s $^{-1}$  при комнатной температуре. На диаграммах нагружения наблюдалась площадка текучести, по уровню которой и определялась величина  $\tau_y$ . Суммарная деформация образца находилась в пределах площадки текучести, так что его деформиро-

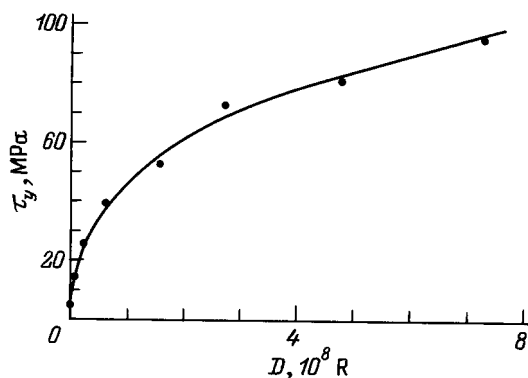


Рис. 1. Зависимость предела текучести кристаллов LiF от дозы  $\gamma$ -облучения  $D$ .

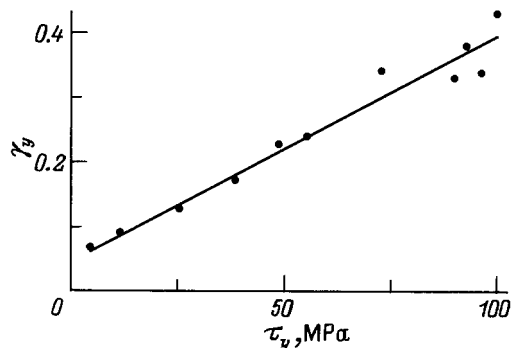
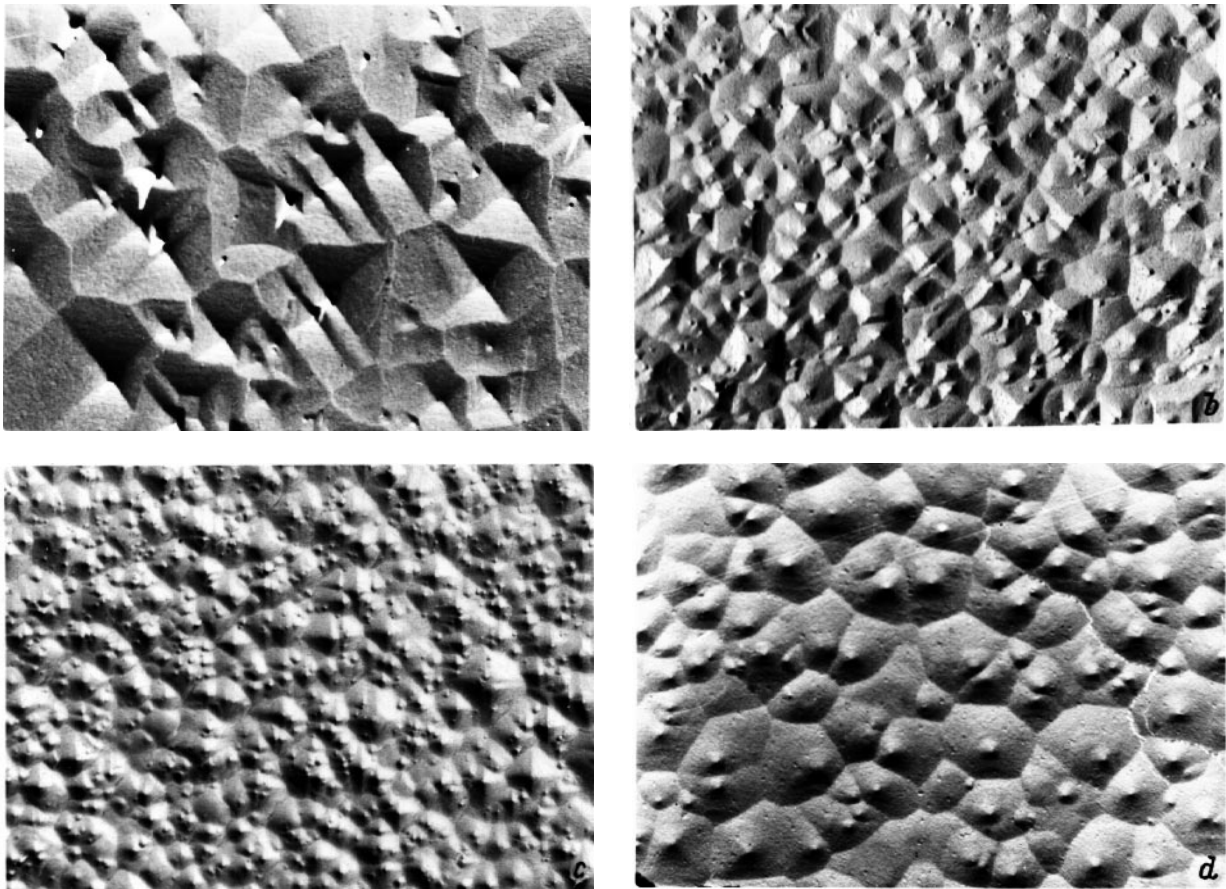


Рис. 2. Изменение сдвига в полосах скольжения  $\gamma_y$  в зависимости от величины  $\tau_y$  облученных кристаллов.



**Рис. 3.** Примеры электронно-микроскопических картин избирательного травления краевых (a-c) и винтовых (d) компонент дислокаций в полосах скольжения деформированных облученных кристаллов LiF.  $D$  (R): a —  $1.1 \cdot 10^6$ , b, d —  $2.3 \cdot 10^7$ , c —  $1.6 \cdot 10^8$  ( $\times 16 \cdot 10^3$ ).

ванные области представляли собой отдельные полосы скольжения. Величина сдвиговой деформации в этих полосах  $\gamma_y$  определялась с помощью интерференционного микроскопа [3].

Дислокационная структура кристаллов выявлялась методом избирательного травления и рассматривалась в оптическом и электронном микроскопах [4]. При этом для исключения возможных поверхностных эффектов травлению подвергались "внутренние" плоскости, получаемые путем раскола деформированного образца вдоль его оси. Экспериментально определялись плотности ямок травления на винтовых  $N_s$  и краевых  $N_e$  компонентах дислокаций. Погрешность в измерении составляла 10%.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлена зависимость предела текучести кристаллов LiF от дозы облучения. Видно, что облучение приводит к существенному упрочнению образца, причем наклон кривой  $\tau_y - D$  с увеличением дозы уменьшается.

Для значений  $D \gtrsim 10^7$  R зависимость  $\tau_y(D)$  может быть представлена как  $\tau_y \sim D^{0.4}$ . При максимальной дозе облучения наблюдается примерно 30-кратное увеличение  $\tau_y$ .

Качественные наблюдения дислокационной структуры деформированных кристаллов показывают, что во всех случаях деформация на площадке текучести осуществляется путем зарождения и бокового роста (расширения) полос скольжения с той разницей, что последние по мере увеличения  $\tau_y$  при облучении становятся более четкими, а значения  $\gamma_y$ ,  $N_s$  и  $N_e$  в них сильно возрастают. Имеется также тенденция к увеличению числа полос скольжения, которые в сильно облученных кристаллах часто выглядят просто как "ниточки". Последнее обстоятельство затрудняет точное измерение параметров полос скольжения ( $\gamma_y$ ,  $N_s$ ,  $N_e$ ), что выражается в большом разбросе указанных величин для различных полос в сильно облученных кристаллах.

Зависимость величины сдвига в полосах скольжения от дозы облучения качественно подобна зависимости  $\tau_y = f(D)$ . В то же время изменение  $\gamma_y$  в зависимости от  $\tau_y$  облученных кристаллов имеет простой характер, что демонстрируется на рис. 2. Видно, что зависимость

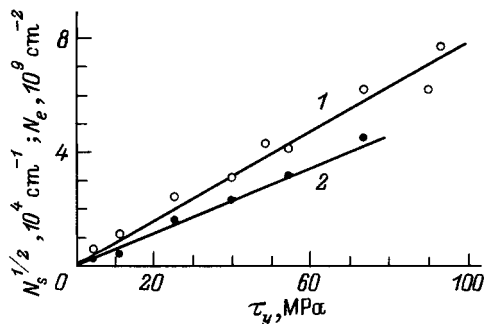


Рис. 4. Зависимости значений  $\sqrt{N_s}$  (1) и  $N_e$  (2) от предела текучести облученных кристаллов LiF.

$\gamma_y = f(\tau_y)$  может быть представлена линейной как

$$\gamma_y = \gamma_{y0} + K_\gamma(\tau_y - \tau_{y0}), \quad \tau_y \geq \tau_{y0}, \quad (1)$$

где  $\tau_{y0}$  и  $\gamma_{y0}$  относятся к исходному (необлученному) кристаллу, а  $K_\gamma = 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}^{-1}$ . При этом максимальная величина сдвига в полосах достигает примерно 40%.

На рис. 3 приведены примеры электронно-микроскопических картин избирательного травления краевых и винтовых компонент дислокаций в полосах скольжения деформированных облученных кристаллов. Количественно влияние облучения на плотности ямок травления винтовых и краевых компонент дислокаций в полосах скольжения показано на рис. 4 в виде зависимостей  $\sqrt{N_s}$  и  $N_e$  от  $\tau_y$ . Видно, что они могут быть представлены прямыми и описаны соотношениями

$$\sqrt{N_s} = \sqrt{N_{s0}} + A_s(\tau_y - \tau_{y0}), \quad (2)$$

$$N_e = N_{e0} + A_e(\tau_y - \tau_{y0}), \quad \tau \geq \tau_{y0}, \quad (3)$$

где  $N_{s0}$  и  $N_{e0}$  относятся к необлученному кристаллу,  $A_s$  и  $A_e$  — постоянные, причем  $A_s \approx 8 \text{ cm/N}$ ,  $A_e \approx 6 \cdot 10^5 \text{ N}^{-1}$ . Интересно, что подобные значения констант  $A_s$  и  $A_e$  были получены при изменении жесткости кристаллов LiF за счет добавления примеси магния или рентгеновского облучения [1,2].

Рассмотрим некоторые следствия, вытекающие из полученных результатов. Как известно [1], по величине сдвига  $\gamma$  и плотности винтовых дислокаций  $\rho_s$  можно определить их среднюю длину пробега  $\lambda_s$  в процессе деформации. Для прямоугольных дислокационных петель  $\gamma = 2b\rho_s\lambda_s$ , где  $b$  — величина вектора Бюргерса, а  $\rho_s = \sqrt{2}N_s$ .

На рис. 5 (кривая 1) представлена полученная для кристаллов LiF зависимость  $\lambda_s$  от величины  $\tau_y$ , изменяющейся с дозой облучения. Видно, что увеличение  $\tau_y$  вследствие облучения приводит к резкому и очень сильному уменьшению  $\lambda_s$ . Эти же данные показаны на рис. 5 (кривая 2) и в координатах  $1/\lambda_s - \tau_y$ . Оказывается, что в этом случае зависимость  $1/\lambda_s$  от  $\tau_y$  может быть

представлена прямой линией и описана соотношением

$$\frac{1}{\lambda_s} = \frac{1}{\lambda_{s0}} + B(\tau_y - \tau_{y0}), \quad \tau \geq \tau_{y0}, \quad (4)$$

где  $\lambda_{s0}$  относится к необлученному образцу,  $B \approx 1.3 \text{ mm/N}$ . Следует отметить, что величина  $1/\lambda_s$  характеризует коэффициент размножения винтовых дислокаций  $\delta_s$ , причем в отсутствие аннигиляции дислокаций  $\delta_s = 1/\lambda_s$ .

Сопоставление полученных результатов по зависимостям  $\gamma_y$ ,  $N_s$ ,  $N_e$  и  $\lambda_s$  от  $\tau_y$  с данными для примесных кристаллов LiF:Mg и чистых кристаллов с меньшими дозами радиации [1,2] показывает, что они качественно совпадают. Более того, постоянные  $K_\gamma$ ,  $A_s$ ,  $A_e$  и  $B$  в уравнениях (1)–(4) также практически являются однокowymi. Это, скорее всего, свидетельствует о том, что механизмы, определяющие сопротивление движению дислокаций со стороны радиационных дефектов, остаются качественно одинаковыми и при дальнейшем увеличении дозы облучения в 20 раз. При этом их воздействие аналогично эффекту легирования кристаллов LiF магнием и связано, по-видимому, с тем, что в обоих случаях образующиеся дефекты представляют собой разного размера кластеры внедренных атомов или примесей.

Данные [2] свидетельствуют о том, что указанные образования в большинстве своем являются атермическими стопорами и дислокации при своем движении должны продавливаться между ними. Наличие стопоров такого рода приводит к усилению процессов двойного поперечного скольжения и размножения дислокаций, которые определяют эволюцию дислокационной структуры при пластической деформации кристаллов [1]. Оценка числа актов поперечного скольжения  $q$  при заметании винтовой дислокацией единицы площади по соотношению [5]  $q \approx N_e/2\sqrt{2}\lambda_s N_s$  и экспериментальные данные действительно свидетельствуют о непрерывном росте  $q$  для кристаллов LiF по мере увеличения радиационной дозы.

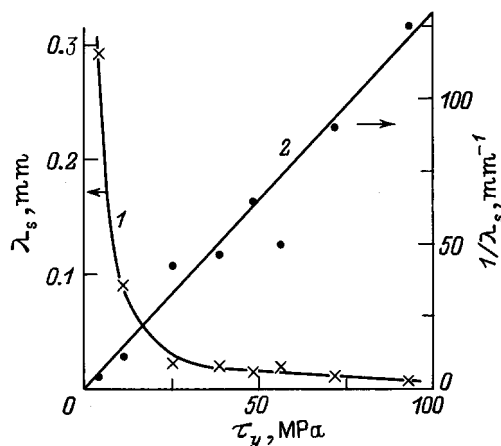


Рис. 5. Изменение длины пробега винтовых дислокаций  $\lambda_s$  (1) и величины  $1/\lambda_s$  (2) при возрастании предела текучести кристаллов LiF в результате облучения.

При  $\gamma$ -облучении кристаллов LiF происходит также образование различных центров окраски, которые разрушаются или перестраиваются в процессе пластической деформации в результате взаимодействия с подвижными дислокациями [6].

Таким образом, полученные в настоящей работе экспериментальные данные свидетельствуют о том, что образование радиационных дефектов при  $\gamma$ -облучении кристаллов LiF, приводящее к их сильному упрочнению, очень существенно влияет на параметры полос скольжения и эволюцию дислокационной структуры при последующей пластической деформации. В то же время механизм торможения и размножения дислокаций качественно не изменяется даже при 30-кратном увеличении предела текучести кристаллов.

## Список литературы

- [1] Б.И. Смирнов. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л. (1981). 235 с.
- [2] Р.П. Житару, О.В. Клявин, Б.И. Смирнов. Изв. АН МССР. Сер. физ.-техн. и мат. наук, 3, 15 (1972).
- [3] V.I. Smirnov, V.A. Efimov. Phys. Stat. Sol. **16**, 1, 191 (1966).
- [4] Т.В. Самойлова, Б.И. Смирнов. ФТТ **23**, 8, 2311 (1981).
- [5] Х.Й. Кауфманн, С.В. Лубенец, Т.В. Самойлова, Б.И. Смирнов. ФТТ **37**, 8, 2370 (1995).
- [6] В.А. Закревский, Т.С. Орлова, А.В. Шульдинер. ФТТ **37**, 3, 675 (1995).