

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ СРЕДЫ ГЕЛИЯ НА СКАЧКООБРАЗНУЮ ДЕФОРМАЦИЮ КРИСТАЛЛОВ ФТОРИСТОГО ЛИТИЯ ПРИ 1.3–4.2 К

© О.В.Клявин, Г.А.Мальгин, Ю.М.Чернов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 9 июня 1995 г.)

Проанализировано экспериментально и теоретически влияние фазового состояния среды жидкого и газообразного гелия и связанного с ним изменения величины поверхностной теплоотдачи на развитие скачкообразной деформации в кристаллах фтористого лития в диапазоне температур 1.3–4.2 К. Найдено, что при исследованных температурах и скоростях деформации 10^{-5} – 10^{-2} с $^{-1}$ скачки нагрузки не возникают, если кристалл деформируется в жидком гелии, но деформация становится нестабильной, если она осуществляется в вакууме или в газообразном гелии. Полученные результаты свидетельствуют в пользу теплового механизма возникновения нестабильности, согласно которому она обусловлена локальным разогревом кристалла в результате его пластической деформации. Сделанные в рамках теплового механизма количественные оценки влияния условий теплоотдачи на возникновение нестабильности подтверждают этот вывод.

Известно, что скачкообразная пластическая деформация, возникающая в кристаллических телах при гелиевых температурах, зависит как от свойств деформируемого материала, так и от условий деформирования (температура [1,2], скорость деформации [3,4], размер образцов [5,6]). Сейчас существуют две точки зрения на механизм появления скачков нагрузки при низких температурах. Согласно одной из них, они являются результатом лавинообразного прорыва скоплениями дислокаций атермических барьеров [7–9]; согласно другой, скачки есть результат развития тепловой неустойчивости термоактивированного движения дислокаций вследствие локального или объемного разогрева материала в результате его пластической деформации и низких значений теплоемкости твердых тел в рассматриваемой области температур [1,2,10–12]. Очевидно, что в случае атермического механизма изменение условий поверхностной теплоотдачи в результате, например, изменения фазового состояния среды гелия, окружающей образец, не должно оказывать влияние на устойчивость деформации в отличие от теплового механизма, где это влияние должно присутствовать.

С учетом сказанного цель настоящей работы состояла в том, чтобы исследовать влияние фазового состояния среды гелия (переходы жидкий–газообразный гелий и $^4\text{He I}$ – $^4\text{He II}$) и изменения скорости деформации на появление скачков нагрузки на диаграммах пластиче-

ского сжатия кристаллов фтористого лития в диапазоне температур 1.3–4.2 К. Ранее низкотемпературная скачкообразная деформация в LiF исследовалась в [13,14], а в кристаллах NaCl в [15].

Выяснение физического механизма появления скачков деформирующего напряжения при гелиевых температурах имеет важное значение, поскольку, как показывает опыт [8,9], неустойчивость деформации имеет место вплоть до самых низких температур опыта 0.5–1 К. Согласно ряду экспериментальных и теоретических работ, при этих и даже более высоких температурах должны вступать в действие термоинерционные [16] и атермические (квантовые) [17–19] механизмы преодоления дислокациями локальных барьеров с коротким радиусом действия. Если скачкообразная деформация имеет тепловую природу, то ее существование при столь низких температурах свидетельствует о том, что термические флуктуации еще продолжают контролировать движение дислокаций в рассматриваемом диапазоне температур.

1. Методика и результаты эксперимента

Для деформации использовались хорошо отожженные высокочистые кристаллы LiF: $5 \cdot 10^{-4}$ вес. % Mg^{2+} с исходной плотностью дислокаций $2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$. Из них выкалывались образцы $4 \times 4 \times 12 \text{ мм}$, которые деформировались сжатием на специальной машине [20] с жесткостью $3 \cdot 10^3 \text{ МПа/мм}$ в оптическом криостате в среде жидкого и газообразного гелия при температурах 1.3–4.2 К со скоростями 10^{-5} , $5 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-2} с^{-1} . Для сравнения кристаллы LiF деформировались также в вакууме. Для этого они помещались в герметичный томпаковый сильфон с крышками из латуни, который находился между опорами машины непосредственно в жидком гелии. Из-за вымерзания воздушной среды вакуум в сильфоне достигал 10^{-10} Па . Оптический криостат позволял визуально контролировать деформацию образцов в среде жидкого и газообразного гелия и следить за уровнем гелия относительно деформируемого образца с помощью длиннофокусного микроскопа ($40\times$).

1) Деформация в вакууме. Для установления влияния среды жидкого и газообразного гелия на скачкообразную деформацию кристаллов LiF были предварительно проведены эксперименты по их деформированию в отсутствие прямого контакта образца с гелием, т.е. в вакууме. С этой целью, как это было описано выше, кристаллы нагружались в герметичном сильфоне, помещенном в жидкий гелий, температура которого понижалась или повышалась от 4.2 до 1.3 К. Полученные результаты приведены на рис. 1. Как видно из рис. 1,а, если гелий имеет температуру 4.2 К, то пластическая деформация LiF в вакууме происходит стабильно. Однако при понижении температуры гелиевой ванны до 2.4 К на диаграмме сжатия появляется большое количество скачков. Дальнейшее снижение температуры до 1.3 К не меняет существенно характер скачкообразной деформации, она имеет место вплоть до разрушения образца. Важно отметить также, что обратное повышение температуры с 1.3–2.4 К, где скачкообразная деформация в LiF хорошо развита (см. также [13]), до 4.2 К приводит к исчезновению скачков нагрузки (рис. 1,б).

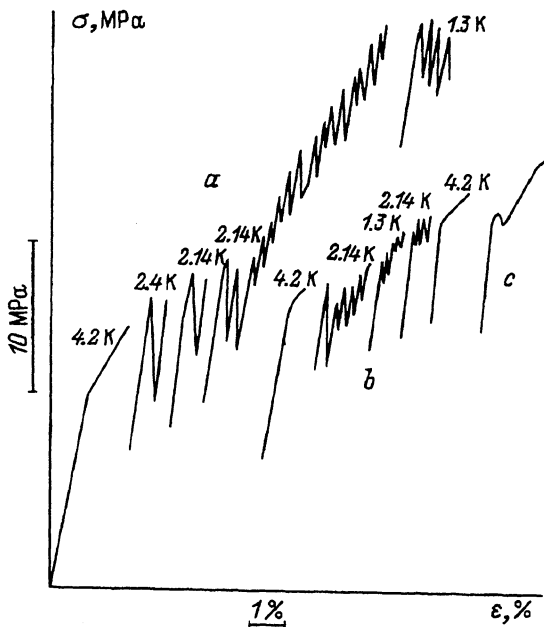


Рис. 1. Диаграммы сжатия кристалла LiF в вакууме.

a — $T_0 = 4.2 \rightarrow 1.3$ К, *b* — $T_0 = 4.2 \rightarrow 1.3 \rightarrow 4.2$ К, *c* — $T_0 = 1.3$ К, сильфон вышел из жидкого гелия, $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Деформация при 1.3 К в условиях, когда сильфон полностью вышел из жидкого гелия, показала (рис. 1, *c*), что диаграмма сжатия становится гладкой, поскольку температура образца в этом случае существенно возрастает из-за потери сильфоном теплового контакта с гелием. Следует отметить также, что ухудшение теплового контакта сильфона с опорами машины с помощью тефлоновых прокладок не оказывало влияния на развитие скачкообразной деформации. Эти факты подтверждают, что потеря сильфоном контакта с жидким гелием приводит к нагреву кристалла выше температуры гелиевой ванны. Они свидетельствуют также, что генерируемое в деформируемом образце тепло вначале передается корпусу сильфона, а затем среде жидкого гелия.

Изучение деформированных образцов с помощью оптического микроскопа показало, что скачкообразная деформация кристаллов LiF в вакууме сопровождается образованием внутренних разрывов в объеме кристалла. Они имеют вид плоских макротрещин различной формы и ориентации, расположенных параллельно оси сжатия образца по направлению [100] либо [110]. Наблюдались также тонкие нитевидные трещины в виде каналов, ориентированных перпендикулярно оси сжатия и проходящих либо насквозь, либо не доходящих до поверхности образца. Эти данные говорят о сильной локализации скольжения в процессе неустойчивой деформации кристалла.

2) Деформация в жидком и газообразном гелии. Вначале были выполнены эксперименты в среде жидкого гелия. Образцы деформировались со скоростями 10^{-5} и 10^{-2} s^{-1} при температурах 4.2, 2.3 и 1.4 К. Было обнаружено, что изменение скорости деформации от 10^{-5} до 10^{-2} s^{-1} выше и ниже λ -точки (переход

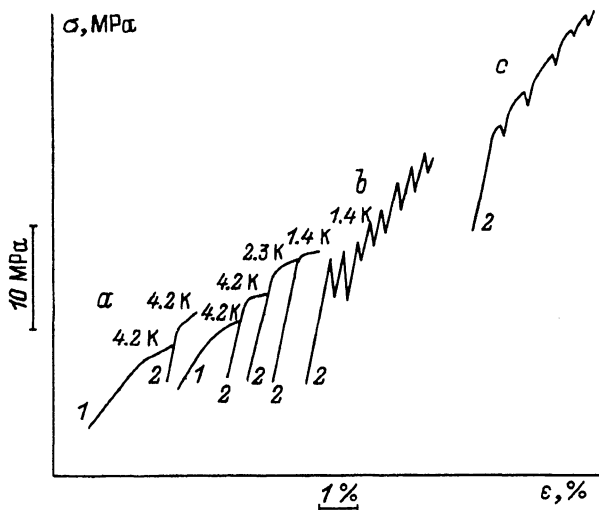


Рис. 2. Диаграммы сжатия кристалла LiF, находящегося в жидком гелии (а) и частично (b) и полностью (с) в газообразном гелии.
 $\dot{\epsilon}$ (s^{-1}): 1 — 10^{-5} , 2 — 10^{-2} .

He I–He II) не приводит к появлению скачков нагрузки вплоть до разрушения образца (рис. 2,а). Другая картина наблюдалась, если уровень жидкого гелия в криостате, имеющем температуру 1.2 К, понижался и образец начинал выходить из гелия вначале примерно на $1/5$ – $1/4$ часть своей длины и вплоть до момента, когда нижний конец образца еще контактировал с жидким гелием. Во всех этих случаях, если скорость деформации была достаточно высока ($10^{-2} s^{-1}$), на диаграммах деформации появлялись скачки, непрерывно следующие друг за другом (рис. 2,б). Однако если образец и нижняя опора машины утрачивали контакт с жидким гелием и образец целиком находился в газообразном гелии при 1.2 К и скорости деформации $10^{-2} s^{-1}$, то амплитуда скачков заметно уменьшалась и на диаграммах возникали участки стабильного течения (рис. 2,с). Это обстоятельство свидетельствует о разогреве образца выше температуры развития в нем тепловой неустойчивости пластического течения, как и в описанном выше опыте в вакууме.

При визуальном наблюдении кристаллов в поляризованном свете в процессе скачкообразной деформации было обнаружено следующее. Если образец был частично погружен в жидкий гелий или только его нижний конец находился в контакте с ним, каждый скачок нагрузки сопровождался появлением макротрещин, расположенных вблизи торцов образца. Другая картина наблюдалась, если кристалл полностью деформировался в газообразном гелии. В этом случае в его объеме возникали S-образные нитевидные трещины, проходящие через все сечение образца. Они зарождались и развивались в момент прохождения скачков, их число совпадало с числом скачков. Изучение дислокационной структуры деформированных кристаллов показало, что эти трещины зарождались и развивались в местах пересечения ортогональных краевых полос скольжения. Плотность ямок травления в них превышала разрешение оптического микроскопа, т.е. была больше $10^8 cm^{-2}$.

Таким образом, результаты исследования кристаллов LiF в среде жидкого и газообразного гелия показывают, что переход жидкого гелия в сверхтекучее состояние не инициирует появления скачков напряжения течения в отличие от перехода его в газообразное состояние. Оба эти обстоятельства качественно согласуются с тепловым механизмом возникновения нестабильной деформации кристаллических тел при гелиевых температурах, поскольку, согласно экспериментальным данным, переход в сверхтекучее состояние увеличивает коэффициент поверхностной теплоотдачи вблизи λ -точки [21,22], а переход в газообразное состояние заметно его уменьшает [23]. Что касается деформации кристаллов LiF в вакууме, то здесь единственным каналом отвода тепла из деформируемого образца является объемная теплопроводность. Поскольку в пластически деформированных кристаллах LiF коэффициент теплопроводности имеет довольно низкое значение [24-26], то в соответствии с тепловым механизмом неустойчивость деформации в вакууме может развиваться при более низких скоростях деформирования ($5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$), чем в газообразном гелии (10^{-2} s^{-1}).

2. Обсуждение результатов

Если нестабильность пластического течения при гелиевых температурах имеет тепловую природу, то ее возникновение должно зависеть по крайней мере от трех факторов: температуры среды T_0 , скорости деформации $\dot{\epsilon}$ и коэффициентов κ и h , контролирующих соответственно теплопроводность и поверхностный теплообмен деформируемого кристалла.

В [27,28] в рамках теплового механизма было подробно проанализировано влияние температуры среды T_0 и скорости деформации $\dot{\epsilon}$ на условия появления низкотемпературных скачков нагрузки в ряде металлов. В настоящем разделе, основываясь на полученных в [27-29] критериях тепловой нестабильности, мы количественно анализируем влияние условий теплоотдачи на температурно-скоростную область появления скачков нагрузки в кристаллах фтористого лития.

Критерий возникновения тепловой неустойчивости пластического течения при объемном разогреве кристалла имеет вид [27,28]

$$[1 - c(T)/c_k]^{-1} < \frac{T - T_0}{T} \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}), \quad (1a)$$

где c — теплоемкость кристалла,

$$c_k = \beta S_T \tau / (K + \theta), \quad (1b)$$

$S_T = -\partial \tau / \partial T = \frac{k}{V} \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})$ — коэффициент температурной чувствительности напряжений течения, V — активационный объем, k — постоянная Больцмана, $\dot{\epsilon}_0$ — предэкспоненциальный фактор в аррениусовском выражении для скорости пластической деформации, K — эффективный модуль системы образец-машина, θ — коэффициент деформационного упрочнения кристалла, β — коэффициент преобразования работы пластической деформации в тепло, τ — приложенное к кристаллу напряжение, T_0 — температура опыта (температура среды), T — равновесная температура разогрева кристалла пластической деформацией.

Она равна

$$T = T_0 + \frac{\beta\tau\dot{\epsilon}}{c} \left(t_x^{-1} + t_h^{-1} \right)^{-1}, \quad (2a)$$

где $t_x = cl^2/4\kappa$ и $t_h = cd/fh$ — времена релаксации тепла в кристалле длиной l с характерным размером поперечного сечения $d < l$ в результате соответственно объемной теплопроводности κ и поверхностного теплообмена h ($f = 2, \pi$ и 4 соответственно для прямоугольного, круглого и квадратного сечений образцов).

Уравнение (2a) можно переписать в виде

$$\dot{\epsilon}(T) = \left(\frac{4\kappa(T)}{l^2} + \frac{4h(T)}{d} \right) \frac{T - T_0}{\beta\tau}. \quad (2b)$$

Вместе с уравнением (1a) с учетом температурных зависимостей теплоемкости кристалла LiF [25], коэффициента его теплопроводности [24–26] и коэффициента поверхностной теплоотдачи [21–23, 30–33]

$$c = c_m(T/T_D)^3, \quad \kappa = \kappa_m T^s, \quad h = h_m T^p \quad (3)$$

они образуют параметрически связанную систему уравнений для определения температурно-скоростной области $\dot{\epsilon}(T_0)$ возникновения скачков нагрузки в зависимости от условий релаксации тепла из деформируемого кристалла. В (3) коэффициенты κ_m, h_m и показатели степени $s = 2-3$ и $p = 2-4$ зависят от механизма релаксации тепла, $c_m = 5 \cdot 10^8 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$, $T_D \simeq 750 \text{ K}$ — температура Дебая LiF. Ниже с помощью уравнений (1)–(3) мы количественно проанализируем влияние условий охлаждения образца на температурно-скоростную область $\dot{\epsilon}(T_0)$ возникновения скачков нагрузки в кристаллах фтористого лития в исследованном диапазоне температур.

Для решения уравнения (1a) необходимо знать величину параметра c_k . Подставляя в (1b) соответствующие значения для LiF $S_T = 0.75 \text{ MПа} \cdot \text{K}^{-1}$, $\beta = 0.6$, $\tau = 22 \text{ MПа}$ и учитывая, что в опыте на сжатие $K = E_{100}$, где $E_{100} = 10^5 \text{ MПа}$ [34] — модуль Юнга, получаем оценку $c_k = 100 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$. Решая численно (1a) при $\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) = 25$, находим две температуры $T_1(T_0)$ и $T_2(T_0)$, которые после подстановки в (2b) определяют соответственно нижнюю $\dot{\epsilon}_1(T_0)$ и верхнюю $\dot{\epsilon}_2(T_0)$ температурно-скоростные границы области тепловой неустойчивости деформации в результате объемного разогрева кристалла.

При деформировании в вакууме, когда релаксация тепла из образца контролируется коэффициентом теплопроводности кристалла (3), имеем для температур $T_0/T_k < 0.5$ приближенные выражения для скоростей $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$

$$\dot{\epsilon}_1(T_0) = \dot{\epsilon}_x \frac{(T_0/T_k)^{s+1}}{[1 - (T_0/T_k)^3] \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})} \cong \frac{4\kappa(T_0)T_0}{\beta\tau l^2 \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})}, \quad (4a)$$

$$\dot{\epsilon}_2(T_0) = \dot{\epsilon}_x (1 - T_0/T_k), \quad (4b)$$

где

$$\dot{\epsilon}_x = 4\kappa_m T_k^{s+1} / \beta\tau l^2, \quad T_k = (c_k/c_m)^{1/3} T_D. \quad (4c)$$

При более высоких температурах кривые $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$ смыкаются при критическом значении температуры $T_{0k} = 0.78T_k$, определяющем верхнюю температурную границу области тепловой неустойчивости деформации. Для LiF имеем оценки $T_k = 4.4$ К, $T_{0k} = 3.4$ К и $\dot{\epsilon}_x = 1.0 \text{ s}^{-1}$ при $\kappa_m = 2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$, $s = 3$ [25]. Величина коэффициента κ_m в (3) существенно зависит от степени пластической деформации. Согласно [25], при $\epsilon = 1.8\%$ она равна 2, а при $\epsilon = 10.3\%$ $0.2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$. Поскольку скачки нагрузки при деформировании LiF в вакууме возникали на начальной стадии деформации, то для оценки параметра $\dot{\epsilon}_x$ использовано соответствующее значение κ_m .

Результаты расчета температурно-скоростной границы области нестабильной деформации кристаллов LiF в вакууме приведены на рис. 3,а. Темными и светлыми кружками обозначены экспериментальные значения T_0 и $\dot{\epsilon}$, при которых диаграммы деформации имели соответственно стабильный или нестабильный характер. Видно, что между теорией и экспериментом (с учетом грубости оценки) имеется удовлетворительное согласие. Недостаточная определенность оценки обусловлена высокой чувствительностью коэффициента теплопроводности κ к наличию деформационных дефектов и примесей в кристалле [35]. Так, например, при значении $\kappa_m = 0.2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$ в (3), соответствующем более грязному и более деформированному кристаллу, точка $T_0 = 2.4$ К почти точно совпадает с границей области нестабильности. Отклонение указанной точки от нижней скоростной границы может быть также обусловлено, как и случае сплава Cu-Al [4,29], локальной тепловой неустойчивостью деформации. О ее наличии свидетельствует, в частности, отмеченная выше сильная локализация скольжения при скачкообразной деформации кристалла LiF. Этот вопрос требует дальнейшего исследования.

При деформировании в среде жидкого гелия доминирующим механизмом релаксации тепла из образца становится, как показывает оценка, поверхностная теплоотдача ($t_h/t_x < 0.1$). В этом случае выше λ -точки имеем $h = h_0 = (0.1-0.7) \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ [21,23,31], а ниже ее в случае LiF $h = h_m T^p$, $h_m = 4.3 \cdot 10^2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-p}$, $p = 3.75$ [30]. Эта зависимость была получена для сверхтекучего гелия в узком интервале температур 1.2–1.9 К. Более правильной с физической точки зрения является наблюдаемая для многих металлов в широком диапазоне температур (от 0.1 до 2.17 К) зависимость $h = h_m T^3$ [21,22,32,33]. Данные [30] для LiF могут быть аппроксимированы этой зависимостью с $h_m = 7 \cdot 10^2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$.

Учитывая это обстоятельство, получаем для нижней и верхней температурно-скоростных границ области нестабильной деформации в случае He I выражения ($T_0/T_k < 0.5$)

$$\dot{\epsilon}_1(T_0) = (\dot{\epsilon}_h)_I \frac{T_0/T_k}{[1 - (T_0/T_k)^3] \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})} \cong \frac{4h_0 T_0}{\beta \tau d \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})},$$

$$\dot{\epsilon}_2(T_0) = (\dot{\epsilon}_h)_I (1 - T_0/T_k), \quad (5a)$$

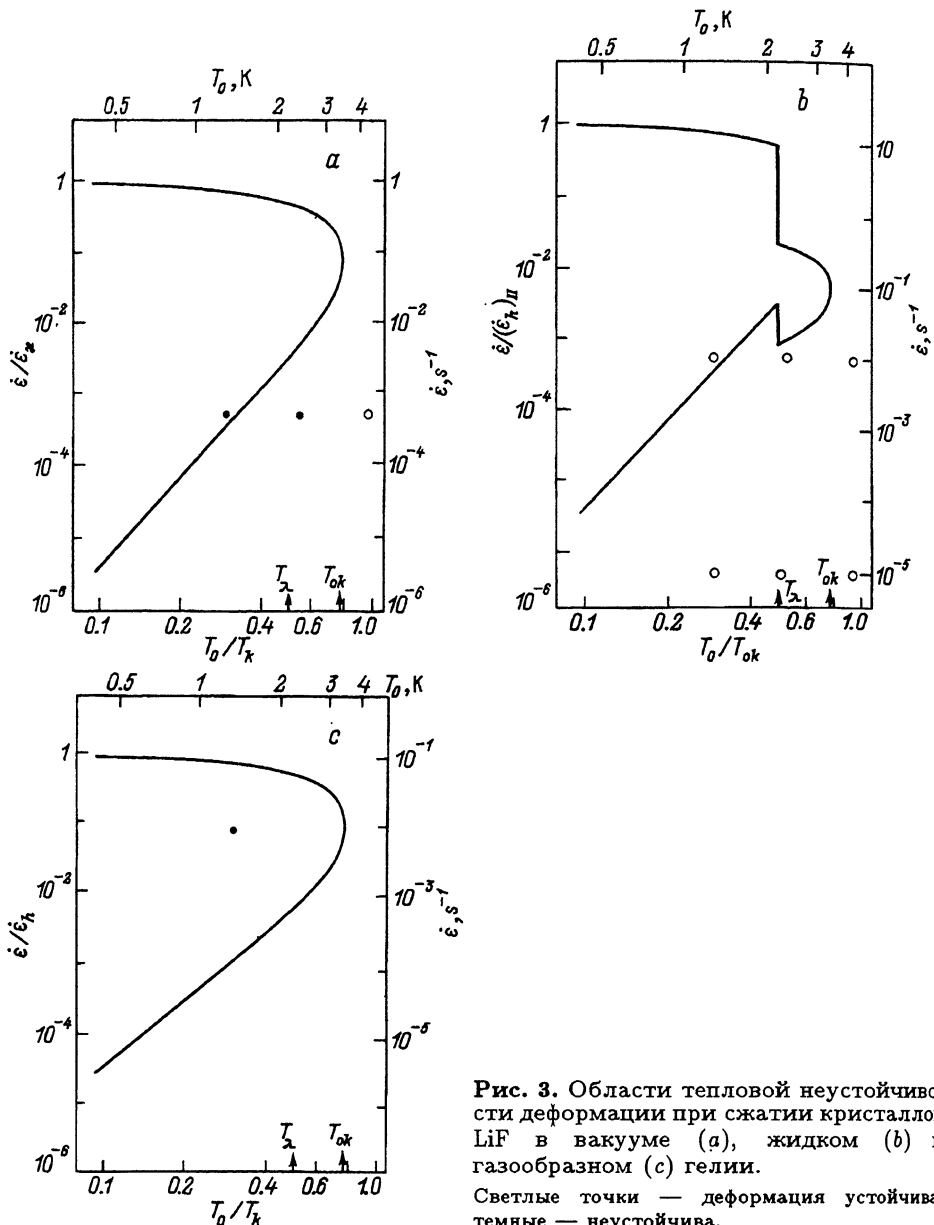


Рис. 3. Области тепловой неустойчивости деформации при сжатии кристаллов LiF в вакууме (а), жидком (б) и газообразном (с) гелии.

Светлые точки — деформация устойчива, темные — неустойчива.

а для He II выражения

$$\dot{\epsilon}_1(T_0) = (\dot{\epsilon}_h)_{II} \frac{4h_m(T_0/T_k)^{p+1}}{[1 - (T_0/T_k)^3] \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})} \cong \frac{4h(T_0)T_0}{\beta\tau d \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})},$$

$$\dot{\epsilon}_2(T_0) = (\dot{\epsilon}_h)_{II}(1 - T_0/T_k). \quad (5b)$$

Здесь

$$(\dot{\epsilon}_h)_I = \frac{4h_0T_k}{\beta\tau d}, \quad (\dot{\epsilon}_h)_{II} = \frac{4h_mT_k^{p+1}}{\beta\tau d}. \quad (5c)$$

Для приведенных выше значений h_0 и h_m получаем оценки $(\dot{\epsilon}_h)_I = 0.3-2.0 \text{ s}^{-1}$ и $(\dot{\epsilon}_h)_{II} = 20 \text{ s}^{-1}$.

Рис. 3, *b* демонстрирует результаты расчета значений $\dot{\epsilon}$ и T_0 , при которых деформация в жидком гелии становится неустойчивой. При расчете границы $\dot{\epsilon}(T_0)$ в He I было принято $h_0 = 0.4 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $(\dot{\epsilon}_h)_I = 1.25 \text{ s}^{-1}$. Вследствие увеличения коэффициента теплообмена при переходе гелия в сверхтекучее состояние критические скорости $\dot{\epsilon}_1(T_0)$ и $\dot{\epsilon}_2(T_0)$ испытывают скачок. О возрастании коэффициента h вблизи λ -точки свидетельствует такой наблюдаемый с помощью оптического микроскопа факт, как исчезновение пузырьков гелия на плоскостях скольжения сразу же после перехода He I в He II [14]. На рис. 3, *b* приведены также экспериментальные значения скоростей деформаций 10^{-5} и 10^{-2} s^{-1} и температура, при которых диаграммы сжатия кристаллов LiF имели стабильный характер. Видно удовлетворительное согласие теплового расчета с результатами эксперимента.

Деформирование кристаллов LiF в среде газообразного гелия занимает по интенсивности релаксации тепла из деформируемого образца промежуточное положение между деформированием его в вакууме и в жидком гелии. Наблюдения [23] показывают, что при 4.2 К в жидком He коэффициент теплоотдачи равен $7 \cdot 10^3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, в то время как в газообразном он составляет $3 \cdot 10^2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. Согласно измерениям [32], в интервале температур 1.3–4.2 К температурная зависимость этого коэффициента для газообразного гелия может быть описана выражением $h = h_m T^p$, где $h_m = 10^2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, $p = 2$. При этом в [32] не отмечено никаких изменений в величине h при переходе через λ -точку гелия. Рис. 3, *c* демонстрирует границу области неустойчивой деформации в парообразном гелии, рассчитанную с учетом полученной в [32] температурной зависимости h для газообразного гелия. В рассматриваемом случае параметр $\dot{\epsilon}_h = 7.6 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. На рис. 3, *c* приведены также экспериментальные значения скорости деформации и температуры, при которых диаграмма сжатия кристалла LiF становилась скачкообразной при деформировании его в среде газообразного гелия. Как и в предыдущих случаях, наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента.

Таким образом, результаты работы подтверждают тепловой механизм возникновения неустойчивой деформации кристаллов фтористого лития в области температур ниже 2.4 К. В связи с этим следует заметить, что наблюдаемая в этой области температур слабая чувствительность предела текучести к температуре у кристаллов LiF [2,19,36] не означает, что процесс пластической деформации при этих температурах является полностью атермическим. Так, например, оптический предел упругости, фиксирующий зарождение первых линий скольжения и, следовательно, перемещение индивидуальных дислокаций, имеет в области температур ниже 2 К нормальную температурную зависимость напряжений течения [2]. Причина возникновения плато при $T < 2 \text{ K}$ на температурных зависимостях пределов текучести кристаллов LiF и других щелочно-галлоидных кристаллов служит в настоящее время предметом дискуссии. Полученные в работе результаты противоречат сугубо атермической (квантовой) природе происхождения указанного плато.

Список литературы

- [1] Basinski Z.S. Proc. Roy. Soc. **13**, 2A, 354 (1957).
- [2] Клявин О.В. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. М. (1987). 257 с.
- [3] Клявин О.В. ФММ **17**, 3, 642 (1964).
- [4] Komnik S.N., Demirski V.V. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 863 (1984).
- [5] Диденко Д.А. ФММ **33**, 2, 391 (1972).
- [6] Kitajima K., Aono Y., Kuramoto E. Scripta Met. **15**, 5, 919 (1981).
- [7] Зегер А.В. В сб.: Дислокации и механические свойства кристаллов. М. (1960). С. 179-268.
- [8] Кузьменко Н.Н., Пустовалов В.В. ФНТ **5**, 12, 1433 (1979).
- [9] Исаев Н.В., Пустовалов В.В., Фоменко В.С., Шумилин В.Э. ФНТ **20**, 8, 832 (1994).
- [10] Давиденков Н.Н. ФТТ **3**, 8, 2459 (1961).
- [11] Малыгин Г.А. ФММ **40**, 1, 21 (1975); **40**, 3, 642 (1975).
- [12] Kubin L.P., Estrin Y. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 853 (1984).
- [13] Ozawa K., Okada T. Phys. Stat. Sol. (a) **5**, 1, K75 (1971).
- [14] Клявин О.В., Никифоров А.В. Изв. АН СССР. Сер. физ. **37**, 11, 2411 (1973).
- [15] Tesh J.R., Whitworth R.W. Phys. Stat. Sol. **39**, 2, 629 (1970).
- [16] Landau A.I. Phys. Stat. Sol. (a) **65**, 1, 119 (1981); 2, 415 (1981).
- [17] Kuramoto E., Aono Y., Kitajima K., Maeda K., Takeuchi S. Phil. Mag. **39A**, 6, 717 (1979).
- [18] Нацик В.Д. ФНТ **5**, 6, 400 (1979).
- [19] Пустовалов В.В. ФНТ **15**, 9, 901 (1989).
- [20] Клявин О.В., Чернов Ю.М., Степанов А.В. ФТТ **11**, 2, 427 (1969).
- [21] Pollack G.L. Rev. Mod. Phys. **41**, 1, 41 (1969).
- [22] Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Теплоэнергетика, **6**, 77 (1976); 7, 86 (1976).
- [23] Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей. М. (1977). 223 с.
- [24] Suzuki T., Suzuki H.J. Phys. Soc. Jap. **32**, 1, 164 (1972).
- [25] Kaburaki H., Kogure Y., Hiki Y.J. Phys. Soc. Jap. **40**, 3, 1106 (1980).
- [26] Hiki Y., Tsuruoka F.J. Phys. Soc. Jap. **50**, 7, 2355 (1981).
- [27] Малыгин Г.А. ФНТ **12**, 8, 849 (1986).
- [28] Малыгин Г.А. ФММ **63**, 5, 864 (1987).
- [29] Малыгин Г.А. ФТТ **29**, 6, 1633 (1987).
- [30] Johnson R., Little W. Phys. Rev. **130**, 2, 596 (1963).
- [31] Smith R.V. Cryogenics. **9**, 1, 11 (1969).
- [32] Mate C.F., Sawyer S.P. Phys. Rev. Lett. **20**, 16, 834 (1968).
- [33] Snyder N.S. Cryogenics. **10**, 2, 89 (1970).
- [34] Никаноров С.П., Кардашев Б.К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М. (1985). 253 с.
- [35] Оскотский В.С., Смирнов И.А. Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Л. (1972). 160 с.
- [36] Кауфман Х., Лубенец С.В., Нацик В.Д., Пустовалов В.В., Фоменко Л.С., Шумилин С.Э. ФНТ **14**, 6, 625 (1988).