

Разогрев линий и полос скольжения как механизм квазиатермичности пластической деформации кристаллов при низких температурах

© Г.А. Малыгин, О.В. Клявин

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

(Поступила в Редакцию 30 января 1998 г.)

Теоретически обсуждается механизм нарушения закона Аррениуса для скорости пластической деформации и появления платообразных участков на температурных зависимостях термоактивационных параметров при деформировании кристаллов в области низких (< 10 К) температур, связанный с разогревом кристалла линиями и полосами скольжения. При самосогласованном решении уравнения теплопроводности с учетом изменения его коэффициентов и скорости пластической деформации с температурой найдено, что возможны стабильный и нестабильный в тепловом отношении режимы распространения линий и расширения полос скольжения в зависимости от соотношения между величиной разогрева и уровнем деформационного упрочнения мест локализации деформации. С первым режимом связано появление квазиатермических плато на температурных зависимостях термоактивационных параметров, второй приводит к характерной для низких температур нестабильности (скачкообразности) пластической деформации.

Механизм возникновения аномальных плато на температурных зависимостях пределов текучести и их скоростных коэффициентов [1–4] и нарушение закона Аррениуса для скорости пластической деформации [1,2] при деформировании кристаллов в интервале низких (< 20 К) температур вызывают в настоящее время дискуссию [5–10]. Как отмечено в [7–10], широко обсуждаемая в литературе квантовая атермичность как причина возникновения платообразных участков на этих зависимостях находится в противоречии с фактом отсутствия подобных участков на температурных зависимостях напряжений сдвига при деформациях ниже предела текучести [10] и существованием в интервале температур, где располагаются плато, скачкообразной деформации [1,4,7]. Поскольку последняя обусловлена тепловой неустойчивостью пластической деформации кристаллов при низких температурах [9–13], оба эти обстоятельства свидетельствуют об отсутствии заметного влияния атермических квантовых флуктуаций (нулевых колебаний [2,3], туннелирования дислокаций [1,4]) на процесс преодоления дислокациями барьеров с коротким радиусом действия и о сохранении в исследованном интервале температур (> 0.5 К) термоактивированного характера движения дислокаций. На это обстоятельство указывает также то, что при скачкообразном повышении температуры скорость ползучести исследованных в [14] при 1.3–4.2 К кристаллов скачкообразно возрастала.

Ввиду этого противоречия в [9] был рассмотрен квазиатермический механизм появления плато и нарушения закона Аррениуса для скорости пластической деформации, связанный с разогревом мест локализации деформации (линий и полос скольжения) диссипируемой при движении дислокаций энергией. Локальное тепловое возбуждение кристалла сверх температуры охлаждающей среды вызывает снижение термической компоненты напряжений течения, в результате чего на температурных зависимостях этих напряжений возникает квазиатерми-

ческий участок. Прямым свидетельством разогрева мест локализации деформации является образование пузырьков гелия в местах выхода линий и полос скольжения на поверхность деформируемых при 2.2–4.2 К кристаллов [10,15].

Сделанные в [9,16] оценки показывают, что локальный нагрев решетки заметной величины могут обеспечить достаточно плотные (с линейной плотностью 10^6 m^{-1}) и движущиеся с большой (10^2 – $10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) скоростью группы дислокаций. О существовании таких групп дислокаций при низкотемпературной деформации металлических кристаллов свидетельствуют, например, данные [17] по возникновению электрических импульсов микросекундной длительности в результате увлечения дислокациями электронов. Появлению подобных групп при низких температурах способствует высокая чувствительность скорости дислокаций V к флуктуациям эффективных напряжений τ^* при этих температурах ($\partial \ln V / \partial \ln \tau^* \approx 10^3$ – 10^4). Для сравнения при умеренных температурах она есть величина порядка 1–10.

Этим обстоятельством можно объяснить, в частности, микроступенчатый, дискретный характер кривых ползучести поликристаллической меди при 1.4–4.2 К [18]. Небольшие флуктуации локальных напряжений, приводя к зарождению динамических линий скольжения в результате активации одного или нескольких источников Франка–Рида, вызывают скачкообразный прирост деформации и логарифмической в целом характер кривой ползучести [18] указывают, что вследствие деформационного упрочнения скорость дислокаций в таких динамических линиях и полосах скольжения снижается после скачка до значений, характерных для термоактивированного движения дислокаций. Поскольку при низких температурах образование динамических линий и полос скольжения сопровождается их разогревом, на температурной зависимости коэффициента логарифмической пол-

зучести появляется платообразный, квазиатермический участок: еще одна характерная для низкотемпературной пластичности кристаллов аномалия [19].

Таким образом, вопрос о тепловом режиме, при котором локально развивается пластическая деформация кристаллов при низких и сверхнизких температурах, имеет фундаментальное значение для этого интервала температур.

Цель настоящей работы состоит в детальном анализе разогрева кристаллов динамическими линией и полосой скольжения с учетом того, что в процессе их формирования вследствие деформационного упрочнения скорость дислокаций в них снижается. С другой стороны, из-за разогрева кристалла дислокациями она возрастает. Соотношение этих двух факторов (разогрева и упрочнения) определяет стабильно или нестабильно в тепловом отношении развивается пластическая деформация кристаллов на уровне отдельных линий и полос скольжения. В случае превалирования деформационного упрочнения на температурных зависимостях термоактивационных параметров появляются квазиатермические участки и наблюдается нарушение закона Аррениуса для скорости пластической деформации, при доминировании разогрева диаграммы деформации при выполнении определенных условий становятся скачкообразными.

С учетом сказанного в разделе 1 работы описана модель динамической линии (полосы) скольжения. В разделе 2 сделан самосогласованный расчет распределения локальной температуры и скоростей дислокаций в ней. В разделе 3 полученные результаты обсуждаются и сопоставляются с экспериментом.

1. Модель динамической линии скольжения

Как показывает опыт, пластическая деформация кристалла начинается с активации дислокационных источников в объеме или на поверхности деформируемого кристалла. При своем движении вдоль плоскости скольжения дислокации размножаются путем двойного поперечного скольжения [10], в результате чего линия скольжения превращается в расширяющуюся полосу скольжения. Другим следствием размножения дислокаций является деформационное упрочнение, в результате которого скорость дислокаций в полосе снижается до значений, характерных для термоактивированной пластической деформации. С высокими, динамическими скоростями продолжают перемещаться лишь дислокации в кончике ("носике") незавершенной линии скольжения и на краю расширяющейся полосы скольжения.

В настоящее время нет общепринятой теоретической модели эволюции распределения плотности дислокаций в формирующейся полосе скольжения, начиная со стадии образования плоского скопления дислокаций при активации дислокационного источника типа источника Франка-Рида. В данной работе эту эволюцию мы будем

описывать выражениями

$$\rho(r, z, t) = \rho_n \left[1 - \exp \frac{r - ut + l}{l} \right] \times \left[1 - \exp \frac{z - u_z t + w}{w} \right], \quad (1a)$$

$$\rho = 0, \quad n = n_0, \quad ut > r > ut - l, \quad u_z t > z > u_z t - w. \quad (1b)$$

Здесь ρ — плотность дислокаций в деформационно-упрочненной, квазистатической части линии (полосы) скольжения, n — линейная плотность дислокаций в кончике ("носике") и на краю полосы скольжения, равная n_0 ; l, w — соответственно длина "носика" и ширина активного края полосы, зависящие от микроскопических параметров процессов размножения и диффузии дислокаций [20], u, u_z — скорости удлинения и расширения полосы, t — время от начала активации кругового дислокационного источника в точке $r = 0, z = 0$ цилиндрической системы координат, ρ_n — максимальная плотность дислокаций в деформационно-упрочненной части полосы скольжения. Выражения (1) получены с помощью автоматического решения уравнений [20], описывающих эволюцию плотности дислокаций на начальной стадии деформации, когда отсутствует аннигиляция дислокаций. Выражение в первой квадратной скобке в (1a) описывает эволюцию плотности дислокаций, связанную с удлинением полосы, во второй — с ее расширением.

На рис. 1, а показаны распределения дислокаций согласно (1a) в исходной плоскости скольжения дислокаций $z = 0$ при различных соотношениях между длиной линии скольжения $L = 2R_m = 2ut$ и длиной

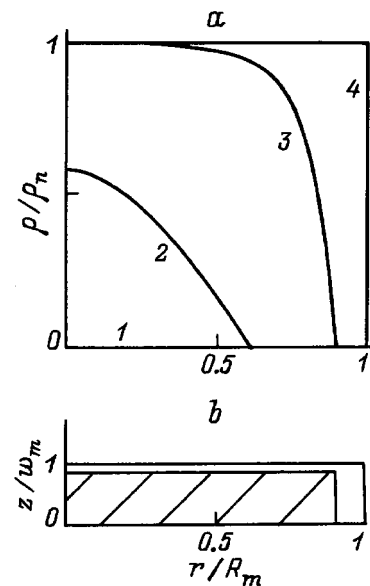


Рис. 1. Распределение плотности дислокаций (а) вдоль полосы скольжения (б) при различных соотношениях между ее динамической частью l и длиной полосы: $l/R_m = 1.0$ (1), 0.4 (2), 0.1 (3) и 0 (4). Заштрихованная область — деформационно-упрочненная часть полосы при $l/R_m = 0.1$.

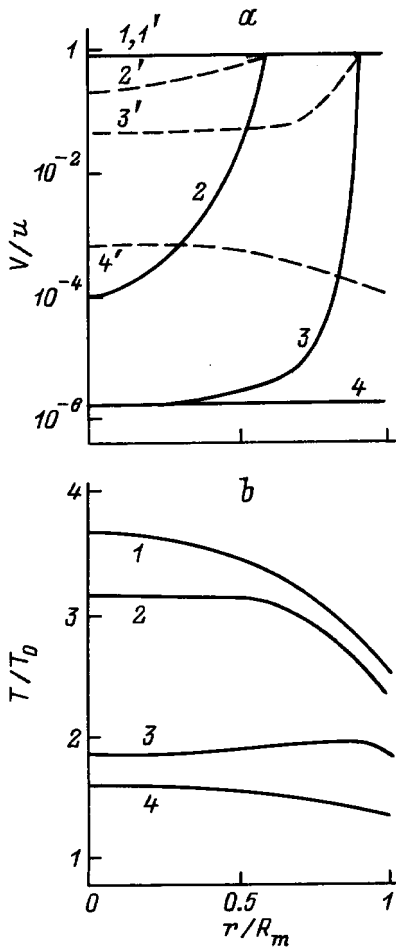


Рис. 2. Распределение скоростей дислокаций (а) и температуры (b) вдоль полосы скольжения в отсутствие разогрева (1–4) и при разогреве (1'–4') кристалла дислокациями и различных соотношениях между ее динамической и деформационно-упрочненной частями (см. рис. 1, а).

ее "носика" l . Поскольку скорость одностороннего расширения полосы скольжения $u_z = (w/l)u$, ее полная ширина $w_m = (w/l)R_m$ и, следовательно, $w_m/w = R_m/l$. Это означает, что распределение плотности дислокаций по ширине (толщине) полосы скольжения (вдоль оси z) имеет вид, аналогичный кривым на рис. 1, а. Рис. 1, b демонстрирует форму полосы (показана ее половина) в случае, когда соотношение между длиной и шириной полосы скольжения и ее динамической частью $l/R_m = w/w_m = 0.1$.

Поскольку скорости дислокаций в пределах полосы скольжения изменяются в широких пределах, выражение для скорости дислокаций V должно содержать как термоактивационную, так и надбарьерную (u) составляющие

$$V = u \left(1 + \frac{u}{u_s} \exp \frac{H(\tau^*)}{kT} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь $H(\tau^*)$ — энергия активации, $\tau^* = \tau - \tau_\mu$ — соответственно эффективное и приложенное напряжения,

$\tau_\mu = \alpha b \mu \rho^{1/2}$, α — постоянная междислокационного взаимодействия, b — вектор Бюргерса, μ — модуль сдвига, T — температура, k — постоянная Больцмана, u_s — предэкспоненциальный фактор в выражении для скорости термоактивированного движения дислокации.

Кривые 1–4 на рис. 2, а иллюстрируют распределение скоростей дислокаций вдоль полосы скольжения в плоскости $z = 0$ при $H(\tau^*) = H_c [1 - (\tau^*/\tau_c)^q]^p$ и различных соотношениях между ее статической и динамической частями (рис. 1, а). Расчет сделан для следующих значений параметров: $\tau/\tau_c = 0.975$, $\alpha b \mu \rho_n^{1/2}/\tau_c = 0.2$, $\tau_m^*/\tau_c = (\tau - \alpha b \mu \rho_n^{1/2})/\tau_c = 0.775$, $\alpha b = 0.15$ nm, $H(\tau_m^*)/kT = \ln(u_s/V) = 25$, $u/u_s = 0.1$, $\rho_n = 10^{12}$ m⁻², что соответствует образованию линии (полосы) скольжения при движении дислокаций в рельефе Пайерлса в металлическом кристалле ($\tau_c/\mu = 10^{-3}$, $p = 1$, $q = 5/4$) при низких температурах деформирования [21]. Здесь τ_c — напряжение Пайерлса при $T = 0$.

Из приведенных на рис. 2, а результатов расчета видно, что по мере роста плотности дислокаций ρ и расширения области деформационного упрочнения $(R_m - 1)/R_m$ скорость дислокаций в рассматриваемой плоскости скольжения изменяется от чисто динамической (кривая 1) до преимущественно (кривая 3) и полностью термоактивированной (кривая 4). Последний вариант соответствует выходу полосы скольжения на границу (поверхность) кристалла. С динамическими скоростями u в этом случае продолжают перемещаться лишь дислокации в слое толщиной w на краю $z = w_m$ полосы скольжения.

2. Разогрев кристалла полосой скольжения

Локальный тепловой режим, при котором происходит формирование полосы скольжения, определяется уравнением теплопроводности

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla T) - f \frac{h}{d}(T - T_0) + \beta \tau \dot{\epsilon}. \quad (3)$$

Здесь t — время, c — теплоемкость, κ и h — коэффициенты объемной теплопроводности и поверхностной теплоотдачи, d — характерный поперечный размер кристалла, f и β — коэффициенты порядка единицы, зависящие соответственно от формы поперечного сечения кристалла и степени преобразования работы пластической деформации в тепло, $\dot{\epsilon} = b \rho_m V$ — скорость пластической деформации, ρ_m — плотность подвижных дислокаций, T_0 — температура охлаждающей среды.

Поскольку образование динамических линий скольжения происходит за времена порядка нескольких микросекунд [14,17], а время релаксации тепла из кристалла в охлаждающую среду $t_h = cd/fh$, как показывают оценки и опыт [17], есть величина порядка нескольких миллисекунд, локальный разогрев кристалла такой полосой будет зависеть только от скорости релаксации тепла в объеме кристалла. В этом случае решение

уравнения (3) в цилиндрических координатах для формирующейся, как описано в разделе 1, полосы скольжения имеет вид [22] ($\Delta T = T - T_0$)

$$\Delta T(r, z, t) = \frac{\beta \tau \dot{\epsilon}_m}{8c} \int_0^t \frac{dt'}{[\pi a(t-t')]^{3/2}} \int_0^{u't'} 2\pi \eta d\eta \times \int_0^{u_z t'} U(\eta, \xi, t') G(r, z, t | \eta, \xi, t') d\xi,$$

$$G(r, z, t | \eta, \xi, t') = I_0 \left[\frac{r\eta}{2a(t-t')} \right] \times \exp \left[-\frac{r^2 + \eta^2 + (z - \xi)^2}{4a(t-t')} \right], \quad (4)$$

где $U = V/u$ — безразмерная скорость дислокаций, $\dot{\epsilon}_m = b\rho_m u$ — максимальная скорость пластической деформации в полосе, $\rho_m \approx n_0/w$ — средняя плотность подвижных дислокаций в полосе, $u't'$ и $u_z t'$ — промежуточные значения длины и ширины полосы, $I_0(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента нулевого порядка, $a = \kappa/c$ — коэффициент температуропроводности.

Решение (4) уравнения (3) предполагает, что величина локального разогрева кристалла $\Delta T/T_0$ достаточна мала и заметно не влияет на скорость дислокаций (2), а также на теплоемкость кристалла и коэффициенты его теплопроводности и поверхностного теплообмена. В большинстве кристаллов при низких температурах они изменяются по степенному закону, $c = c_m T^n$, $\kappa = \kappa_m T^m$, $h = h_m T^r$, где c_m , κ_m и h_m — коэффициенты, зависящие от механизма соответственно теплоемкости, теплопроводности и состояния охлаждающей среды. Реально величина разогрева кристалла ΔT может существенно превышать температуру T_0 , поэтому в общем случае уравнение (3) нелинейно. При равенстве показателей степеней $n = m$ в степенных законах для c и κ (3) можно подстановкой $T = T_0 \psi^{\frac{1}{n+1}}$ привести к виду с постоянными значениями c и κ

$$c(T_0) \frac{\partial \psi}{\partial t} = \kappa(T_0) \nabla^2 \psi - (n+1) \frac{2h(T_0)}{fd} \psi^{\frac{n+1}{n+1}} \left(1 - \psi^{-\frac{1}{n+1}} \right) + (n+1) T_0^{-1} \beta \tau \dot{\epsilon}(\psi). \quad (5)$$

Решая (5) в отсутствие поверхностной теплоотдачи ($h = 0$), получаем

$$T = T_0 \left[1 + (n+1) T_0^{-1} \Delta T(r, z, t, T) \right]^{\frac{1}{n+1}}. \quad (6a)$$

Очевидно, что при $\Delta T/T_0 \ll 1$ решение (6a) переходит в (4). При $n = 1$ оно описывает разогрев полосы скольжения в металлических кристаллах с преимущественно электронным вкладом в теплоемкость, а при $n = 3$ — в кристаллах с преимущественно фоновым механизмом теплоемкости и теплопроводности.

Поскольку в (5) и (6a) вследствие разогрева скорость дислокаций $U(r, z, t, T)$ существенно изменяется, уравнение (6a) решалось самосогласованно методом итераций. Результаты решения приведены на рис. 2, b для $n = 1$ и указанных выше (рис. 1) соотношений $m_l = l/R_m$ между длиной полосы скольжения и ее динамической частью. Найденная таким путем величина относительного разогрева может быть записана в виде функции параметров [22]

$$\Delta T(r, z, t, T_0)/T_0 = \frac{2\beta \tau \dot{\epsilon}_m w}{\pi^{1/2} u c(T_0) T_0} \times \Omega \left(\frac{r}{R_m}, \frac{z}{w_m}, m_r, m_z, m_l \right). \quad (6b)$$

Параметры $m_r = R_m/2R_0$, $R_0 = 2a/u$ [22] и $m_z = m_r(w/l)^2$ определяют степень локализации тепла и характер зависимости величины разогрева от длины $2R_m$ и ширины (толщины) w_m полосы скольжения и от соотношения между длиной полосы и ее динамической частью l . Как видно из рис. 2, b, с ростом величины динамической (деформационно-неупрочненной) части полосы температура ее разогрева растет. Приведенные на рис. 2, b результаты получены при следующих значениях параметров: $m_r = 0.2$, $R_0 = 2.5 \text{ mm}$, $w/l = 10^{-2}$, $m_z = 2 \cdot 10^{-5}$, $a = 0.25 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $u = 2 \cdot 10^2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Они соответствуют реальным параметрам линий и полос скольжения на начальном этапе деформации металлических кристаллов ($2R_m = 2 \text{ mm}$, $w_m = 10 \mu\text{m}$, $w = 1 \mu\text{m}$, $\rho_n = \rho_m = 10^{12} \text{ m}^{-2}$) при низких температурах ($\tau \approx 20 \text{ МПа}$, $\beta = 0.6$, $c = \gamma_e T_0 \approx 2 \cdot 10^2 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$, $T_0 \approx 2 \text{ K}$), где γ_e — коэффициент электронной теплоемкости.

3. Обсуждение результатов

Из результатов расчета (рис. 2, b) следует, что разогрев полосы скольжения может быть значительным как при ее полностью динамическом характере (кривая 1, $T/T_0 = 3.7$), так и в деформационно-упрочненном состоянии (кривая 4, $T/T_0 = 1.6$). Распределение скоростей дислокаций в таких разогретых полосах скольжения иллюстрируют кривые 1'–4' на рис. 2, a. По сравнению с отсутствием разогрева (кривые 1–4) скорости дислокаций в разогретых полосах на несколько порядков выше. При слабом и умеренном деформационном упрочнении (кривые 2 и 3) квазистатические области полос приобретают динамический или почти динамический характер (кривые 2' и 3').

Это означает, что термоактивированное движение дислокаций в таких полосах скольжения оказывается неустойчивым в тепловом отношении, что может инициировать (из-за большого разогрева соседних к данной полосе объемов кристалла) зарождение в нем новых динамических линий и полос скольжения. Такое скоррелированное лавинообразное нарастание пластической

деформации в ограниченном объеме кристалла может привести к скачку деформирующего напряжения, если время нарастания тепловой вспышки будет больше времени релаксации тепла из кристалла за счет поверхностной теплоотдачи и больше времени релаксации деформирующего напряжения, зависящего от жесткости и динамических характеристик нагружающего устройства. Эти два обстоятельства, как известно, определяют критерий тепловой неустойчивости низкотемпературной пластической деформации [8,13]. В [17] установлено, что в каждом таком лавинообразном нарастании деформации участвуют от 10 до 20 отдельных линий скольжения.

Если условия для лавинообразного развития пластической деформации отсутствуют, то в макроскопическом отношении деформация развивается стабильно. На микроскопическом уровне вследствие присущей дислокационному механизму дискретности и кооперативности деформации и связанного с этим разогрева отдельных линий и полос скольжения она осуществляется при некоторой эффективной температуре T^* , превышающей температуру охлаждающей кристалл среды T_0 . С учетом (6a) и (6b) выражение для эффективной температуры можно написать в следующем виде:

$$T^* = T_0 \left[1 + (\Theta/T_0)^{n+1} \right]^{\frac{1}{n+1}} \quad (7a)$$

или

$$T^* = \Theta \left[1 + (T_0/\Theta)^{n+1} \right]^{\frac{1}{n+1}}, \quad (7b)$$

где

$$\Theta = \left[(n+1) \frac{2\beta\tau\dot{\epsilon}_m}{\pi^{1/2}uc_m} \Omega \left(\frac{r}{R_m}, \frac{z}{w_m}, m_r, m_z, m_l \right) \right]^{\frac{1}{n+1}}. \quad (7c)$$

Как показывает расчет (рис. 2, b), разогрев линий и полос скольжения имеет довольно равномерный характер как по длине, так и по ширине (толщине) полосы, поэтому можно полагать, что температура Θ имеет постоянное значение в объеме полосы.

Из (7b) следует, что при $T_0 \rightarrow 0$ температура разогрева полосы $T^* \rightarrow \Theta$. Характерная температура Θ наступления квазиатермических эффектов зависит от длины $L = 2R_m$ и ширины w_m полосы скольжения, а в случае деформационного упрочнения — от размера ее динамической части l . Поскольку в (7c) при $l/2R_0 < 1$ $\Omega \sim l$, а при $l/2R_0 > 1$ $\Omega \sim l^{1/2}$, на самом начальном этапе деформации (на оптическом пределе упругости [10]), когда длина линий скольжения составляет десятки микрон, величина разогрева слишком мала, чтобы заметным образом повлиять на скорость дислокаций. Этим обстоятельством можно объяснить отсутствие платообразного участка на температурной зависимости оптического предела текучести в кристаллах LiF [10]. Но когда длина линий становится сравнимой с поперечными размерами кристалла, то разогрев, как показано выше, оказывает существенное влияние на

скорость дислокаций и, следовательно, на термическую компоненту напряжений течения, что вызывает появление на температурных зависимостях предела текучести того же кристалла платообразных участков [10]. Следует заметить, что в силу нелинейного характера уравнения теплопроводности температура Θ возникновения квазиатермических эффектов (7c) в целом не слишком зависит от длины и ширины полос скольжения: $\Theta \sim (lw_m)^{\frac{1}{n+1}}$. Оценки согласно (7c) показывают, что для характерных для низких температур значений тепловых, силовых, и деформационных параметров величина $\Theta = 1-10$ К. Для высокопрочных сплавов она может быть существенно большей.

При чисто электронном ($n = 1$) и чисто фоновом ($n = 3$) механизмах теплоемкости и теплопроводности в соответствии с (7b) имеем следующие зависимости эффективной температуры T^* от температуры охлаждающей среды T_0 :

$$T^* = \Theta \left[1 + (T_0/\Theta)^2 \right]^{1/2}, \quad (8a)$$

$$T^* = \Theta \left[1 + (T_0/\Theta)^4 \right]^{1/4}. \quad (8b)$$

Вид этих зависимостей иллюстрируют кривые 2 и 3 на рис. 3. Вследствие более сильной нелинейности эффективная температура разогрева T^* в кристаллах с преобладанием фоновом механизма теплоемкости и теплопроводности (например, в щелочно-галогидных кристаллах) более резко изменяется с температурой T_0 охлаждающей среды, чем это имеет место в случае металлов. Для иллюстрации квазиатермических эффектов при преимущественно фоновом механизме теплоемкости на рис. 4 приведены температурные зависимости

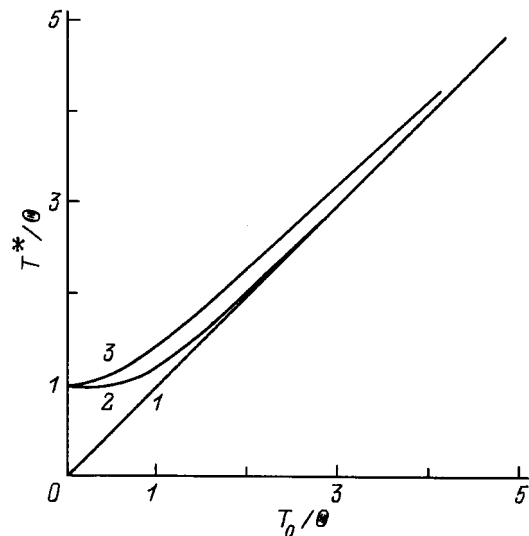


Рис. 3. Зависимость эффективной температуры T^* от температуры охлаждающей среды T_0 в отсутствие разогрева (1) и при разогреве кристалла дислокациями соответственно при фоновом (2) и электронном (3) механизмах теплоемкости и теплопроводности.

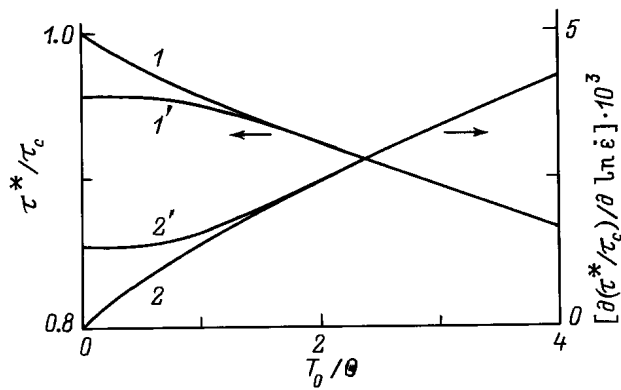


Рис. 4. Температурные зависимости критических напряжений сдвига (I, I') и их скоростных коэффициентов ($2, 2'$) в отсутствие разогрева ($I, 2$) и при разогреве ($I', 2'$) кристалла линиями скольжения при фоновом механизме теплоемкости.

критических напряжений сдвига τ^* и коэффициента их скоростной чувствительности $\partial\tau^*/\partial\ln\dot{\epsilon}$ в отсутствие разогрева (кривые $I, 2$) и при разогреве (кривые $I', 2'$) линий и полос скольжения. Расчет проведен согласно соотношениям

$$\tau^* = \tau_c \left[1 - (T/T_c)^{1/q} \right]^{1/p}, \quad T_c = \frac{H_c}{k \ln(\nu/\dot{\epsilon})}, \quad (9a)$$

$$\frac{\partial(\tau^*/\tau_c)}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \approx \frac{1}{pq \ln(\nu/\dot{\epsilon})} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{1/q}, \quad (9b)$$

следующим из выражения для скорости термоактивированной пластической деформации (2), где ν — предэкспоненциальный фактор в выражении Аррениуса для этой скорости. Кривые I и 2 демонстрируют характер этих кривых при $p = 1, q = 5/4$ (рельеф Пайерлса), $\ln(\nu/\dot{\epsilon}) = 25$ и $T = T_0$, кривые $I', 2'$ — при $\Theta/T_c = 2 \cdot 10^{-2}$ и $T = T^*$ (8b).

Появление квазиатермических участков на температурных зависимостях критических напряжений сдвига и их скоростных коэффициентов вызывает сильное снижение при температурах $T_0 < \Theta$ величины отношения $H/kT_0 \ln(\nu/\dot{\epsilon})$ для экспериментально определяемой энергии активации пластической деформации, т.е. приводит к нарушению закона Аррениуса для скорости пластической деформации, согласно которому величина указанного отношения должна быть строго равной единице. Рассматриваемое обстоятельство служит основанием для вывода о том, что при температурах ниже Θ отклонение от этого закона и кажущаяся атермичность деформации обусловлены вступлением в действие квантовых, атермических механизмов преодоления дислокациями локальных барьеров [2–4].

Согласно [2], при наличии зависимости эффективной температуры T^* от T_0 величина отношения

$$\frac{H}{kT_0 \ln(\nu/\dot{\epsilon})} = \left(\frac{T_0}{T^*} \right) \frac{\partial T^*}{\partial T_0} \quad (10)$$

определяется только характером изменения эффективной температуры T^* с температурой охлаждающей среды T_0 . Так, в случае локальных разогревов (7) имеем

$$\frac{H}{kT_0 \ln(\nu/\dot{\epsilon})} = \frac{(T_0/\Theta)^{n+1}}{1 + (T_0/\Theta)^{n+1}}. \quad (11)$$

Кривые I и 2 на рис. 5 иллюстрируют выражение (11) при доминировании в разогреве кристалла соответственно фоновом ($n = 3$) и электронном ($n = 1$) типа теплоемкости. Экспериментальные данные, свидетельствующие о нарушении закона Аррениуса для скорости термоактивируемой пластической деформации в кристаллах KBr [1] и α -железа [2], приведенные на этом рисунке, находятся в достаточно хорошем соответствии с теоретическими кривыми. Они подтверждают более резкий по температуре характер отклонения от закона Аррениуса $H/kT_0 \ln(\nu/\dot{\epsilon}) = 1$ в щелочно-галогидном кристалле KBr ($n = 3, \Theta = 2.7$ К) по сравнению с α -Fe ($n = 1, \Theta = 6.6$ К).

Таким образом, результаты работы показывают, что локальный разогрев кристалла движущимися дислокациями ввиду его существенной величины при низких температурах деформирования осложняет термоактивационный анализ механизмов пластической деформации кристаллов в интервале температур < 20 К. Поэтому выявление на фоне этого разогрева влияния квантовых эффектов на процесс преодоления дислокациями барьеров с коротким радиусом действия становится практически невозможным. Наблюдаемые на опыте при температурах $T < 20$ К атермические плато на температурных зависимостях термоактивационных параметров, как показано выше (см. также [9,23]), связаны с тепловыми эффектами, как и характерная для интервала низких температур неустойчивость — скачкообразность — пластической деформации, усиливающаяся по мере перехода ко все более низким температурам деформирования [24,25].

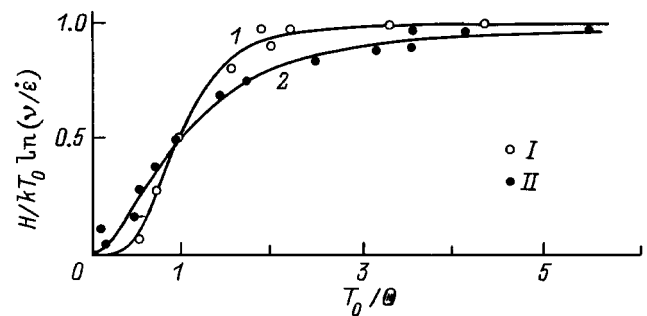


Рис. 5. Нарушение закона Аррениуса для скорости пластической деформации в KBr [1] (I) и α -Fe [2] (II). Теоретические кривые — расчет согласно выражению (11) при $n = 3$ (I) и 1 (2).

В связи с этим следует заметить, что по сравнению с далекодействующими внутренними напряжениями от скоплений дислокаций одного знака как возможной причины лавинообразного нарастания пластической деформации и скачков деформирующего напряжения при низких температурах [26] локальные разогревы обладают большей временной инерцией и далекодействием, что способствует пространственной корреляции и временной синхронизации [17] дислокационных лавин. Из-за малой инерции внутренних напряжений инициируемая ими работа дислокационных источников быстро прекращается вследствие деформационного упрочнения (рис. 2, *a*), в то время как разогрев кристалла дислокациями позволяет, как показано выше, преодолеть это упрочнение и вызывает тем самым развитие тепловой неустойчивости низкотемпературной пластической деформации кристаллов.

Ослабление и исчезновение влияния тепловых эффектов на измеряемые при низких температурах термоактивационные характеристики могут быть достигнуты путем утонения кристаллов-фольг до сечений с поперечным размером порядка 10–20 μm . В этом случае, как показывают оценки, время релаксации тепла в жидкий ^3He и ^4He $t_h = cd/2h \approx 10^{-5}$ s становится сравнимым со временем разогрева кристалла динамической линией скольжения длиной $L \approx 1\text{--}2\text{ mm}$ $t = L^2/4a$ при ее распространении поперек широкой грани кристалла.

Список литературы

- [1] T. Suzuki, H. Koizumi. In: Dislocations in Solids. Proc. IX Yamada Conf. / Ed. H. Suzuki. Univ. Press, Tokyo (1985). P. 159.
- [2] E. Kuramoto, Y. Aono, K. Kitajima, K. Maeda, S. Takeuchi. Phil. Mag. **39A**, 6, 717 (1979).
- [3] В.В. Пустовалов. ФНТ **15**, 9, 901 (1989).
- [4] В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин. ФНТ **22**, 8, 965 (1996).
- [5] В.В. Абраимов, В.П. Солдатов. ФНТ **7**, 8, 1058 (1981).
- [6] Yu. Ossipyan, V.S. Bobrov. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 825 (1984).
- [7] О.В. Клявин, Г.А. Малыгин, Ю.М. Чернов. ФТТ **38**, 1, 191 (1996).
- [8] Г.А. Малыгин. ФТТ **39**, 8, 1392 (1997).
- [9] Г.А. Малыгин. ФТТ **39**, 11, 2019 (1997).
- [10] О.В. Клявин. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. Наука, М. (1987). 257 с.
- [11] S.N. Komnik, V.V. Demirskii. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 863 (1984).
- [12] L.P. Kubin, Yu. Estrin. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 853 (1984).
- [13] Г.А. Малыгин. ФММ **81**, 3, 5 (1996).
- [14] A.C. Argon, J. Weertman. Acta Met. **17**, 5, 687 (1969).
- [15] О.В. Клявин, А.В. Никифоров. Изв. АН СССР. Сер. физ. **37**, 11, 2411 (1973).
- [16] Г.А. Малыгин. ФТТ **19**, 10, 3152 (1977).
- [17] В.С. Бобров, М.А. Лебедин. ФТТ **35**, 7, 1881 (1993).
- [18] В.А. Коваль, В.П. Солдатов, В.И. Старцев. Физические процессы пластической деформации при низких температурах. Наук. думка, Киев (1974). С. 339.

- [19] V.I. Startsev, V.P. Soldatov, V.D. Natsik, V.V. Abraimov. Phys. Stat. Sol. (a) **59**, 1, 377 (1980).
- [20] Г.А. Малыгин. ФТТ **37**, 1, 3 (1995).
- [21] T. Mori, M. Kato. Phil. Mag. **43A**, 6, 1315 (1981).
- [22] Г.А. Малыгин. ФНТ **5**, 11, 1338 (1979).
- [23] Г.А. Малыгин. ФТТ **40**, 4, 684 (1998).
- [24] Н.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов. ФНТ **5**, 12, 1433 (1979).
- [25] Г.И. Кириченко, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин. ФНТ **23**, 9, 1010 (1997).
- [26] A. Zeeger. In: Dislocations and mechanical properties of crystals. Wiley, N.Y. (1957). P. 63.