

Локальные разогревы и квазиатермичность пластической деформации кристаллов при низких температурах

© Г.А. Малыгин

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

(Поступила в Редакцию 23 мая 1997 г.)

Теоретически обсуждается связь локальных разогревов кристалла линиями и полосами скольжения с наблюдаемыми при низких (< 10 К) температурах отклонениями температурных зависимостей напряжений течения и их скоростных коэффициентов от зависимостей, характерных для термоактивируемой пластической деформации. В настоящее время появления платообразных участков на указанных зависимостях объясняют вступлением в действие квантовых, атермических механизмов преодоления дислокациями локальных препятствий. В работе показано, что разупрочнение и кажущаяся атермичность низкотемпературной деформации являются результатом разогрева мест локализации деформации.

При пластической деформации кристаллов в области очень низких (< 10 К) температур найдено, что напряжения течения τ [1–3], а также коэффициенты $\partial\tau/\partial \ln \dot{\epsilon}$ чувствительности напряжений течения к скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ [4] после достижения некоторой критической температуры начинают аномальным образом изменяться с температурой T , сильно отклоняясь от зависимостей, характерных для термоактивируемой пластической деформации. Это обстоятельство служит основанием для предположений [1–4], что аномалии типа плато на температурных зависимостях этих параметров обусловлены атермическими, квантовыми механизмами преодоления дислокациями локальных барьеров с помощью, например, нулевых колебаний [5,6] или туннелирования дислокаций через барьеры [7], что обеспечивает более высокую по сравнению с тепловыми флуктуациями скорость пластической деформации и соответствующее снижение деформирующих напряжений.

Хотя указанные выше причины появления особенностей на температурных зависимостях деформирующих напряжений физически возможны, но относительно их реализации в эксперименте существует дискуссия [8–10]. В противоречии с квантовыми механизмами находятся следующие факты.

Атермические плато наблюдаются на температурных зависимостях пределов текучести, но отсутствуют у напряжений сдвига при малых степенях деформаций $\epsilon < 10^{-4}$. Так, в монокристаллах LiF (рис. 1) температурная зависимость оптического предела текучести ниже 2 К имеет нормальный вид [10], в то время как макроскопический предел текучести ($\epsilon = 2 \cdot 10^{-3}$) ниже 2 К не зависит от температуры [10,11]. Казалось бы, квантовые эффекты должны были проявлять себя как раз в области малых деформаций, когда с препятствиями взаимодействуют отдельные немногочисленные дислокации, но опыт показывает их отсутствие при этих деформациях. Аномалии возникают на температурных зависимостях пределов текучести, то есть тогда, когда в кристалле начинается процесс интенсивного размножения дислокаций и формирования линий и полос сколь-

жения. Очевидно, что появление аномалий должно быть как-то связано с этим обстоятельством.

Еще одно существенное противоречие между экспериментом и предполагаемой квантовой атермичностью низкотемпературной деформации состоит в том, что характерная для очень низких температур неустойчивость (скачкообразность) этой деформации развивается как раз там, где на температурных зависимостях пределов текучести и их скоростных коэффициентов наблюдаются атермические плато [4,9]. Сейчас есть убедительные экспериментальные [12–14] и теоретические [14,15] доказательства того, что скачкообразность деформации обусловлена ее тепловой неустойчивостью вследствие разогрева кристалла ансамблем движущихся дислокаций. Квантовая атермичность плохо согласуется с механизмом термической неустойчивости деформации, которая предполагает, что вплоть до самых низких исследованных к настоящему времени температур 0.5 К, при которых на опыте наблюдают эту неустойчивость [4,16], скорость пластической деформации должна контролироваться термическими флуктуациями.

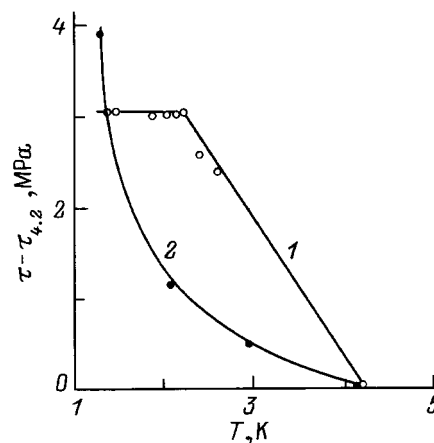


Рис. 1. Температурные зависимости предела текучести (1) и напряжения сдвига при малой степени деформации (2) в кристаллах LiF [10].

Отмеченные выше противоречия стимулируют поиск других, альтернативных механизмов возникновения аномалий на температурных зависимостях пределов текучести и их скоростных коэффициентов в области низких и сверхнизких (< 1 К) температур деформирования. К числу таких механизмов относится тепловой механизм. Согласно ему, локальный и объемный разогревы кристалла пластической деформацией, снижая термическую компоненту напряжений течения, приводят к разупрочнению кристалла и к появлению на кривых $\tau(T)$ особенностей.

Тепловой механизм как причина появления низкотемпературных аномалий на температурных зависимостях напряжений течения обсуждался ранее в [10,17,18]. Но в теоретическом отношении он в настоящее время недостаточно разработан для того, что с его помощью можно было анализировать экспериментальные данные не только с качественной, но и с количественной стороны. Целью настоящей работы является теоретическое рассмотрение этого вопроса, то есть роли локальных разогревов кристалла пластической деформацией как возможной причины появления аномалий типа плато на температурных зависимостях пределов текучести и их скоростных коэффициентов при низких температурах деформирования.

1. Разогрев кристалла линиями и полосами скольжения

Разогрев кристалла пластической деформацией является результатом диссипации энергии движущимися дислокациями при их взаимодействии с фононами и электронами. Отдельная движущаяся даже с очень большой скоростью дислокация слабо разогревает кристалл [19]. Но при движении достаточно плотных групп дислокаций при формировании линий и полос скольжения разогрев может быть значителен. Об этом свидетельствует образование пузырьков гелия в местах выхода линий и полос на поверхность деформируемого кристалла [17,20]. Это подтверждают и теоретические оценки температур разогрева кристалла группами движущихся со скоростями $10^2 - 10^3$ м · с⁻¹ дислокаций [19,21,22].

Образование групп быстро движущихся дислокаций характерно для начальной стадии деформации кристалла. Известно, например, что акустическая эмиссия наиболее интенсивна при деформациях, соответствующих пределу текучести [23]. Это связано с активизацией дислокационных источников типа источников Франка–Рида и движением плоских групп дислокаций ("носиков" линий скольжения [24]) при формировании линий и полос скольжения. В отсутствие разогрева скорость дислокаций в упроченной вследствие размножения дислокаций части линии или полосы скольжения мала. Она может существенно возрасти в результате разогрева кристалла носиком линии или краем полосы скольжения. В предельном случае, когда тепловое разупрочнение превышает

деформационное упрочнение, движение дислокаций в линии или полосе теряет тепловую устойчивость. Выход таких динамических линий и полос скольжения на поверхность кристалла сопровождается, как показывают наблюдения [17,20], бурным образованием пузырьков гелия и скачком деформирующего напряжения.

Расчеты [19,21,22] показывают, что характерная температура разогрева не очень тонкого кристалла плоской группой быстро движущихся дислокаций с линейной плотностью n и шириной L равна

$$T = T_0 + \frac{W}{\sqrt{\pi\kappa c}} \left(\frac{L}{v}\right)^{1/2}, \quad (1a)$$

где $W = W_0 n$ — энергия, рассеиваемая дислокациями на единице плоскости скольжения, $W_0 = b\tau v$ — энергия, диссипируемая единицей длины дислокации, c и κ — соответственно теплоемкость и коэффициент теплопроводности кристалла. При вязком торможении дислокаций $b\tau = Bv$, и следовательно, $W_0 = Bv^2$, где B — коэффициент вязкого торможения дислокаций, b — вектор Бюргерса, v — скорость дислокации.

Выражение (1a) справедливо для небольших температур разогрева $T - T_0 \ll T_0$. Для более значительных разогревов при решении уравнения теплопроводности необходимо учитывать температурную зависимость коэффициентов c и κ . В случае металлов и линейных зависимостей $c = \gamma_e T$ и $\kappa = \kappa_m T$ вместо (1a) имеем [21]

$$T = (T_0^2 + \Theta^2)^{1/2}, \quad \Theta^2 = \frac{2W_s}{\sqrt{\pi\gamma_e\kappa_m}} (L/v)^{1/2}, \quad (1b)$$

где γ_e — коэффициент электронной теплоемкости, κ_m — коэффициент, зависящий от чистоты металла. При $\Theta \ll T_0$ из (1b) следует (1a). Кривая 2 на рис. 2 демонстрирует зависимость локальной температуры разогрева $T = T^*$ от температуры охлаждающей среды

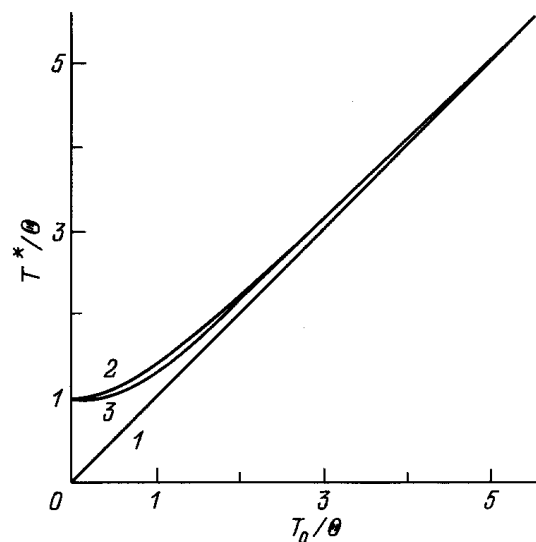


Рис. 2. Зависимость эффективной температуры T^* от температуры охлаждающей среды T_0 в отсутствие (1) и при разогреве (2) кристалла дислокациями и согласно выражению (2) (3).

T_0 согласно выражению (1b). Видно, что по мере снижения T_0 температура кристалла в месте локализации деформации все сильнее отличается от температуры среды (кривая 1) и стремится к конечному значению Θ при $T_0 \rightarrow 0$. Для кристаллов алюминия средней чистоты ($\alpha_m = 25 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$, $\gamma_e = 250 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-2}$, $B_e = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $\nu = 4 \cdot 10^2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $W_0 = 4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}$) получаем при $n = 10^6 \text{ m}^{-1}$, $L = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ и числе дислокаций в группе $N = nL = 200$ $\Theta = 6.5 \text{ K}$. Очевидно, что аналогичного вида зависимости $T(T_0)$ должны иметь место и в случае, когда теплоемкость и теплопроводность кристалла нелинейным образом изменяются с температурой, а также для тонких кристаллов, в которых величина локального разогрева кристалла зависит от коэффициента внешнего теплообмена [21].

На рис. 2 для сравнения приведена также зависимость эффективной температуры T^* от температуры кристалла T , равной температуре T_0^* охлаждающей среды, в случае, когда в преодолении дислокациями локальных барьеров принимают участие нулевые колебания [2,8]

$$T^* = \Theta \text{th}(\Theta/T_0), \quad (2)$$

где $\Theta = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 / k$, ω_0 — характерная частота нулевых колебаний, \hbar — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана. При $T_0 \gg \Theta$ эффективная температура $T^* \rightarrow T_0$, а при $T_0 \ll \theta$ скорость пластической деформации

$$\dot{\epsilon} = \nu \exp[-H(\tau)/kT^*] \quad (3)$$

будет полностью определяться квантовыми флуктуациями, $T^* = \Theta$. В (3) H — энтальпия (энергия) активации, τ — напряжение течения. ν — предэкспоненциальный фактор.

Очевидно, что в случае локальных разогревов роль эффективной температуры в (3) играет температура (1b)

$$T^* = \theta [1 + (T_0/\Theta)^2]^{1/2}. \quad (4)$$

Она обеспечивает конечное тепловое возбуждение кристалла в месте локализации деформации при сколь угодно малой величине температуры охлаждающей среды.

2. Квазиатермичность низкотемпературной деформации

Для анализа влияния локальных разогревов на термоактивационные параметры низкотемпературной деформации необходимо знать в (3) зависимость энергии активации H от напряжений течения. В достаточно общей форме она может быть записана в виде [25]

$$H(\tau) = H_c [1 - (\tau/\tau_c)^p]^q, \quad (5a)$$

где показатели степеней p и q и постоянные H_c и τ_c определяются типом и характером барьеров, препятствующих движению дислокаций. Принимая во внимание (3) и (5a), для температурных зависимостей напряжений

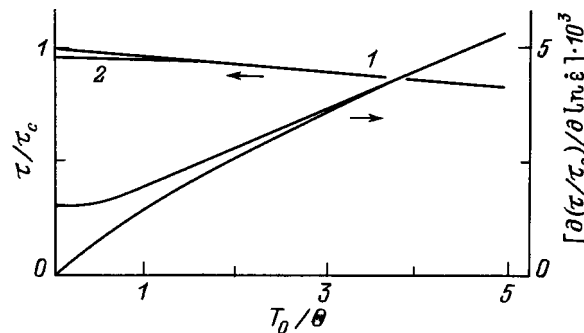


Рис. 3. Температурные зависимости напряжений течения и скоростных коэффициентов в отсутствие разогрева (1) и при разогреве (2) кристалла линиями скольжения.

течения и их скоростных коэффициентов получаем соотношения

$$\tau = \tau_c [1 - (T/T_c)^{1/q}]^{1/p}, \quad T_c = \frac{H_c}{k \ln(\nu/\dot{\epsilon})}, \quad (5b)$$

$$\left(\frac{\partial(\tau/\tau_c)}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right) = \frac{1}{pq \ln(\nu/\dot{\epsilon})} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{1/q} \times \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{1/q} \right]^{\frac{1-p}{p}}. \quad (5c)$$

На рис. 3 кривые 1 и 2 демонстрируют зависимости напряжений течения и коэффициента скоростной чувствительности напряжений от температуры охлаждающей среды T_0 соответственно в отсутствие локального разогрева областей деформации ($T = T_0$) и при наличии такого разогрева ($T = T^*$ (4), $\Theta/T_c = 2 \cdot 10^{-2}$, $\ln(\nu/\dot{\epsilon}) = 25$) и показателях степеней в (5) $p = 1$, $q = 5/4$, соответствующих движению дислокаций по рельефу Пайерлса при высоком уровне приложенных напряжений [26,27]. В отличие от предполагаемой в [1–4] квантовой атермичности появление платообразных участков на кривых 2 при температурах $T_0 < \Theta$ является результатом разогрева мест локализации деформации. Поэтому в данном случае следует говорить, очевидно, не об атермичности, а о квазиатермичности низкотемпературной деформации.

Еще одна характерная аномалия, возникающая при термоактивационном анализе низкотемпературной деформации — это резкое снижение величины отношения H/kT_0 для экспериментально определяемой энергии активации пластической деформации

$$H = -kT_0^2 \frac{(\partial \tau / \partial T)_\dot{\epsilon}}{(\partial \tau / \partial \ln \dot{\epsilon})_{T_0}}. \quad (6a)$$

На рис. 4 приведены результаты [1] определения H в монокристаллах α -железа, иллюстрирующие эту аномалию. Согласно выражению Аррениуса (3) отношение $H/kT_0 \ln(\nu/\dot{\epsilon})$ при $T^* = T_0$ должно быть равно единице. Это, как видно из рисунка, и наблюдается при температурах $T_0 > \Theta$. Резкое снижение величины этого отношения

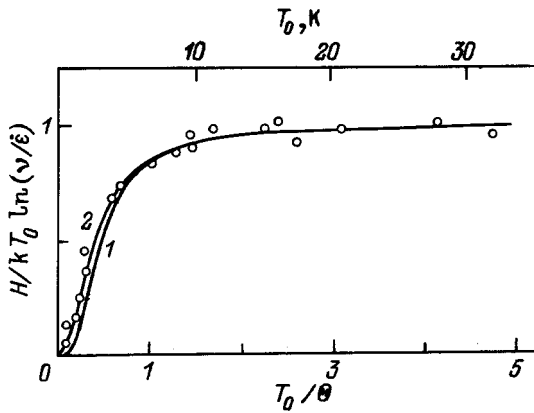


Рис. 4. Нарушение закона Аррениуса для скорости пластической деформации вследствие квантовых (1) и тепловых (2) эффектов для α -Fe эксперимент [1].

при $T_0 < \Theta$ связывают [1,3] с уменьшением вклада тепловых и усилением вклада квантовых флуктуаций в процесс преодоления дислокациями локальных барьеров.

Действительно, принимая во внимание (2), (3) и (5а), для температурной зависимости рассматриваемого отношения получаем выражение [1]

$$\frac{H}{kT_0 \ln(\nu/\dot{\epsilon})} = \left(\frac{T_0}{T^*} \right) \frac{\partial T^*}{\partial T_0} = \frac{2\theta}{T_0} \operatorname{csch} \frac{2\theta}{T_0}. \quad (6b)$$

Кривая 1 на рис. 4 демонстрирует зависимость (6b) при $\Theta = 8$ К [1]. С другой стороны, подставляя в (6b) температуру (4), получаем в случае локальных разогревов

$$\frac{H}{kT_0 \ln(\nu/\dot{\epsilon})} = \frac{(T_0/\theta)^2}{1 + (T_0/\theta)^2}. \quad (6c)$$

Кривая 2 на рис. 4 построена согласно (6c) при $\Theta = 6.6$ К. Видно, что она лучше, чем кривая 1, соответствует эксперименту.

Таким образом, результаты работы показывают, что обнаруженные в эксперименте при очень низких температурах отклонения от нормального, аррениусовского хода температурных зависимостей напряжений течения и их скоростных коэффициентов могут быть поняты в рамках теплового механизма и не требуют привлечения для этого квантовых эффектов. Устраняется тем самым отмеченное в [9,13] противоречие между тепловым механизмом скачкообразной деформации кристаллов при низких температурах и предполагаемой квантовой атермичностью их деформации при этих температурах.

Список литературы

- [1] E. Kuramoto, Y. Aono, K. Kitajima, K. Maeda, S. Takeuchi. *Phil. Mag.* **39A**, 6, 717 (1979).
- [2] T. Suzuki, H. Koizumi. In: *Dislocations in Solids. Proc. IX Yamada Conf / Ed. H. Suzuki Univ. Press, Tokyo* (1985). P. 665.
- [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] G. Alefeld. *Phys. Rev. Lett.* **12**, 13, 372 (1964).
- [6] V.D. Natsik, A.T. Osetskii, V.P. Soldatov, V.I. Startsev. *Phys. Stat. Sol. (b)* **54**, 1, 99 (1972).
- [7] Б.В. Петухов, В.Л. Покровский. *ЖЭТФ* **63**, 2, 634 (1972).
- [8] A.C. Arko, J. Weertman. *Acta Met.* **17**, 5, 687 (1969).
- [9] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **39**, 8, 1392 (1997).
- [10] О.В. Клявин. *Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах*. Наука, М. (1987) 257 с.
- [11] X. Кауфман, С.В. Лубенец, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, Л.С. Фоменко, С.Э. Шумилин. *ФНТ* **14**, 6, 625 (1988).
- [12] S.N. Komnik, V.V. Demirkii. *Cryst. Res. Technol.* **19**, 6, 863 (1984).
- [13] О.В. Клявин, Г.А. Малыгин, Ю.М. Чернов. *ФТТ* **38**, 1, 191 (1996).
- [14] Г.А. Малыгин. *ФММ* **81**, 3, 5 (1996).
- [15] L.P. Kubin, Yu. Estrin. *Cryst. Res. Technol.* **19**, 6, 853 (1984).
- [16] S. Takeuchi, K. Maeda. *Acta Met.* **25**, 12, 1485 (1977).
- [17] О.В. Клявин, А.В. Никифоров. В сб.: *Динамика дислокаций*. Наук. думка, Киев (1975). С. 376.
- [18] Yu. Estin, K. Tangri. *Scripta Met.* **15**, 12, 1323 (1981).
- [19] Г.А. Малыгин. *ФНТ* **5**, 11, 1338 (1979).
- [20] О.В. Клявин, А.В. Никифоров. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **37**, 11, 2411 (1973).
- [21] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **19**, 5, 1460 (1977); **19**, 10, 3152 (1977); **20**, 9, 2825 (1978).
- [22] Г.А. Малыгин. В сб.: *Проблемы прочности и пластичности твердых тел*. Наука, Л. (1979). С. 200.
- [23] S. Scruby, H. Walley, J.E. Sinclair. *Phil. Mag.* **44A**, 2, 249 (1981).
- [24] Б.И. Смирнов. *Дислокационная структура и упрочнение кристаллов*. Наука, Л. (1981). 236 с.
- [25] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby. *Thermodynamics of kinetics of slip. Progr. Mater. Sci.* **19**, 159 (1975).
- [26] T. Mori, M. Kato. *Phil. Mag.* **43A**, 6, 1315 (1981).
- [27] Г.А. Малыгин. *ФММ* **58**, 2, 360 (1984).