

Амплитудно-зависимое внутреннее трение и подобие температурных зависимостей напряжений микро- и макротекучести кристаллов

© Г.А. Малыгин

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

E-mail: malygin. ga@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 14 октября 1999 г.)

Обсуждается дислокационно-кинетический механизм амплитудно-зависимого внутреннего трения и возникновения подобия температурных зависимостей напряжений макротекучести кристалла и напряжений начала его макротекучести. Показано, что подобие зависимостей обусловлено подобием кривых деформационного (дислокационного) упрочнения кристаллов в областях соответственно микро- и макропластических деформаций.

В опытах на амплитудно-зависимое внутреннее трение (АЗВТ) установлено, что температурные зависимости колебательных напряжений при микропластических деформациях $\varepsilon \sim 10^{-9} - 10^{-5}$ совпадают с таковыми зависимостями для пределов макротекучести соответствующих кристаллов при $\varepsilon \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ [1–5]. Обнаруженное в эксперименте подобное изменение с температурой напряжений микро- и макротекучести одного и того же кристалла, сильно различающихся по величине (на один–два порядка), представляется странным в свете существующих моделей АЗВТ, обусловленных дислокационным гистерезисом.

Наиболее известная из них — модель Гранато–Люкке (Г–Л) отрыва дислокаций от закрепляющих их точечных препятствий с последующим перезакреплением дислокаций этими же препятствиями при снижении величины колебательного напряжения в цикле [6]. В настоящее время убедительно показано [4,7,8], что модель Г–Л имеет ограниченное применение. Экспериментальные данные лучше согласуются с другой моделью АЗВТ, а именно с моделью напряжения трения [7,8]. Согласно этой модели, рассеяние энергии колебаний связано с перемещением дислокаций на значительные расстояния в плоскости скольжения и с их взаимодействием с большим числом точечных препятствий.

Но и в рамках модели трения подобие температурных зависимостей напряжений микро- и макротекучести также представляется странным. Действительно, не могут же существовать в одном и том же кристалле два напряжения трения (напряжения начала микро- и макротекучести кристалла) с одной и той же температурной зависимостью. Кроме того, согласно этой модели, внутреннее трение должно быть тем больше, чем выше концентрация примесных атомов в кристалле. Опыт же показывает, что с ростом количества примесей АЗВТ снижается [9].

В настоящей работе с помощью достаточно простой дислокационно-кинетической модели продемонстрирован возможный механизм возникновения АЗВТ. В рамках этого механизма получают объяснение характер температурной и концентрационной зависимостей АЗВТ и появление подобия температурных зависимостей напряжений микро- и макротекучести кристалла.

1. Феноменологическая модель АЗВТ

Идея о том, что возникновение амплитудно-зависимого ВТ связано с микропластической деформацией кристалла, была высказана еще до того, как дислокационные представления стали широко использоваться при анализе пластических свойств кристаллических материалов [10]. В рамках этого подхода обычно предполагают [1–5], что между деформирующим напряжением σ и величиной микропластической дислокационной деформации ε_d существует степенное соотношение вида

$$\sigma = \chi_d \varepsilon_d^{1/m}, \quad (1)$$

где χ_d и m — не зависящие от деформации параметры. После его подстановки в общее выражение для коэффициента гистерезисного внутреннего трения [8]

$$\delta_h = \frac{2E}{\sigma_0^2} \left[\sigma_0 \varepsilon_d(2\sigma_0) - \int_0^{2\sigma_0} \varepsilon_d(\sigma) d\sigma \right] \quad (2a)$$

получаем амплитудную зависимость АЗВТ

$$\delta_h(\varepsilon_0) = 2^{m+1} \frac{m-1}{m+1} \left(\frac{E}{\chi_d} \right)^m \varepsilon_0^{m-1}, \quad (2b)$$

где $\varepsilon_0 = \sigma_0/E$, σ_0 — амплитуда колебательных напряжений. Для дефекта модуля имеем соответственно выражение ($\Delta E/E \ll 1$)

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_0} = \left(\frac{E}{\chi_d} \right)^m \varepsilon_0^{m-1}. \quad (3)$$

Таким образом, между δ_h и $\Delta E/E$ существует соотношение прямой пропорциональности [4]

$$r = \delta_h / (\Delta E/E) = 2^{m+1} \frac{m-1}{m+1} \quad (4)$$

с коэффициентом r , зависящим только от показателя степени в (1). Соотношения (2b)–(4) составляют содержание современных феноменологических моделей АЗВТ и дефекта модуля, которые находят подтверждение на опыте [1–5].

Из выражений (2b) и (3), принимая во внимание, что $\varepsilon_d = r^{-1} \delta_h \varepsilon_0 = (\sigma_0 / \chi_d)^m$, можно получить соотношение

$$\sigma_0 = \chi_d \varepsilon_d^{1/m}. \quad (5)$$

Таким образом, согласно феноменологической модели, температурные зависимости декремента (2b) и напряжения микропластической деформации (5) должны определяться температурными зависимостями параметров χ_d и m . Опыт показывает, что в большинстве случаев для одного и того же кристалла при изменении температуры в широком интервале показатель степени m в степенном законе для коэффициента внутреннего трения (2b) остается постоянным [1–5] и, следовательно, температурные зависимости δ_h и σ_0 определяются температурной зависимостью параметра χ_d . В [1–4] показано, что в ряде случаев зависимость σ_0 можно аппроксимировать экспоненциальным законом

$$\sigma_0(T) = \chi_d(0) \exp(-BT) \varepsilon_d^{1/m}, \quad (6)$$

где $\chi_d(0)$ — величина коэффициента χ_d при температуре $T = 0$, B — некоторая постоянная.

Поскольку на начальной стадии макропластической деформации кристалла напряжение σ_p и деформация ε_p также связаны степенным соотношением (см. об этом далее)

$$\sigma_p = \chi_p \varepsilon_p^{1/p}, \quad (7)$$

то независимость от температуры макро- и микропластических напряжений

$$\Pi = \frac{\sigma_p}{\sigma_0} = \left(\frac{\chi_p}{\chi_d} \right) \frac{\varepsilon_p^{1/p}}{\varepsilon_d^{1/m}} \quad (8)$$

есть следствие подобия температурных зависимостей коэффициентов χ_d и χ_p в феноменологических соотношениях (5) и (7).

2. Микроскопический механизм АЗВТ

Микроскопическая, дислокационная модель гистерезисного внутреннего трения и макропластического предела текучести должна объяснить возникновение соотношений (1) и (7) с характерными значениями показателей степеней $m = 2-4$ [4], а также появление температурных зависимостей амплитуд колебательных напряжений вида (6) и эффект снижения АЗВТ в результате легирования кристалла.

Полагая, что генерация дислокаций из дислокационных источников и размножение дислокаций механизмом двойного поперечного скольжения (ДПС) винтовых дислокаций имеют место и в области микропластических деформаций, для скорости роста плотности подвижных дислокаций ρ можно написать кинетическое уравнение [11]

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{n_s u}{l_F} + \frac{u}{\lambda_s} \rho, \quad (9a)$$

где t — время, u — скорость дислокаций, n_s — плотность дислокационных источников на единице плоскости

скольжения, l_F — критическая длина срабатывания дислокационного источника типа источника Франка–Рида, λ_s — расстояние пробега дислокаций между актами размножения дислокаций механизмом ДПС.

Принимая далее во внимание, что $d\rho/dt = (d\rho/d\varepsilon)\dot{\varepsilon}$, где $\dot{\varepsilon} = b\rho u$ — скорость пластической деформации, b — вектор Бюргера, уравнение (9a) можно записать в виде

$$\rho \frac{d\rho}{d\varepsilon} = \frac{n_s}{bl_F} + \frac{\rho}{b\lambda_s}. \quad (9b)$$

На самой начальной стадии деформации рост плотности дислокаций связан с генерацией дислокаций из источников. Учитывая в правой части уравнения (9b) только первое слагаемое, получаем после интегрирования уравнения зависимость плотности дислокаций от величины пластической деформации ε

$$\rho = \left(\frac{2n_s}{bl_F} \right)^{1/2} \varepsilon^{1/2}. \quad (10)$$

При малой плотности источников и доминировании в (9b) размножения дислокаций механизмом ДПС соответственно находим

$$\rho = \frac{\varepsilon}{b\lambda_s}. \quad (11)$$

Для напряжений течения в результате тэйлоровского взаимодействия разноименных дислокаций на соседних плоскостях скольжения имеем в условиях одиночного скольжения выражение $\sigma = \alpha \mu b \rho^{1/2}$, где α — постоянная дислокационного взаимодействия, μ — модуль сдвига. Подставляя (10) и (11) в указанное выражение, получаем зависимости напряжений от величины деформации приведенного ранее вида ((5) и (7))

$$\sigma = \chi_F \varepsilon^{1/4}, \quad \chi_F = \alpha \mu b \left(\frac{n_s}{bl_F} \right)^{1/4}, \quad (12a)$$

$$\sigma = \chi_s \varepsilon^{1/2}, \quad \chi_s = \alpha \mu b \left(\frac{1}{b\lambda_s} \right)^{1/2}. \quad (12b)$$

Зависимости плотности дислокаций и напряжений от деформации, подобные (10)–(12), зафиксированы в [11,12] на начальной стадии деформации кристаллов. Промежуточные между (12a) и (12b) показатели степени ($\sigma \sim \varepsilon^{1/3}$) наблюдались в монокристаллах меди при деформациях $\varepsilon = 10^{-5}-10^{-3}$ [13]. В работе [14] предложена дислокационная модель, описывающая такой характер зависимости напряжения от деформации.

Соотношения такого же, как (5) и (7), степенного вида существуют и между напряжением и величиной циклической пластической деформации в опытах на механическую усталость кристаллов при амплитудах циклических деформаций $\varepsilon = 10^{-5}-10^{-2}$ с показателем степени в законе усталостного упрочнения кристалла $\sigma \sim \varepsilon^s$ $s = 0.2-0.3$ [15,16]. Интересно отметить, что низкие значения показателя степени s наблюдаются, когда приложенное к кристаллу колебательное напряжение не содержит знакопостоянной составляющей. Если последняя

отлична от нуля, то показатель степени увеличивается и становится равным 0.5 [16]. В свете предложенной выше кинетической модели начальной стадии пластической деформации кристаллов это означает, что при полностью знакопеременном колебательном режиме пробеги дислокаций, генерируемых дислокационными источниками, недостаточно велики, чтобы вызвать размножение дислокаций механизмом ДПС. Наличие знакопостоянной составляющей напряжения увеличивает длины пробегов и способствует тем самым работе этого механизма.

Таким образом, наблюдаемые в опытах на АЗВТ степенные зависимости амплитуд колебательных напряжений от величины дислокационной деформации (1) не имеют специфического для этого вида нагружения характера. Точно такие же соотношения с теми же показателями степени в интервале 0.2–0.5 имеют место и в условиях усталостной деформации и обычного деформирования с постоянной скоростью на начальных стадиях пластической деформации. В связи с этим при разработке микроскопической модели АЗВТ необходимо уточнить некоторые предположения, лежащие в основе ранее предложенных дислокационных моделей гистерезисного внутреннего трения.

Первое предположение касается того, что при АЗВТ не происходит генерация новых дислокаций и все рассеяние энергии при колебаниях вызвано перемещением существующих в кристалле до приложения колебательных напряжений дислокаций. Этот вывод основан на том, что если амплитуды не превосходят некоторых критических значений, то отсутствует гистерезис амплитудных зависимостей декремента, а величина амплитудно-независимой части ВТ остается неизменной после циклического нагружения кристалла. Второе предположение относится к форме дислокационных линий, участвующих в возвратно-поступательных перемещениях дислокаций под действием циклических напряжений. Обычно предполагается, что они имеют прямолинейную форму и число их в пределах одного цикла колебаний остается постоянным. Изменение знака напряжений приводит к смене направления движения дислокаций и смещению их в противоположном от исходной точки покоя направлении.

Оба этих предположения не позволяют объяснить нелинейный, степенной характер зависимости между амплитудой напряжений и величиной пластической деформации (5). Это позволяет сделать кинетическая модель (9)–(12). Согласно этой модели, приложение к кристаллу колебательной нагрузки даже самой малой величины вызывает генерацию дислокаций в виде дислокационных петель из ряда эффективных источников. После расширения петель до некоторого радиуса они при снижении колебательного напряжения до нуля сужаются под действием линейного натяжения до радиуса, зависящего от напряжения трения. При смене знака напряжения петли коллапсируют до нулевого радиуса и вновь возникают в отрицательной части цикла напряжений. Динамический процесс циклического расширения–сужения петель в кристалле с учетом их

взаимодействия друг с другом обеспечивает гистерезис кривых напряжение–деформация как в форме гистерезисной петли Давиденкова [10] (с восстанавливающей силой в результате линейного натяжения дислокаций), так и без восстанавливающей силы [4], когда напряжение трения существенно превосходит напряжение линейного натяжения дислокаций.

Ввиду того что при таком динамическом процессе не происходит необратимого накопления дислокаций в кристалле, он не приводит к возникновению гистерезиса амплитудной зависимости ВТ. Однако если амплитуды колебательных напряжений оказываются достаточными для того, чтобы при расширении петель началось размножение дислокаций механизмом ДПС [17], это приведет к накоплению дислокаций в виде неподвижных дислокационных диполей, которые не принимают участия в рассеянии энергии колебаний. Плотность подвижных дислокаций при этом также возрастает, но вследствие малых значений приложенных напряжений этот рост недостаточен, чтобы вызвать заметный гистерезис амплитудной зависимости декремента колебаний. Ситуация сильно изменяется при больших амплитудах колебаний, соответствующих макроскопическому пределу текучести кристалла, когда начинается массовое размножение дислокаций в виде расширяющихся полос скольжения [17,18].

О том, что в опытах по АЗВТ дислокации в пределах одного цикла колебаний пробегают значительные расстояния, свидетельствуют данные [19] по внутреннему трению в поликристаллической меди. Как установлено в этой работе, если размеры кристаллитов оказываются меньше $80 \mu\text{m}$, декремент затухания становится чувствительным к величине зерен. Напряжение микротекучести кристалла при этом возрастает по мере уменьшения размеров кристаллитов, а ВТ, наоборот, снижается. Это обстоятельство хорошо согласуется с кинетической моделью, согласно которой при пробегах дислокаций, ограниченных размером зерна d (в (12b) $\lambda_s = d$), $\chi_s \sim d^{-1/2}$ и, следовательно, $\sigma_0 \sim d^{-1/2}$ [20] (закон Холла–Петча) и $\delta_h = d^{m/2}$. При пробегах дислокаций порядка $80 \mu\text{m}$ и величине вектора Бюргерса 0.3 nm плотности дислокаций, обеспечивающие в опытах на внутреннее трение микропластические деформации $\varepsilon_d \approx 10^{-10} - 10^{-8}$, должны быть величинами порядка $\rho = \varepsilon_d / b \lambda_s \approx 1 - 10^2 \text{ cm}^{-2}$, что существенно меньше плотности, например, ростовых дислокаций в меди, $\rho_0 = 10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-2}$ [21]. Это означает, что в условиях АЗВТ в рассеянии энергии колебаний участвует малое число дислокаций или, что то же самое, малые объемы кристалла. При микропластических деформациях указанной выше величины и частотах $\omega = 10 - 10^2 \text{ kHz}$ средняя скорость микропластической деформации $\dot{\varepsilon}_d = \omega \varepsilon_d$ оказывается величиной того же порядка, $10^{-6} - 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, что и в условиях макропластической деформации. Эти обстоятельства следует учитывать при количественных оценках абсолютных значений АЗВТ и микропластических напряжений.

3. Закон подобия температурных зависимостей напряжений

Как было отмечено выше, температурные зависимости декремента δ_h и микропластических напряжений σ_0 определяются температурной зависимостью параметра χ_d или, согласно рассматриваемой микроскопической модели АЗВТ, температурными зависимостями параметров l_F и λ_s в соотношениях (12a) и (12b). После подстановки (12a) и (12b) в (2b) получаем соответственно

$$\delta_h(\varepsilon_0) = \frac{12\beta}{5\alpha^4} \left(\frac{l_F}{b^3 n_s} \right) \varepsilon_0^3, \quad (13a)$$

$$\delta_h(\varepsilon_0) = \frac{2\beta}{3\alpha^2} \left(\frac{\lambda_s}{b} \right) \varepsilon_0, \quad (13b)$$

где β — доля объема кристалла, участвующая в рассеянии энергии колебаний.

В опытах с щелочно-галлоидными кристаллами установлено [17], что коэффициент размножения дислокаций механизмом ДПС $(b\lambda_s)^{-1}$ линейно возрастает с ростом напряжения трения $\sigma_f = \sigma^* + \sigma_C$, где σ^* — компонента напряжения трения, связанная с термоактивированным движением дислокаций, зависящая от температуры и скорости деформации, σ_C — компонента напряжения трения, связанная с наличием атермических препятствий для движения дислокаций. Эмпирически связь между λ_s и σ_f можно выразить формулой

$$\lambda_s = g_s \frac{\mu}{\sigma_f} b, \quad (14)$$

где $g_s \approx (1-2) 10^2$. Что касается температурной зависимости длины срабатывания источника Франка–Рида l_F , то при моделировании работы источника в поле термоактивируемых и атермических препятствий найдено [22], что время срабатывания источника зависит от температуры. Это означает, что напряжение и критическая длина срабатывания также зависят от температуры

$$l_F = f_F \frac{\mu}{\sigma_f} b, \quad (15)$$

где $g_F \approx 3-5$.

Таким образом, согласно предлагаемой модели, температурно-скоростная, а также концентрационная зависимости АЗВТ и амплитуд колебаний определяются зависимостью напряжения трения σ_f от температуры, скорости деформации и концентрации c термических ($\sigma_f \sim c^n$, $n = 0.5-1$ [23]) и C атермических ($\sigma_f \sim C^n$, $n = 0.5-1$ [23]) препятствий для движения дислокаций. Поэтому при совпадении в формуле (8) механизмов микро- и макротекучести кристалла (генерация из источников или размножение дислокаций механизмом ДПС) коэффициент Π становится не зависящим от температуры

$$\Pi = \left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_d} \right)^{1/m}, \quad (16)$$

т.е. закон подобия напряжений микро- и макротекучести имеет место. Если такое совпадение отсутствует (в (8)

$p \neq m$), то, как следует из выражений (12), подобия напряжений нет. В эксперименте наблюдаются обе ситуации [1].

Что касается температурной зависимости напряжений трения и, следовательно, напряжений микро- и макротекучести вида (6), $\sigma \sim \exp(-BT)$, то выяснение вопроса, чем обусловлен такой неаррениусовский характер этой зависимости, имеет важное значение, потому что на основании хорошей аппроксимации экспериментальных данных этой зависимостью делается довольно радикальный вывод о том, что перемещение дислокаций в кристаллах осуществляется не за счет тепловых флуктуаций, а в результате тепловых колебаний атомов [24].

Такой вид зависимости напряжений микро- и макротекучести от температуры тесно связан с аппроксимацией зависимости скорости пластической деформации от напряжения степенным законом

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_\nu \left(\frac{\sigma - \sigma_C}{\sigma_C} \right)^{m_c}, \quad (17a)$$

где $m_c = H_c/kT$, H_c — некоторая постоянная, имеющая размерность энергии, k — постоянная Больцмана, σ_C — критическое напряжение, выше которого начинается пластическая деформация. Действительно, из (17a) следует, что

$$H(\sigma) = H_c \ln \frac{\sigma - \sigma_C}{\sigma_C} = kT \ln \frac{\dot{\varepsilon}_\nu}{\dot{\varepsilon}}, \quad (17b)$$

$$\sigma = \sigma_C + \sigma_C \exp(-BT), \quad B = (k/H_c) \ln(\dot{\varepsilon}_\nu/\dot{\varepsilon}). \quad (17c)$$

Хотя зависимости энергии активации H от напряжения σ логарифмического вида встречаются в теории термоактивированного движения дислокаций, они имеют частный характер и не объясняют некоторую универсальность, присущую эмпирическим соотношениям (17).

Эта универсальность, как отмечено в [25], связана с тем, что в тех случаях, когда для начала термоактивированного движения дислокаций необходимо преодолеть достаточно сильные атермические препятствия (как например при ороновском процессе продавливания дислокаций через систему частиц или выделений), зависимость энергии активации от напряжения имеет вид $H(\sigma) = H(\sigma - \sigma_C)$, где σ_C — критическое напряжение преодоления указанных барьеров. В достаточно общей форме она может быть записана в виде [25]

$$H = H_c \left[1 - \left(\frac{\sigma - \sigma_C}{\sigma_C} \right)^{p/q} \right]^q, \quad (18)$$

где $0 < p < 1$, $1 < q < 2$. Подставляя (18) в аррениусовское выражение для скорости пластической деформации, получаем

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_\nu \exp[-H(\sigma)/kT]. \quad (19)$$

Кривые 1 и 2 на рис. 1 демонстрируют в двойных логарифмических координатах зависимость $\dot{\varepsilon}(\sigma)$ (19) соответственно в отсутствие атермического напряжения

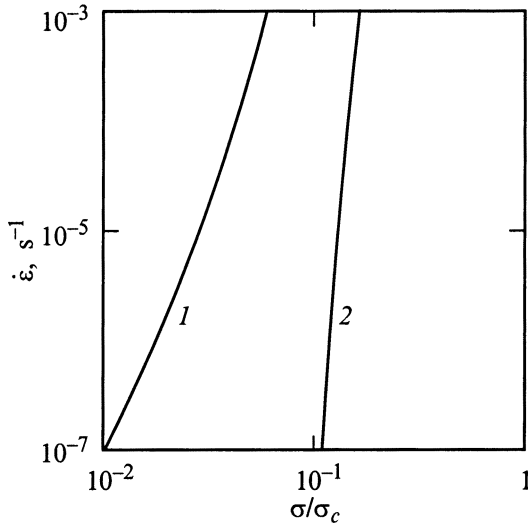


Рис. 1. Зависимость скорости пластической деформации от напряжения в отсутствие (1) и при наличии (2) атермических препятствий для термоактивированного движения дислокаций.

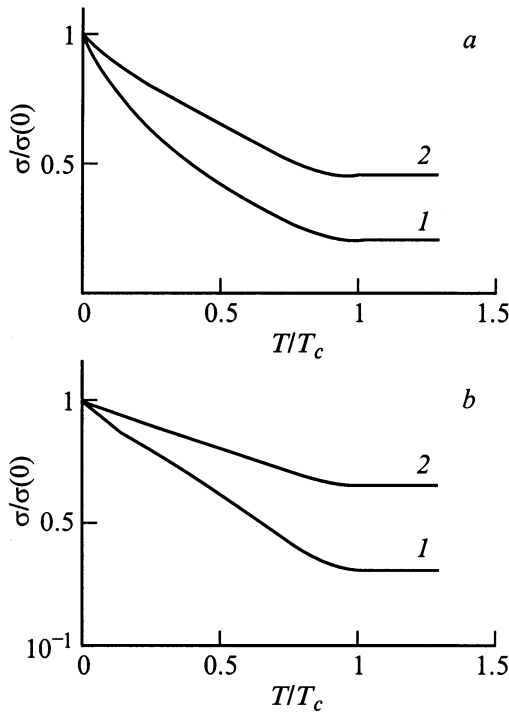


Рис. 2. Температурные зависимости напряжений микро- и макротекучести согласно выражениям (12a) (1) и (12b) (2) (a) и те же зависимости в полулогарифмических координатах (b).

σ_c и при атермическом напряжении $\sigma_c = 0.1\sigma_c$. Расчет сделан при $H_c/kT = 40$, $\dot{\epsilon}_v = 10^7 \text{ s}^{-1}$, $p = 1/2$, $q = 3/2$. Видно, что при наличии критического напряжения зависимость $\lg \dot{\epsilon} - \lg \sigma$ может быть достаточно хорошо аппроксимирована прямой линией, т.е. степенным законом (17a), хотя на самом деле процесс движения дислокации определяется аррениусовским законом (19).

Из (18) и (19) следует, что температурная зависимость напряжений трения имеет вид

$$\sigma_f(T) = \sigma_c + \sigma_c \left[1 - (T/T_c)^{1/q} \right]^{1/p},$$

$$T_c = H_c/k \ln(\dot{\epsilon}_v/\dot{\epsilon}). \quad (20)$$

Подставляя σ_f в (14) и (15), а эти выражения соответственно в (12a) и (12b), получаем температурные зависимости напряжений микро- и макротекучести кристалла. На рис. 2, a они приведены для напряжений, нормированных на напряжение σ при $T = 0$, $\sigma(0)$ и при значениях $p = 1/2$, $q = 3/2$, $\sigma_c/\sigma_c = 0.04$. На рис. 2, b те же зависимости представлены в полулогарифмических координатах $\lg \sigma - T$. Видно, что их можно при желании аппроксимировать экспоненциальным законом (17c), что на опыте часто и происходит. Очевидно, что такая аппроксимация не может служить основанием для вывода о нетермофлуктуационном механизме преодоления дислокациями барьеров [24].

Подставляя (14) и (15) соответственно в (13b) и (13a), получаем, что коэффициент ВТ изменяется обратно пропорционально напряжению трения

$$\delta_h = A_s \left(\frac{\mu}{\sigma_f} \right) \varepsilon_0, \quad A_s = \frac{2\beta g_s}{3\alpha^2}, \quad (21a)$$

$$\delta_h = A_F \left(\frac{\mu}{\sigma_f} \right) \varepsilon_0^3, \quad A_F = \frac{12\beta g_F}{5\alpha^4 b^2 n_s}. \quad (21b)$$

Следовательно, температурная и концентрационная зависимости АЗВТ определяются соответствующими зависимостями напряжения трения (20), т.е., в согласии с результатами [9], коэффициент внутреннего трения с ростом концентрации примесных атомов уменьшается.

Итак, результаты анализа показывают, что если физические механизмы дислокационного упрочнения при микро- и макротекучести кристалла совпадают, то наблюдается подобие температурных зависимостей соответствующих напряжений. Масштабный фактор (8) определяется в этом случае масштабом деформаций. Например, при $\varepsilon_p/\varepsilon_d = 10^4$ и $p = m = 2-4$ имеем $\Pi = 10-10^2$. Отсутствие подобия зависимостей не свидетельствует о том, что физические механизмы микро- и макротекучести кристалла принципиально различны. Это означает просто, что при данной структуре кристалла в нем при микро- и макротекучести реализуются разные механизмы размножения или взаимодействия дислокаций. Рассмотренная в работе дислокационно-кинетическая модель позволяет непротиворечиво объяснить не только это обстоятельство, но и влияние основных факторов, от которых зависит величина АЗВТ.

Список литературы

- [1] A.B. Lebedev, S.B. Kustov. *Phys. Stat. Sol. (a)* **116**, 2, 645 (1989).
- [2] А.Б. Лебедев. *ФТТ* **34**, 6, 1889 (1992).
- [3] A.B. Lebedev. *J. Alloys and Compounds* **211/212**, 177 (1994).
- [4] A.B. Lebedev. *J. de Physique III* **6**, 12, C8–255 (1996).
- [5] Y.Nishino, Y. Okada, A. Asano. *Phys. Stat. Sol. (a)* **129**, 2, 409 (1992).
- [6] A.V. Granato, K. Lucke. *J. Appl. Phys.* **52**, 12, 7136 (1981).
- [7] В.А. Челноков, Н.Л. Кузьмин. *ФТТ* **12**, 3, 841 (1980).
- [8] A. Asano. *J. Phys. Japan* **29**, 4, 952 (1970).
- [9] K.V. Sapozhnikov, S.N. Golyandin, S.B. Kustov, Y. Nishino, S. Asano. *Phil. Mag.* **A77**, 1, 151 (1998).
- [10] Н.Н. Давиденков. *ЖТФ* **8**, 5, 483 (1938).
- [11] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **35**, 5, 1328 (1993).
- [12] J. Man, M. Holzmann, B. Vlach. *Phys. Stat. Sol. (a)* **19**, 2, 543 (1967).
- [13] A.S. Argon, W.T. Bridges. *Phil. Mag.* **18**, 154, 817 (1968).
- [14] F.R.N. Nabarro. *Strength of Metals and Alloys (ICSMA7)*. Vol. 3 / Ed. by H.J. McQueen et al. Pergamon Press (1985). P. 1667.
- [15] A. Giese, A. Styczynski, Y. Estrin. *Mater. Sci. Eng.* **A124**, 2, L11 (1990).
- [16] P. Lucas, L. Kunz, B. Weiss, R. Stikler, W. Hessler. *Mater. Sci. Eng.* **A118**, 1, L1 (1989).
- [17] Б.И. Смирнов. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Наука, Л. (1981). 232 с.
- [18] Э.П. Белозерова, Н.А. Тяпунина. *Кристаллография* **11**, 4, 651 (1966).
- [19] H. Goto, Y. Nishino, S. Asano. *J. Japan. Inst. Metals* **55**, 3, 848 (1991).
- [20] В.А. Челноков, Н.Л. Кузьмин. *ФТТ* **24**, 10, 3166 (1982).
- [21] H. Mecking, G. Bulian. *Acta Metal.* **24**, 3, 249 (1976).
- [22] Т.Н. Голосова, М.И. Слободской, Л.Е. Попов. *Изв. вузов. Сер. физ.* **35**, 10, 20 (1992).
- [23] P. Haazen. *Dislocation in Solids*. Vol. 4 / Ed. by F.R.N Nabarro. North Holland (1979). P. 157.
- [24] A.B. Lebedev. *Strength of Materials (ICSMA10)* / Ed. by H. Oikawa et al. Japan. Inst. Metals, Sendai (1994). P. 195.
- [25] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby. *Thermodynamics and kinetics of slip*. Pergamon Press, N. Y. (1975). P. 141–170.