

Структурные факторы, влияющие на устойчивость пластической деформации при растяжении металлов с ОЦК решеткой

© Г.А. Малыгин

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

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

Теоретически проанализировано влияние напряжения Пайерлса на условный предел прочности и равномерную деформацию до образования шейки при растяжении металлов и сплавов с ОЦК решеткой. Анализ базируется на уравнении эволюции плотности дислокаций с деформацией, определяющем характер кривой деформационного упрочнения ОЦК материала и влияние напряжения Пайерлса на параметры этого уравнения (коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций). С помощью условия Консидера возникновения пластической неустойчивости типа шейки найдены теоретические соотношения для зависимости условного предела прочности и величины равномерной деформации от напряжения Пайерлса при разных температурах ниже $0.15T_m$, где T_m — температура плавления ОЦК металла. Теоретические результаты проиллюстрированы экспериментальными данными по температурным зависимостям коэффициентов аннигиляции винтовых дислокаций и величины равномерной деформации в молибдене и армо-железе.

Результаты длительного, в течение полувека, экспериментального и теоретического изучения микроскопического (дислокационного) механизма прочности и пластичности кристаллических тел являются в настоящее время теоретической основой анализа влияния структурных на прочностные и пластические свойства конструкционных материалов, в первую очередь металлических. В качестве характеристик прочности и пластичности в указанных материалах при температурах ниже $0.5T_m$ (T_m — температура плавления) рассматривают обычно предел текучести σ_y , а также напряжение σ_u и величину равномерной деформации ε_u , при достижении которых в растягиваемом образце возникает пластическая неустойчивость, так называемая шейка, и начинается локализация деформации, оканчивающаяся пластическим разделением (разрушением) образца. Для практики интерес представляют не только значения указанных характеристик, но также и соотношение между ними. Известно, что высокая прочность материала сопровождается, как правило, снижением его пластичности. Достигнутые в настоящее время успехи в понимании того, как структура материала влияет на кривую его деформационного упрочнения, открывают путь для анализа влияния структурных факторов как на сами характеристики прочности и пластичности, так и на связь между ними.

В [1] эта связь была проанализирована на примере металлов и сплавов, имеющих гранецентрированную кубическую решетку. В указанной работе впервые было теоретически рассмотрено влияние энергии дефектов упаковки, легирования и измельчения зерен на условный предел прочности σ_u и деформацию ε_u в ряде медных и алюминиевых сплавов. В настоящей работе аналогичный анализ проведен для металлов и сплавов с объемноцентрированной кубической решеткой. По сравнению с ГЦК ОЦК металлы и сплавы имеют две особенности. Это наличие у них рельефа Пайерлса при температурах ниже $0.15T_m$, значительно затрудняющего перемещение по кристаллу винтовых дислокаций [2], и влияние

небольших концентраций атомов внедрения (С, N) на предел текучести и напряжения течения в диапазоне температур выше $0.15T_m$ [3].

Именно эти структурные факторы будут проанализированы в настоящей работе на предмет их влияния на характер кривых деформационного упрочнения и величину равномерной деформации до возникновения шейки при растяжении металлов с ОЦК решеткой. Теоретические результаты иллюстрируются экспериментальными данными автора, полученными при растяжении поликристаллических образцов армо-железа и молибдена чистоты 99.98%, диаметром 1 mm и длиной рабочей части 20 mm в интервале температур 77–800 K.

1. Основные соотношения

Согласно известному критерию Консидера возникновения пластической неустойчивости типа шейки при одноосном растяжении образца

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \leq \sigma, \quad (1)$$

критическая деформация ε_u и соответствующее ей напряжение течения σ_u целиком определяются характером кривой деформационного упрочнения материала образца $\sigma(\varepsilon)$ и влиянием на нее структурных факторов. Согласно другому известному соотношению, определяющему величину деформационного (дислокационного) упрочнения материала

$$\tau(\gamma) = \tau_c + \alpha m b \rho(\gamma)^{1/2}, \quad (2)$$

рост напряжений течения $\tau(\gamma)$ с ростом величины сдвиговой деформации γ и, следовательно, характер диаграмм растяжения $\sigma(\varepsilon)$ зависят от эволюции с деформацией γ средней плотности дислокаций ρ в деформируемом материале. В (1) и (2) $\sigma = m\tau$, $\varepsilon = \gamma/m$, m — фактор Тейлора для поликристалла, α — константа

взаимодействия дислокаций, μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса, τ_c — критическое напряжение сдвига.

Как показывают многочисленные исследования [2–4], кривые деформационного упрочнения ОЦК монокристаллов в диапазоне температур выше $0.15T_m$ имеют двух- и трехстадийный характер и существенно не отличаются от кривых деформационного упрочнения металлов с ГЦК решеткой. Поэтому можно ожидать, что, как и в случае последних, в поликристаллическом ОЦК металле при множественном скольжении эволюция средней плотности дислокаций с деформацией в диапазоне низких и умеренных температур подчиняется уравнению [5–9]

$$\frac{d\rho}{d\gamma} = k_m + k_f \rho^{1/2} - k_a \rho. \quad (3)$$

Первое слагаемое в правой части (3) описывает скорость размножения и аккумуляции дислокаций при их взаимодействии с препятствиями недеформационного происхождения, второе слагаемое — размножение дислокаций на дислокациях леса, где $b k_f \approx 10^{-2}$ — коэффициент, определяющий интенсивность размножения дислокаций при их взаимодействии с дислокациями леса, третье слагаемое — скорость аннигиляции винтовых участков дислокационных петель, k_a — коэффициент аннигиляции дислокаций. С аннигиляцией винтовых дислокаций связано появление третьей стадии (стадии динамического отдыха) на кривых деформационного упрочнения металлов с ГЦК решеткой.

В случае малой величины коэффициента размножения дислокаций на препятствиях недеформационного происхождения, $k_m \ll k_f^2/4k_a$, интегрируя уравнение (3) и подставляя результат в (2), получаем зависимость напряжения от деформации

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_c + \sigma_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} m k_a \varepsilon\right) \right], \quad \sigma_3 = m \alpha \mu \left(\frac{b k_f}{k_a} \right), \quad (4)$$

где $\sigma_c = m \tau_c$, σ_3 — напряжение течения, соответствующее концу третьей стадии кривой деформационного упрочнения, когда имеет место равновесие между процессами размножения и аннигиляции дислокаций. Подставляя зависимость напряжения $\sigma(\varepsilon)$ из (4) в условие (1), находим зависимость деформации начала шейкообразования и условного предела прочности от величины критического напряжения сдвига σ_c и коэффициентов уравнения (3)

$$\varepsilon_u = \frac{2}{m k_a} \ln \frac{1 + \frac{1}{2} m k_a}{1 + \frac{\sigma_c}{\sigma_3}}, \quad (5a)$$

$$\sigma_u = \frac{\frac{1}{2} m k_a}{1 + \frac{1}{2} m k_a} (\sigma_c + \sigma_3). \quad (5b)$$

Из соотношений (4) и (5) следует, что величина равномерной деформации ε_u , условный предел прочности σ_u и в целом характер кривой деформационного упрочнения

зависят от двух структурно-чувствительных параметров, а именно от критического напряжения сдвига σ_c и коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций k_a . Из формулы (5a) видно также, что чем больше коэффициент аннигиляции дислокаций и критическое напряжение сдвига, тем меньше величина равномерной деформации. В следующем разделе они будут детально рассмотрены.

2. Критическое напряжение сдвига и коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций в ОЦК металлах

В случае ОЦК металлов в диапазоне низких и умеренных температур [10–13]

$$\sigma_c(T, c) = m \tau_P(T) + m \tau_f(c). \quad (6)$$

Здесь $\tau_P(T)$ — напряжение Пайерлса, $\tau_f(c) = \beta_n \mu c^n$ — напряжение трения в результате взаимодействия дислокаций с примесями внедрения и замещения, β_n — коэффициент, контролирующий величину указанного взаимодействия, $n = 0.5–1$ [12,13]. Температурная зависимость напряжения Пайерлса определяется зависимостью энергии образования двойных перегибов на винтовых дислокациях H от напряжения τ . Согласно модели резких перегибов [14,15] $H(\tau) = 2H_k(1 - \sqrt{\tau/\tau_*})$, где $2H_k$ — энергия образования двойного перегиба в отсутствие напряжения, τ_* — напряжение безактивационного преодоления дислокациями потенциального рельефа Пайерлса. Поскольку $H(\tau) = kT \ln(\dot{\varepsilon}_0/\dot{\varepsilon})$, где k — постоянная Больцмана, $\dot{\varepsilon}$ — скорость деформации, $\dot{\varepsilon}_0$ — предэкспоненциальный фактор, согласно этой модели для температурной зависимости напряжения Пайерлса получаем выражение

$$\tau_P(T) = \tau_* \left(1 - \frac{T}{T_P} \right)^2, \quad T_P = \frac{2H_k}{k \ln(\dot{\varepsilon}_0/\dot{\varepsilon})}. \quad (7)$$

На рис. 1 приведены данные по температурной зависимости предела текучести $\sigma_{0.2}$ поликристаллических образцов армко-железа и молибдена, полученные в настоящей работе. Теоретические кривые проведены в соответствии с формулами (6) и (7) при значениях параметров $\tau_* = 500$ и 870 МПа [10], $T_P = 350$ и 450 К [10] и напряжениях $\tau_f = 70$ и 37 МПа соответственно для α -Fe и Mo при величине фактора Тейлора $m = 3$.

Второй структурно-чувствительный параметр в (4) и (5) — это коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций k_a . Согласно [7,16], он описывается формулой

$$k_a = \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2 p \alpha} \left(\frac{\mu}{\tau_a} \right), \quad (8)$$

где ω_s — доля винтовых участков на расширяющихся дислокационных петлях, p — число действующих систем скольжения, τ_a — напряжение трения, определяющее критическое расстояние спонтанной аннигиляции

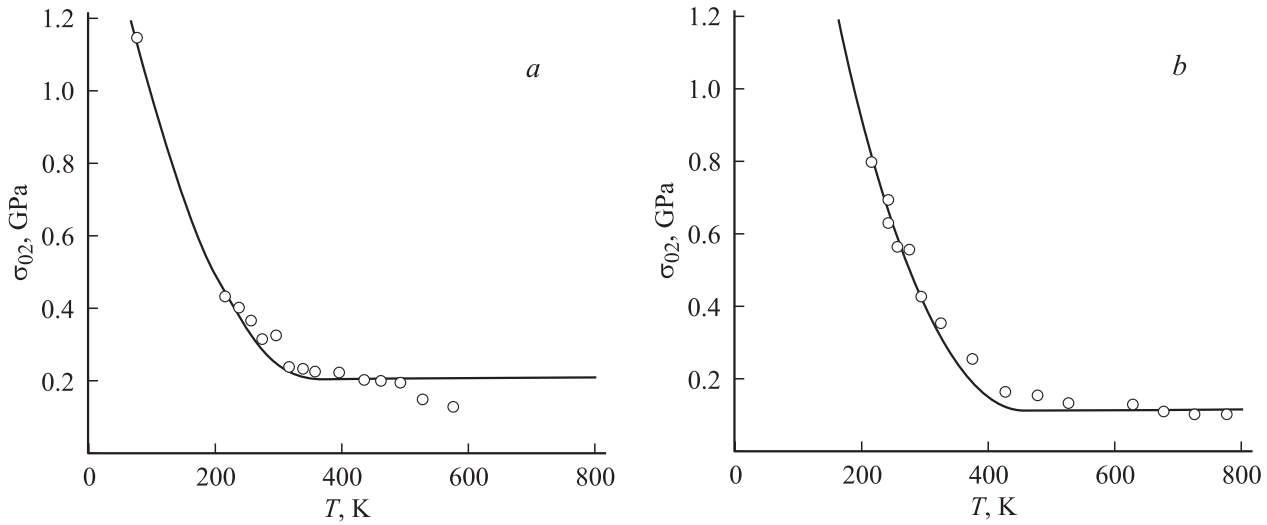


Рис. 1. Температурные зависимости пределов текучести в армко-железе (а) и молибдене (b).

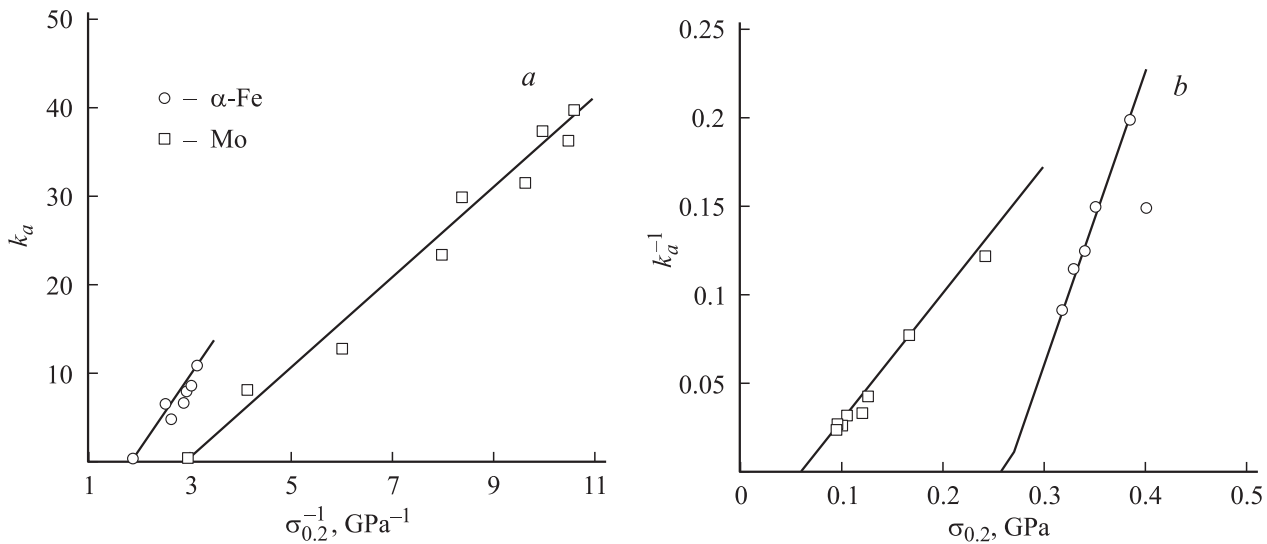


Рис. 2. Зависимость коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций k_a в α -Fe и Mo от обратной величины предела текучести (а) и обратной величины коэффициента k_a от предела текучести (b).

винтовых дислокаций разного знака. В случае металлов и сплавов с ГЦК решеткой $\tau_a = \tau_{III} + \tau_f$ [1,16], где $\tau_{III}(T, \gamma_D)$ — напряжение начала третьей стадии на кривых деформационного упрочнения указанных материалов, зависящее от температуры T и величины энергии дефектов упаковки γ_D [17],

$$\tau_{III}(T, \gamma_D) = \tau_{III}(0) \exp \left[- \left(1 + 180 \frac{\gamma_D}{\mu b} \right) \frac{kT}{0.35\mu b^3} \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right) \right], \quad (9)$$

здесь $\tau_{III}(0)$ — напряжение τ_{III} при $T = 0$. В случае ОЦК металлов к напряжениям τ_{III} и τ_f надо добавить напряжение Пайерлса τ_p , в результате получаем $\tau_a = \tau_{III} + \tau_f + \tau_p$. Следовательно, температурная и концентрационная зависимости коэффициента аннигиляции

винтовых дислокаций в ОЦК металле имеют вид

$$k_a(T, c, \gamma_D) = \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2 \alpha \rho} \left(\frac{\mu}{\tau_{III}(T, \gamma_D) + \tau_f(c) + \tau_p(T)} \right). \quad (10)$$

На опыте коэффициент аннигиляции дислокаций находят путем обработки кривых деформационного упрочнения $\sigma(\epsilon)$ при разных температурах и построения зависимостей коэффициента деформационного упрочнения $d\sigma/d\epsilon$ от напряжения σ [7,8]. Согласно (4), на стадии динамического отдыха эта зависимость имеет линейный вид [5,8]

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = m^2 \theta_2 - \frac{1}{2} m k_a (\sigma - \sigma_c), \quad (11)$$

где $\theta_2 = 1/2 \alpha \mu b k_f \approx 2 \cdot 10^{-3} \mu$ — коэффициент деформационного упрочнения на второй стадии кривых растя-

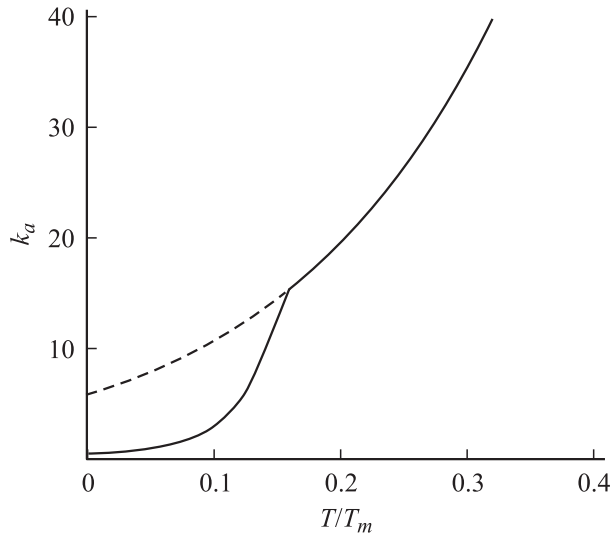


Рис. 3. Зависимость коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций в металлах с ОЦК (сплошная линия) и ГЦК (штриховая линия) решетками от приведенной температуры согласно уравнению (10).

жения кристаллов с ГЦК решеткой. Из формулы (11) видно, что коэффициент k_a определяет наклон этих зависимостей. Результаты определения коэффициента k_a в α -Fe и Mo в интервале температур 77–800 К приведены на рис. 2.

На рис. 2, а показана зависимость коэффициента аннигиляции в этих металлах от обратной величины предела текучести $\sigma_{0.2}$ при разных температурах. Видно, что в соответствии с выражениями (8) и (10) коэффициент аннигиляции изменяется обратно пропорционально этому напряжению. То, что на рис. 2, а прямые $k_a \sim \sigma_{0.2}^{-1}$ не экстраполируются при больших значениях $\sigma_{0.2}$ в начало координат, означает, что помимо $\sigma_p = m\tau_p$ напряжение $\sigma_{0.2}$ включает деформационную и примесную составляющие, которые слабо изменяются с температурой. Действительно, после перестроения этих зависимостей в координатах $k_a^{-1} \sim \sigma_{0.2}$ (рис. 2, б) видно, что эти составляющие предела текучести имеют заметную величину. По наклону прямых на рис. 2, б можно оценить величину комбинации параметров $\omega_s^{5/2}/2\pi^2\alpha\rho$ в формуле (10). Для α -Fe и Mo она соответственно равна $2.4 \cdot 10^{-3}$ и $3.5 \cdot 10^{-3}$. При $\alpha = 0.5$, $p = 16$ этим оценкам соответствуют разумные значения параметра $\omega_s = 0.7-0.8$, свидетельствующие о том, что при низких температурах в дислокационной структуре ОЦК металлов преобладают винтовые дислокации [18].

Таким образом, при температурах $T < T_p$, где $T_p \approx (0.15-0.20)T_m$ в результате сильного роста напряжения Пайерлса коэффициент аннигиляции дислокаций в ОЦК металлах дополнительно снижается по сравнению с металлами, имеющими ГЦК решетку. Рис. 3 демонстрирует результаты расчета согласно формулам (7)–(10) зависимости коэффициента аннигиляции дислокаций от гомологической температуры при ха-

рактерных для чистых ОЦК металлов значениях параметров $\tau_*/\mu = 5 \cdot 10^{-3}$, $\tau_{III}(0)/\mu = 0.5 \cdot 10^{-3}$, $\tau_f/\mu = 0$, $kT_m/\mu b^3 = 1.2 \cdot 10^{-2}$, $\gamma_D/\mu b = 20 \cdot 10^{-3}$, $T_p/T_m = 0.16$, $\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) = 35$, $\omega_s = 0.8$, $\alpha = 0.5$, $p = 16$. Штриховая кривая на рис. 3 иллюстрирует температурную зависимость k_a в отсутствие напряжения Пайерлса (в (10) $\tau_p = 0$), а сплошная кривая — при его наличии ($\tau_p \neq 0$). Видно, что при температурах $T < 0.16T_m$ вследствие сильного роста этого напряжения скорость аннигиляции винтовых участков дислокационных петель резко падает.

На рис. 4 приведены температурные зависимости коэффициентов аннигиляции дислокаций в армо-железе и молибдене. Теоретические кривые построены в соответствии с формулами (7)–(10) при указанных выше параметрах. При расчете предполагалось, что в Mo величина энергии дефектов упаковки $\gamma_D/\mu b = 26 \cdot 10^{-3}$ выше, чем в α -Fe. Расчеты показывают, что коэффициент аннигиляции чувствителен к величине напряжения τ_f , и следовательно, к концентрации примесей внедрения в материале, таких как атомы углерода и азота в α -Fe. Так, согласно [12,19] в случае углерода $\tau_f = (1-5) \cdot 10^{-2}\mu c^{1/2}$ и при $c = 10^{-4}$ получаем $\tau_f = (1-5) \cdot 10^{-4}\mu$. Однако эксперименту на рис. 4 соответствует более низкое напряжение $\tau_f = 0.5 \cdot 10^{-4}\mu$.

Кроме присутствия в твердом растворе атомы углерода могут образовывать атмосферы на дислокациях и дополнительно влиять на коэффициент аннигиляции дислокаций в α -Fe, снижая его. Об этом свидетельствует (рис. 4) провал экспериментальных точек на температурной зависимости коэффициента аннигиляции дислокаций в армо-железе в интервале температур $T/T_m = 0.2-0.25$ (350–470 К). Именно в этом температурном интервале при скоростях деформации 10^{-4} s^{-1} в армо-железе, как показывает опыт, наблюдается динамическое деформационное старение, в результате чего диаграммы $\sigma-\epsilon$ приобретают скачкообразный характер (эффект Портевена–Ле Шаталье).

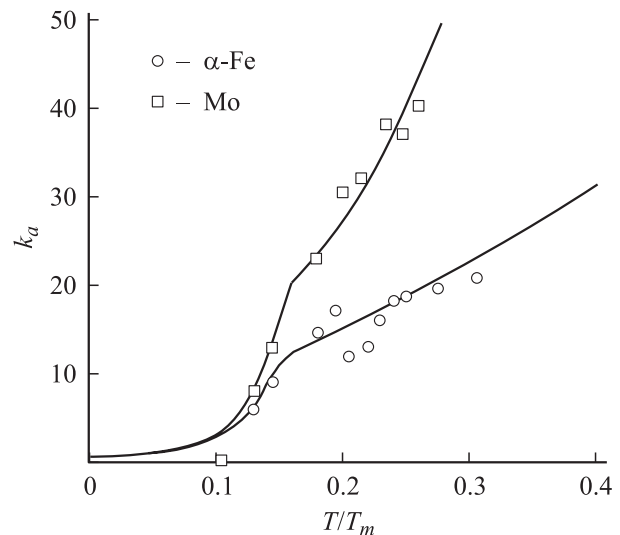


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициентов аннигиляции дислокаций в армо-железе и молибдене.

3. Кривые деформационного упрочнения и критерий пластической неустойчивости

На рис. 5 штрихом обозначены результаты расчета согласно формулам (4) кривых деформационного упрочнения типичного металла с ОЦК решеткой при разных температурах с учетом зависимости критического напряжения сдвига σ_c и коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций k_a от температуры в соответствии с формулами (6)–(10). По оси ординат отложена величина напряжения течения в безразмерных единицах, где $\sigma_* = m\tau_*$. Обращает на себя внимание, что при температурах ниже $0.1T_m$ вследствие резкого снижения величины коэффициента аннигиляции дислокаций на кривых деформационного упрочнения исчезает третья стадия (стадия динамического отдыха), и кривые упрочнения становятся одностадийными.

Штриховые кривые на рис. 5 — это кривые деформационного упрочнения при устойчивой пластической деформации образца в отсутствие локализации деформации в шейке. Начальные сплошные сегменты штриховых кривых демонстрируют участки устойчивой деформации, моменты начала потери устойчивости и образования шейки обозначены стрелками. Деформация ε_u рассчитывалась согласно формуле (5a) с учетом температурных зависимостей критического напряжения сдвига и коэффициента аннигиляции дислокаций согласно формулам (6)–(10). Из рис. 5 видно, что температура неоднозначно влияет на величину равномерной деформации ε_u : при температурах выше $0.15T_m$ эта деформация невелика, но быстро возрастает при снижении температуры и резко падает при температурах ниже $0.10T_m$, вызывая квазиохрупчивание материала при этих температурах.

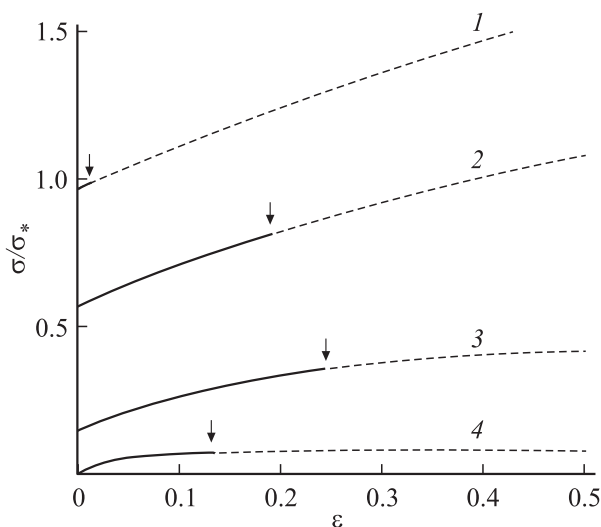


Рис. 5. Кривые деформационного упрочнения типичного металла с ОЦК решеткой при низких и умеренных температурах согласно уравнению (4). 1 — $T/T_m = 5 \cdot 10^{-3}$, 2 — $5 \cdot 10^{-2}$, 3 — 0.1, 4 — 0.2. Стрелками обозначены деформации начала образования шейки.

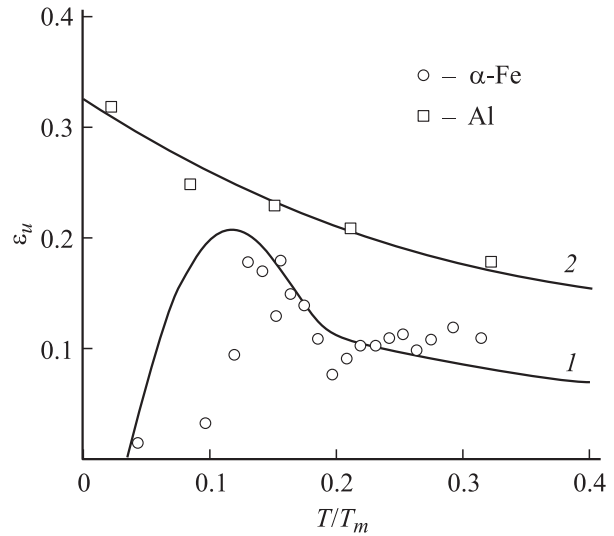


Рис. 6. Зависимость величины равномерной деформации в армо-железе и алюминии [21] от температуры. Теоретические кривые — расчет деформации ε_u согласно уравнениям (12a) и (13a) соответственно при наличии (1) и в отсутствие (2) напряжения Пайерлса.

Такое неоднозначное влияние температуры на величину равномерной деформации вызвано тем, что согласно формуле (5a) температурная зависимость деформации ε_u определяется температурными зависимостями критического напряжения сдвига σ_c и коэффициента аннигиляции дислокаций k_a , изменяющимися в противоположных направлениях. Для расчета температурной и концентрационной зависимости деформации ε_u запишем формулу (5a) с учетом соотношений (4) и (6)–(10) в виде

$$\varepsilon_u = \frac{2}{mk_a(T, c)} \ln \frac{1 + \frac{1}{2}mk_a(T, c)}{1 + B \frac{\sigma_c(T, c, d)}{\sigma_*} k_a(T, c)}, \quad (12a)$$

$$\sigma_c = m\tau_p(T) + m\tau_f(c) + K_H d^{-1/2}, \quad (12b)$$

где $B = \tau_*/\alpha\mu b k_f$. Формула (12b) для критического напряжения сдвига содержит дополнительное слагаемое — напряжение, учитывающее влияние размера зерен d на напряжение σ_c в соответствии с законом Холла–Петча (Х–П), где K_H — постоянная Х–П.

На рис. 6 кружками показана температурная зависимость равномерной деформации в армо-железе, а кривая 1 — ее теоретическую зависимость согласно (12a) при следующих значениях параметров: $B = 2$, $K_H = 0.21 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ [20], $d = 10 \mu\text{м}$, $c = 4 \cdot 10^{-4}$, $T_p/T_m = 0.2$; остальные параметры указаны выше. Видно, что при температурах выше $0.1T_m$ в результате увеличения коэффициента аннигиляции дислокаций с ростом температуры величина равномерной деформации постепенно снижается. При температурах ниже $0.1T_m$ резкое падение значений ε_u связано с тем, что рост критического напряжения сдвига при снижении

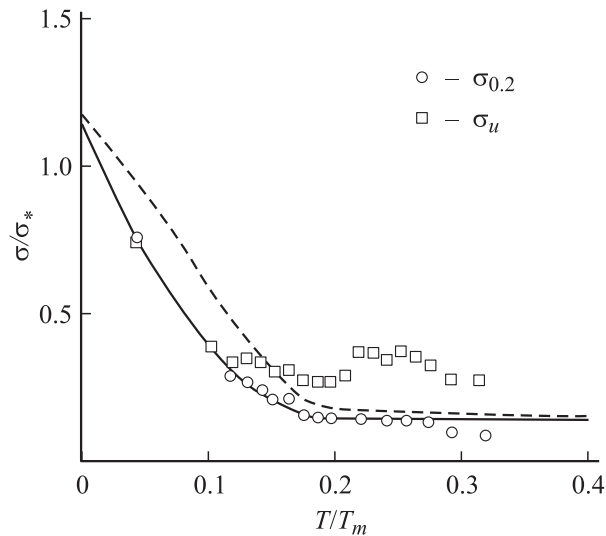


Рис. 7. Температурные зависимости предела текучести и предела прочности армо-железа. Сплошная и штриховая линии — расчет этих напряжений согласно уравнениям (12b) и (14) соответственно.

температуры оказывает более сильное влияние на величину деформации ϵ_u , чем соответствующее снижение коэффициента аннигиляции. Для сравнения на рис. 6 приведена также температурная зависимость величины равномерной деформации в чистом алюминии [21], в котором напряжение Пайерлса практически отсутствует. Кривая 2 на этом рисунке демонстрирует результаты расчета деформации ϵ_u согласно формулам (12) в отсутствие напряжения Пайерлса и X-П упрочнения

$$\epsilon_u = \frac{2}{mk_a(T, \gamma_D, \tau_f)} \ln \left(\frac{1 + \frac{1}{2} mk_a(T, \gamma_D, \tau_f)}{1 + B_f \frac{\tau_f}{\mu} k_a(T, \gamma_D, \tau_f)} \right), \quad (13a)$$

$$k_a = \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2 \alpha \rho} \left(\frac{\mu}{\tau_{III}(T, \gamma_D) + \tau_f} \right), \quad B_f = \frac{1}{\alpha b k_f}. \quad (13b)$$

Согласие с экспериментом имеет место при следующих значениях параметров: $\tau_f/\mu = 6.4 \cdot 10^{-4}$, $\gamma_D/\mu b = 20 \cdot 10^{-3}$, $\omega_s^{5/2}/2\pi^2 \alpha \rho = 3 \cdot 10^{-3}$, $B_f = 7.5 \cdot 10^2$.

Рис. 7 демонстрирует в приведенных координатах $\sigma/\sigma^* - T/T_m$ результаты определения предела прочности σ_u армо-железа и для сравнения — температурную зависимость его предела текучести. Теоретическая зависимость напряжения σ_u определяется формулой (5b), которую для целей расчета с учетом соотношений (12) удобно записать в приведенном и развернутом виде

$$\frac{\sigma_u}{\sigma_*} = \frac{\frac{1}{2} mk_a(T, c)}{1 + \frac{1}{2} mk_a(T, c)} \left(\frac{\sigma_c(T, c, d)}{\sigma_*} + \frac{1}{B k_a(T, c)} \right). \quad (14)$$

Сплошная кривая рис. 7 иллюстрирует результаты расчета критического напряжения сдвига в соответствии с выражением (12b), а штриховая — результаты расчета напряжения σ_u согласно уравнению (14) при значениях

параметров $c = 10^{-4}$, $d = 5 \mu\text{m}$, $B = 1.25$. Видно, что имеет место лишь качественное соотношение теоретических и экспериментальных значений σ_u . Пик на температурной зависимости этого напряжения в интервале температур $(0.2 - 0.25)T_m$ связан с динамическим деформационным старением, т.е. закреплением дислокаций атмосферами атомов углерода. Выяснение причины количественного расхождения между теорией и экспериментом требует отдельного анализа.

Таким образом, как и в случае металлов с ГЦК решеткой [1], подход к кривым деформационного упрочнения ОЦК металлов, базирующийся на уравнениях кинетики дислокаций, позволяет выявить и физически обосновать влияние структурных факторов (в рассматриваемом случае напряжения Пайерлса) на характер этих кривых и связанные с ними характеристики прочности и пластичности, такие как предел прочности и величина равномерной деформации, а также их изменение с температурой. Это обстоятельство открывает путь для моделирования поведения металлов и сплавов с ОЦК решетками в сложных, изменяющихся условиях эксплуатации.

Список литературы

- [1] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 2, 236 (2005).
- [2] V. Novak, S. Kadechova, B. Sestak, N. Zarubova. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 781 (1989).
- [3] R. Lachenmann, H. Schultz. Scripta Metall. **7**, 2, 155 (1973).
- [4] P.L. Pratt, F. Guin. Phys. Stat. Sol. **15**, 2, 539 (1966).
- [5] H. Mecking, U.F. Kocks. Acta Metall. **29**, 11, 1865 (1981).
- [6] Yu. Estrin, H. Mecking. Acta Metall. **32**, 1, 57 (1984).
- [7] Г.А. Малыгин. ФТТ **29**, 7, 2067 (1987).
- [8] G.A. Malygin. Phys. Stat. Sol. (a) **119**, 2, 423 (1990).
- [9] Г.А. Малыгин. ФТТ **43**, 10, 1832 (2001).
- [10] Г. Конрад. Структура и механические свойства металлов. Металлургия, М. (1967). С. 225.
- [11] Y. Nakada, A.S. Keh. Acta Metall. **16**, 7, 903 (1968).
- [12] D.F. Stein, J.R. Low. Acta Metall. **14**, 10, 1183 (1966).
- [13] P. Lewandowski, P. Chomel, J.P. Cottu. Rev. Appl. Phys. **17**, 1, 9 (1982).
- [14] А.П. Казанцев, В.Л. Покровский. ЖЭТФ **58**, 2, 677 (1970).
- [15] Г.А. Малыгин. ФММ **58**, 2, 360 (1984).
- [16] Г.А. Малыгин. ФТТ **34**, 9, 2882 (1992).
- [17] Р. Бернер, Г. Кронмюллер. Пластическая деформация монокристаллов. Мир, М. (1969). 272 с.
- [18] Н.И. Носкова, А.И. Журавлева, Н.Ф. Вильдинова, И.А. Петрурина. ФММ **64**, 3, 554 (1987).
- [19] Р. Флейшер, У. Хиббард. Структура и механические свойства металлов. Металлургия. М. (1967). С. 85.
- [20] Х. Конрад. Сверхмелкое зерно в металлах. Металлургия. М. (1973). С. 205.
- [21] R.P. Carreker, W.R. Hibbard. J. Metals **9**, 10, 1157 (1957).