

Влияние внутренних напряжений на ползучесть меди

© А.И. Петров, М.В. Разуваева

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: An.Petrov@mail.ioffe.ru, M.Razuvaeva@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 17 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 4 декабря 2025 г.
Принято к публикации 4 декабря 2025 г.

Рассмотрено влияние сдвигового напряжения на кинетику ползучести Cu (99.95 %) в интервале температур от 373 до 923 К. Обнаружено совпадение оценок внутреннего напряжения, выполненных разными способами, что позволило исключить влияние на внутреннее напряжение деформационных точечных дефектов, атомов примесей и скопления дислокаций. Показано, что в области сравнительно высоких напряжений, где выполняется экспоненциальная зависимость скорости ползучести от напряжения, ползучесть контролируется самодиффузией, а при высоких температурах в области степенной зависимости — диффузией по ядрам дислокаций. В промежуточной температурной области наблюдается изменение наклона зависимостей скорости ползучести от напряжения, при этом происходит уменьшение активационных параметров: энергии самодиффузии до диффузии по ядрам дислокаций, а величина активационного объема уменьшается в три раза. Сделан вывод, что механизм пластической деформации меди при промежуточных температурах испытания меняется в зависимости от температуры, величины приложенного напряжения и величины внутреннего напряжения, обусловленного деформационным упрочнением.

Ключевые слова: сдвиговые напряжения, плотность дислокаций, энергия активации, активационный объем, самодиффузия, диффузия по ядрам дислокаций, механизм деформации.

DOI: 10.61011/JTF.2026.03.62539.63-25

Введение

Известно [1], что из-за малой величины барьеров Пайерлса подвижность дислокаций в ГЦК металлах контролируется в основном локальными препятствиями, которые могут быть введены до деформации (например, примесные атомы) или формируются в процессе деформации (дислокации, скопления дислокаций, выделение примесных атомов и точечных дефектов на дислокациях).

При испытании чистых металлов в области средних температур дислокационная структура формируется на первой стадии ползучести и создает дальнодействующие встречные внутренние напряжения τ_i для движущихся на стационарной стадии ползучести дислокаций [2]. По этой причине в диапазоне умеренных температур испытания ($(0.3-0.5)T_m$) скорость стационарной ползучести $\dot{\varepsilon}$, изменяющаяся экспоненциально в зависимости от приложенного сдвигового напряжения τ , записывается в виде [2]:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{H_0 - V(\tau - \tau_i)}{kT}\right), \quad (1)$$

где $\dot{\varepsilon}_0$ — частотный фактор, величина которого может быть взята равной 10^7 s^{-1} [3], k — постоянная Больцмана, H_0 — энергия активации, которая в дислокационных моделях близка к энергии самодиффузии Q_{SD} [4] или энергии граничной диффузии [5], $(\tau - \tau_i)$ — действующее напряжение, V — активационный объем.

Показано [6], что при температуре испытания $T \approx 0.5T_m$ смена низкотемпературного механизма деформации, связанного с консервативным движением дислокаций, на высокотемпературный обусловлена диффузионными процессами и происходит при напряжении $\tau = \tau_i$. В то же время, как показывают экспериментальные данные [7], при промежуточных температурах испытания 473–763 К зависимости $\log \dot{\varepsilon} - \tau$ испытывают изломы, природа которых до сих пор окончательно не выяснена.

В настоящей работе продолжено изучение влияния внутренних напряжений на вид зависимости скорости ползучести от напряжения и кинетические параметры уравнения (1). Целью настоящей работы является оценка влияния плотности дислокаций на сопротивление деформированию меди. При выполнении работы авторы использовали результаты работ [7,8], в которых приведены данные по зависимости скорости ползучести меди в широкой области температур испытания в условиях одноосного растяжения.

1. Оценка величины внутренних напряжений в меди

В настоящей работе при высоких температурах испытания использовали полученные ранее [7] величины чувствительности к напряжению (n) и значение энергии

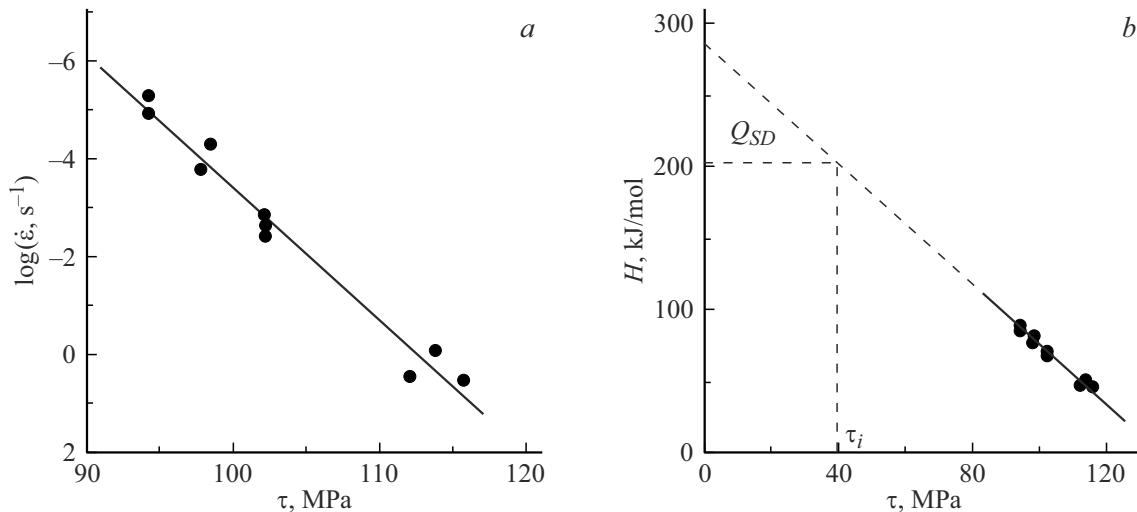


Рис. 1. Зависимость скорости ползучести (*a*) по данным [7] и энергии активации (*b*) от величины сдвигового напряжения для меди с размером зерна 100 $\mu\text{м}$ при температуре испытания 373 К.

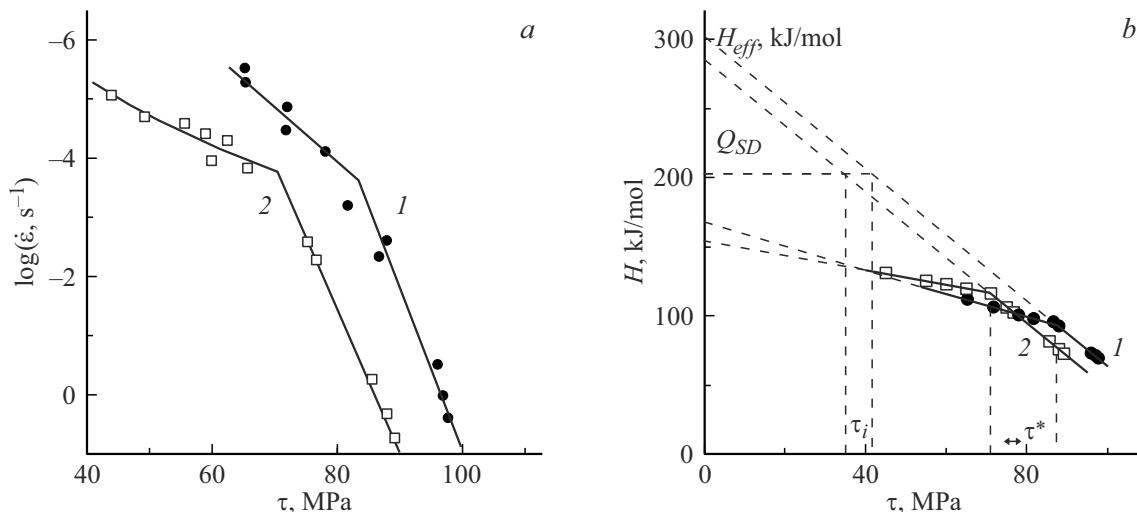


Рис. 2. Зависимость скорости ползучести (*a*) по данным [7] и энергии активации (*b*) от сдвигового напряжения для меди при температуре испытания: 1 — 473, 2 — 548 К.

активации (Q) согласно зависимости

$$\dot{\varepsilon} = A \left(\frac{\tau}{G} \right)^n \exp \left(-\frac{Q}{kT} \right), \quad (2)$$

где G — модуль сдвига, τ — напряжение сдвига.

В области низких температур оценивали величину активационного объема V , эффективную (какущуюся) энергию активации H_{eff} и текущую величину энергии активации $H(\tau)$:

$$V = kT \frac{\Delta \ln \dot{\epsilon}}{\Delta \tau}, \quad (3)$$

$$H_{\text{eff}} = kT \frac{\ln \dot{\epsilon}_0}{A}, \quad (4)$$

где $\ln A$ — скорость ползучести при экстраполяции прямой $\log \dot{\varepsilon} - \tau$ на напряжение $\tau = 0$;

$$H(\tau) = kT \ln \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}(\tau)} + V\tau. \quad (5)$$

Величина внутреннего напряжения определяли исходя из (1) и (4):

$$\tau_i = \frac{H_{\text{eff}} - Q_{\text{SD}}}{V}, \quad (6)$$

поскольку из уравнения (1) следует, что $H_{\text{eff}} = Q + V\tau_i$.

Рассчитанные значения τ_i сравнивали с величинами внутренних напряжений, рассчитанных из независимых данных измерения плотности дислокаций ρ [2]:

$$\tau_i = \alpha G b \sqrt{\rho}, \quad (7)$$

где $\alpha = (0.2-0.4)$ — атермическая постоянная, b — вектор Бюргерса. Для меди величина постоянной $\alpha = 0.31$ [9].

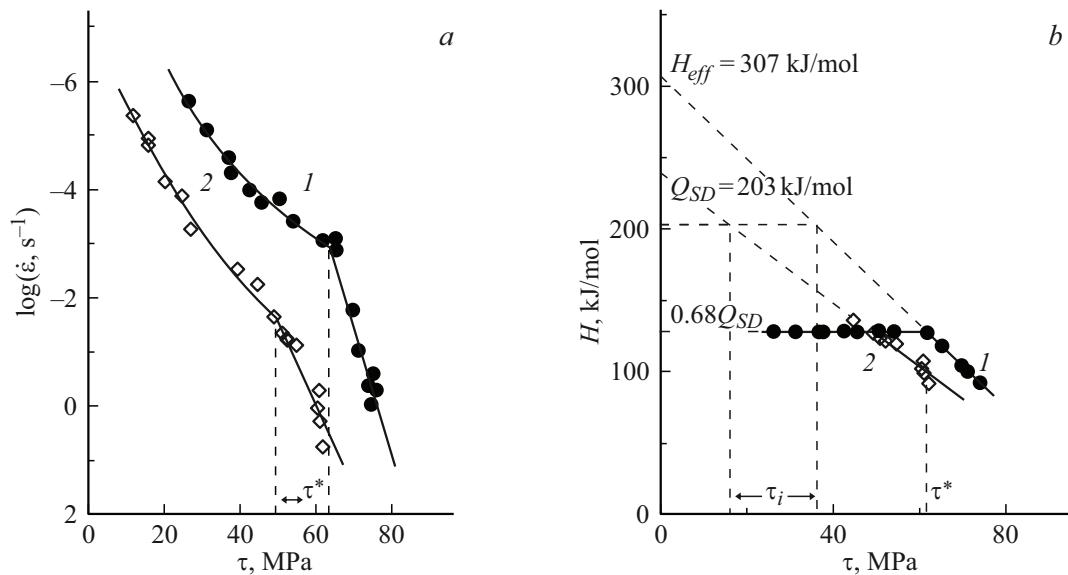


Рис. 3. Зависимость скорости ползучести (а) по данным [7] и энергии активации (б) от сдвигового напряжения для меди при температуре испытания: 1 — 623, 2 — 763 К.

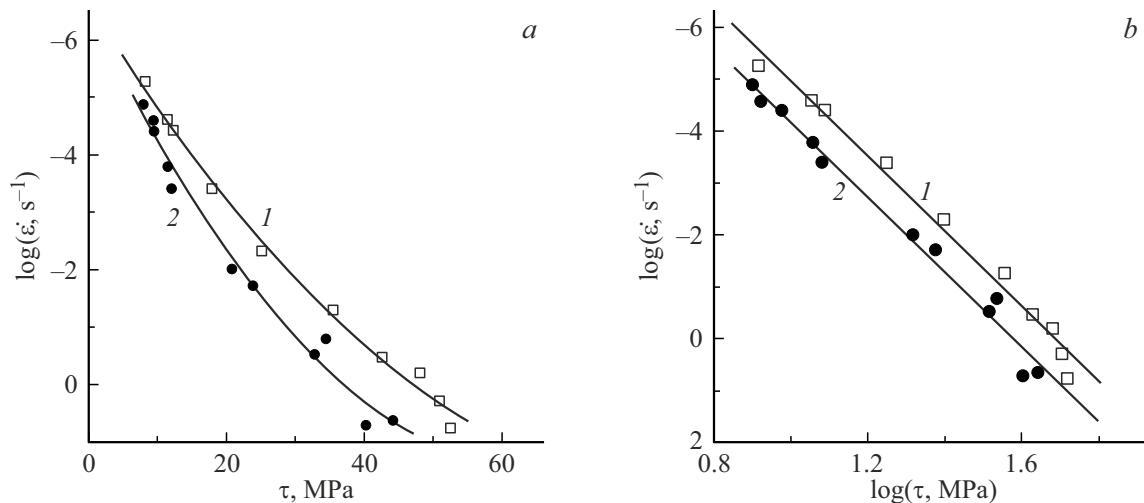


Рис. 4. Зависимость скорости ползучести от сдвигового напряжения для меди по данным [7] в полулогарифмических (а) и двойных логарифмических (б) координатах при температуре испытания: 1 — 863, 2 — 923 К.

2. Оценка активационных параметров

На рис. 1–4 представлены данные по зависимости скорости ползучести от напряжения для меди (99.95 %), полученные в работе [7], и текущие значения энергии активации ползучести в зависимости от величины сдвигового напряжения и температуры испытания. Образцы предварительно отжигали в вакууме при температуре 953 К в течение 1 h и испытывали в диапазоне температур от 373 до 923 К в атмосфере гелия. Размер зерна после отжига составил 100 μm .

Рассмотрим данные для меди, испытанной при $T = 373$ К (рис. 1, а). Видно, что имеет место экспоненциальная зависимость $\dot{\varepsilon}$ от τ ; величина активационно-

го объема — $V = 2.1 \text{ kJ}/(\text{mol}\cdot\text{MPa})$. Обработка данных показала (рис. 1, б), что величина эффективной энергии активации составляет 286 kJ/mol. Таким образом, при энергии активации самодиффузии меди $Q_{SD} = 203 \text{ kJ/mol}$ получаем величину $\tau_i = 39.5 \text{ MPa}$.

Данные испытания образцов меди при температурах 473 и 548 К показаны на рис. 2, а. Видно, что в отличие от предыдущего случая испытание при более высоких температурах заметно усложнило характер зависимости скорости ползучести от напряжения и привело к появлению изломов в точке при напряжениях $\tau \approx \tau^*$ и уменьшению величины активационного объема V в случае испытания при $T = 473$ К примерно в 3 раза. Отметим, что величина энергии активации при напряжении

$\tau \approx \tau^*$ составила в среднем около $0.5Q_{SD}$. На рис. 2, б представлены результаты обработки данных рис. 2, а, из которых следует, что величины внутренних напряжений составили 41.6 и 35.5 MPa соответственно при 473 и 548 K.

Обработка данных, полученных при напряжениях $\tau < \tau^*$, показала, что величины эффективной энергии активации составили 167 и 153 kJ/mol соответственно при 473 и 548 K.

При последующем повышении температуры до значений 623 и 763 K (рис. 3) также наблюдается излом зависимостей $\log \dot{\varepsilon} - \tau$. При напряжениях $\tau > \tau^*$ имеет место экспоненциальная зависимость скорости ползучести от напряжения, а при $\tau < \tau^*$ — степенная зависимость с величиной коэффициента $n = 7$ и энергией активации ползучести $Q = 128$ kJ/mol (по данным [7] близкой к энергии активации трубочной диффузии). Оценки показали, что величина внутренних напряжений в случае экспоненциальной зависимости $\dot{\varepsilon} - \tau$ составляет 34 и 16 MPa при 623 и 763 K. Отметим, что, как следует из рис. 3, б, переход от экспоненциальной к степенной зависимости скорости ползучести от напряжения происходит при напряжениях $\tau \approx \tau^*$.

В области температур, значительно превышающих $0.5T_m$ (863 и 923 K), в меди наблюдается только степенная зависимость скорости ползучести от напряжения (рис. 4, а) с коэффициентом чувствительности к напряжению $n = 7$ (рис. 4, б). Эта величина характерна для крупнозернистой меди в условиях, при которых ползучесть осуществляется движением дислокаций и контролируется диффузией по дислокационным трубкам с энергией активации, не зависящей от напряжения, $Q = 128$ kJ/mol [10, 11] (рис. 5).

В дополнение к приведенным выше данным для меди с размером зерна 100 μm рассмотрим данные для

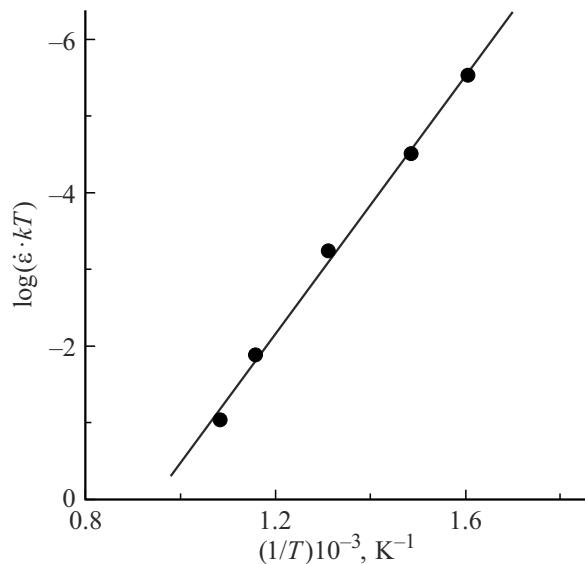


Рис. 5. Зависимость скорости деформации от обратной температуры для меди при напряжении $\tau/G = 1 \cdot 10^{-3}$.

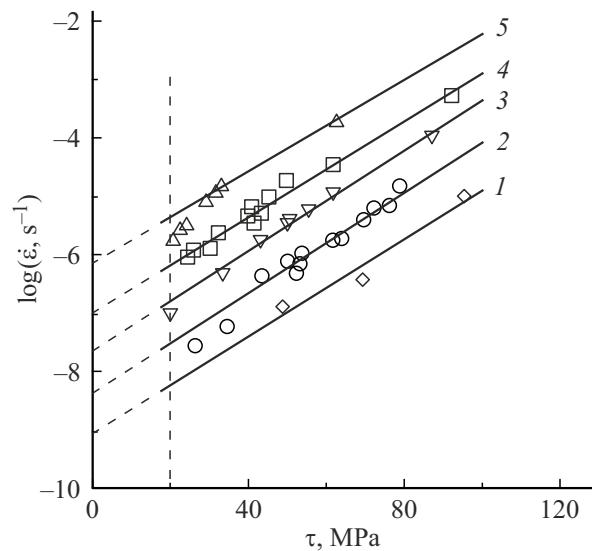


Рис. 6. Зависимость скорости ползучести от сдвигового напряжения для поликристаллической меди (99.999 %) с размером зерна 250 μm при различных температурах испытания: 1 — 623, 2 — 673, 3 — 723, 4 — 773, 5 — 823 K.

Зависимость величины внутренних напряжений в меди от температуры испытания и размера зерна

Размер зерна, μm	Температура испытания, K	Величина τ_i , MPa
100 [7]	373	39.5
	473	41.5
	548	35.5
	623	34
	763	16
250 [8]	623–823	8

образцов меди с размером зерна 250 μm . На рис. 6 по данным работы [8] приведены зависимости скорости ползучести от величины сдвигового напряжения в диапазоне температур испытания 623–823 K. При напряжении $\tau > 20$ MPa экспериментальные данные описываются экспоненциальной зависимостью (1) с эффективной энергией активации, составляющей 205, 201, 202, 210 и 215 kJ/mol соответственно для каждой кривой при росте температуры от 623 до 823 K. Величина активационного объема V не зависит от температуры и напряжения и составляет 0.6 kJ/(mol·MPa). Следовательно, при среднем значении энергии активации (207 ± 4) kJ/mol величина внутренних напряжений составляет не более 8 MPa.

В таблице приведены данные значения величин внутренних напряжений в зависимости от температуры и размера зерна, из которой видно, что в случае $d = 100 \mu\text{m}$ величина τ_i практически не зависит от температуры в диапазоне 373–623 K, но она резко уменьшается при температуре испытания 763 K. При

большем размере зерна $d = 250 \mu\text{m}$ величина τ_i также постоянна, но существенно меньше по величине. Таким образом, из приведенных данных следует, что деформационное упрочнение, обусловленное взаимодействием дислокаций в области экспоненциальной ползучести, оказывает заметное влияние на величину эффективной энергии активации ползучести меди только в случае небольшого по размеру зерна.

3. Обсуждение результатов

Проведенные, согласно уравнению (1), оценки величины внутренних напряжений сделаны в предположении о диффузионном механизме пластической деформации меди в области средних температур испытания. Предполагалось также, что внутренние напряжения обусловлены только деформационным упрочнением, связанным с ростом плотности дислокаций. Однако нельзя исключить, что источниками внутренних напряжений в меди могут быть также точечные дефекты, диффундирующие к дислокациям и затрудняющие их движение, и атомы примесей, которые имеют тенденцию собираться на дислокациях, образуя атмосферу Коттрелла. Кроме того, источником внутренних напряжений могут быть и скопления дислокаций, наличие которых увеличивает τ_i в $\sqrt{n'}$ раз (n' — число дислокаций в скоплении [2]). Так, при наличии скоплений из 20–40 дислокаций, необходимых для образования зародышевых пор на стационарной стадии ползучести [12], величина τ_i на этой стадии крипа может увеличиться в 5–6 раз, что может даже компенсировать приложенное сдвиговое напряжение.

Для выяснения природы внутренних напряжений в меди сопоставим рассчитанные, согласно уравнению (1), величины τ_i (формула (6)) с величинами внутренних напряжений, вызванных ростом плотности дислокаций (уравнение (7)). Как видно из данных, представленных на рис. 7, определенные независимыми способами величины τ_i достаточно хорошо совпадают во всем диапазоне температур, где наблюдается экспоненциальная зависимость $\dot{\epsilon}$ от τ . Последнее означает, что в случае изотермических испытаний внутренние напряжения в меди, по-видимому, в большей степени определяются ростом плотности дислокаций.

Совпадение величин τ_i , рассчитанных, согласно уравнению (1), с независимой оценкой τ_i по изменению плотности дислокаций также свидетельствует о том, что уравнение (1) с указанными параметрами, предэкспонентой $\dot{\epsilon}_0$, энергией самодиффузии Q_{sd} и активационным объемом V действительно описывает поведение образцов меди в области промежуточных температур испытания.

Сделанный вывод подтверждается данными исследования поликристаллической меди марки М006 [13]. Методом дифракционной электронной микроскопией были исследованы дислокационные субструктуры (ДС), формирующиеся в меди при разрушении в условиях пол-

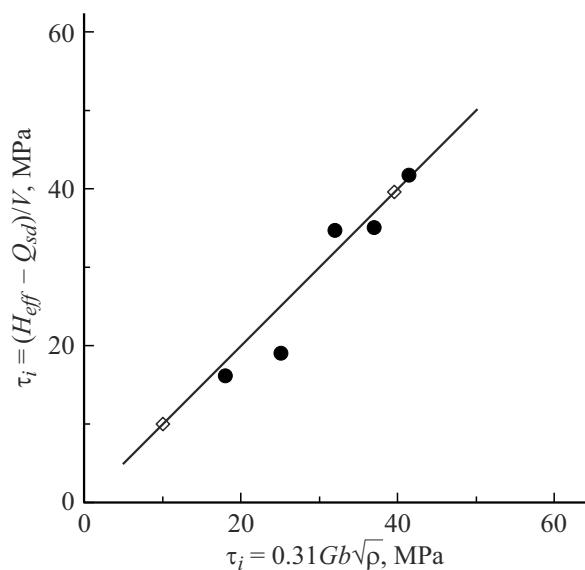


Рис. 7. Сопоставление величин внутренних напряжений в меди (размер зерна $100 \mu\text{m}$) при различных температурах испытания, определенных различными методами (●) или только по величине плотности дислокаций (◊).

зучести. Субструктура меди состоит из следующих типов ДС: хаотически распределенные дислокации (56 %); ячеистая субструктура (36 %); сетчатая субструктура (5 %); полосовая субструктура (3 %); дислокационные сгущения (3 %); оборванные субграницы (2 %); а вблизи зоны разрушения основным типом ДС является субзеренная структура. Скалярную плотность дислокаций $\langle\rho\rangle$ устанавливали отдельно для каждого типа ДС. Ее среднюю величину рассчитывали с учетом объемной доли каждого типа ДС согласно выражению:

$$\langle\rho\rangle = \sum_i P_{Vi} \rho_i, \quad (8)$$

где ρ_i — скалярная плотность дислокаций в определенном типе ДС, P_{Vi} — объемная доля материала, занятая этим типом ДС.

Показано, что в зернах меди и в ячеистой субструктуре величина $\langle\rho\rangle$ составила $\sim 2.1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$, в полосовой субструктуре — $\sim 2.6 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$, в сетчатой ДС — $\sim 4.4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$, в субзеренной структуре — $\sim 1.1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$.

Отметим, что при рассмотрении субструктур деформированной меди отсутствует информация об образовании двойниковых структур. Образование двойников, как и других видов переориентации, связано с образованием локальных полей внутренних напряжений и последующего образования трещин. Механическое двойникование в меди является одним из преобладающих механизмов деформации в случае затруднения деформации скольжением, например, при ударно-волновом нагружении. Так, в работе [14] показано, что при высокоскоростном нагружении ($\sim 10^4 \text{ s}^{-1}$) наряду с ячейками, имеющими

малоугловые границы, и зернами с большеугловыми границами на ранних стадиях нагружения образуются двойники деформации. При дальнейшей деформации двойники искажаются и образуют большеугловые границы произвольной ориентации.

Формально силовая и температурная зависимость скорости ползучести может быть описана уравнением Журкова [15]:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right), \quad (9)$$

в котором для меди в экспоненциальной области [7] были получены следующие значения кинетических параметров: $\dot{\varepsilon}_0 = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $U_0 = 323.5 \text{ kJ/mol}$, структурный параметр $\gamma = 0.65 \text{ kJ}/(\text{mol}\cdot\text{MPa})$ для нормальных напряжений и $\gamma = 2.0 \text{ kJ}/(\text{mol}\cdot\text{MPa})$ для сдвиговых напряжений. Отметим, что $\gamma = V/m$ и $\sigma = \tau \cdot m$, где $m = 3.06$ — фактор Тейлора.

Ранее [16] был сделан вывод о том, что поведение ГЦК металлов под нагрузкой определяется не нормальными, а сдвиговыми напряжениями, величина которых определяет подвижность дислокаций. При этом сдвиговое напряжение, которое действует на данный дислокационный сегмент, состоит из двух слагаемых: приложенного сдвигового напряжения τ и внутреннего напряжения τ_i , которое характеризуется как мера тормозящего влияния структуры на скользящую дислокацию.

Из приведенных в [7] данных следует, что величина U_0 соизмерима с величиной эффективной энергии активации ($\cong 300 \text{ kJ/mol}$), полученной без учета действия внутреннего напряжения. Это означает, что заключения о механизме разрушения и пластической деформации, сделанные на основании выражения (9), можно считать недостаточно обоснованными. Так, например, было сделано заключение [15], что процесс разрушения, связанный с разрывами межатомных связей, и последующее образование микронесплошностей начинается в условиях одноосного напряженного состояния на второй стадии ползучести. Однако имеющиеся в литературе данные [17–21] свидетельствуют о другом механизме развития разрушения. Известно [22,23], что одноосное напряженное состояние в однородной части образца изменяется при образовании шейки на трехосное напряженное состояние со средним напряжением σ_m , равным одной трети от суммы главных напряжений:

$$\sigma_m = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3 \quad (10)$$

где σ_1 — осевое напряжение, σ_2 — радиальное напряжение, σ_3 — тангенциальное напряжение.

Всестороннее растягивающее напряжение σ_m уменьшает энергию образования вакансий, что, вероятно, способствует образованию пор по оси шейки, где величина σ_m по оценкам [22] максимальна. Слияние пор с образованием магистральной трещины происходит при условии перекрытия напряжений между порами

(расстояние между порами становится равным размеру пор [17,24]).

Показано также [18], что при компенсации растягивающего давления в шейке внешним всесторонним давлением число пор на площадке отрыва уменьшается. При дальнейшем увеличении давления поры не образуются, и наблюдается переход от разрушения отрывом к разрушению срезом [25,26].

Заметим, что при больших деформациях в шейке создается текстура, которая оказывает заметное влияние на образование сильно разориентированных фрагментов [27]. Отмечается [27], что выявлению связи между кристаллографической текстурой и фрагментацией уделяется большое внимание в литературе [28–35].

В работах [36,37] показано, что исходная ориентация зерен существенно влияет на деформационно-дислокационную структуру при растяжении меди уже при степенях деформации 0.3. Образцы Cu (99.999 %) с размером зерен 190 μm заранее деформировали при 18 °C до величины истинной деформации 0.22. Обнаружено, что при последующем растяжении формирование микроструктуры происходит неоднородно по объему образца и зависит от ориентации зерен. В зернах с ориентацией [100] параллельно оси растяжения наблюдается высокая неоднородность по ориентации зерен вплоть до образования фрагментов. Другая микроструктура с зернами [111], в отличие от предыдущей, сохраняет ориентацию зерен. В этой же структуре наблюдается высокая плотность дислокаций, на 50 %–100 % выше, чем в структуре зерен [100].

В работе [27] исследована эволюция микроструктуры меди в процессе одноосного растяжения при больших пластических деформациях в области шейки в интервале истинной деформации от 0.45 до 1.15. Обнаружено, что одновременно с деформационной микроструктурой в меди возникает текстура, состоящая из двух компонент. Уже при деформации 0.45 образуется кристаллографическая текстура с зернами, ориентированными преимущественно в направлениях [100] и [111] параллельно оси растяжения. С ростом деформации в шейке текстура становится острее (максимальная полносная плотность увеличивается примерно в 1.5 раза). Выявлено, что при росте деформации зерна, относящиеся к компоненте [100], легко деформируются и разбиваются на сильно ($\sim 15^\circ$) разориентированные фрагменты. В то же время зерна с ориентацией [111] сохраняют однородную ориентацию. Таким образом, обнаружено, что при больших пластических деформациях меди в шейке образуется микроструктура, состоящая из малоугловых ($> 5^\circ$) дислокационных границ ячеек и большеугловых границ фрагментов ($\theta > 15^\circ$) деформационного происхождения, на которых, согласно [28], образуются микронесплошности.

Отметим, что уравнение Журкова является не единственным выражением для описания зависимости скорости ползучести и долговечности от напряжения и температуры. Другим эмпирическим уравнением является

степенное уравнение, предложенное в работе [38]:

$$\dot{\varepsilon} = A \left(\frac{\tau}{G} \right)^n \left(\frac{b}{d} \right)^p \exp \left(-\frac{Q_c}{RT} \right), \quad (11)$$

в котором n и p характеризуют зависимость скорости ползучести от напряжения и размера зерна (d); параметр n изменяется от 4 до 7; параметр p — в пределах от 0 до 1; Q_c — энергия активации ползучести. Обработка данных, полученных в широком интервале температур и эволюции микроструктуры [39–42], проведенных с учетом действующего напряжения ($\tau - \tau_i$) и зависимости предэкспоненциального множителя A от коэффициента диффузии и температуры, показала следующее: в области температур $T \approx 0.5T_m$ для большинства металлов величина n становится равной 4–5, а процесс ползучести контролируется решеточной диффузией. При коэффициенте $n + 2$ ползучесть контролируется диффузией по ядрам дислокаций. При меньших температурах при $n > 7$ имеет место экспоненциальная зависимость скорости ползучести от напряжения с энергией активации, зависящей от напряжения.

Из приведенных выше данных для меди следует, что при температурах испытания от 373 до 763 К в области напряжений $\tau > \tau^*$ истинная величина энергии активации процесса ползучести равна энергии самодиффузии (при обработке данных в координатах $\log \dot{\varepsilon} - (\tau - \tau_i)$). При температурах испытания в области от 623 до 923 К при напряжениях $\tau < \tau^*$ зависимость скорости ползучести от напряжения может быть описана степенной зависимостью со значением параметра $n \approx 7$. Величина энергии активации оказалась равной энергии активации трубочной диффузии (128 кДж/моль).

При температурах испытания 473 и 548 К величина Q_c оказалась равной (160 ± 7) кДж/моль. Близкое значение величины Q_c при кручении меди получено в этом же температурном интервале (от ~ 400 до ~ 600 К). Однако при температурах испытания вне указанного интервала энергия активации ползучести составила 128 кДж/моль [43]. Можно предположить, что в указанном температурном интервале происходит сегрегация подвижными неравновесными вакансиями и примесными атомами дислокаций, что и приводит к аномальным значениям величин энергии активации на температурной зависимости Q_c .

Выводы

На основании рассмотренных данных о влиянии внутренних атермических напряжений, обусловленных ростом плотности дислокаций, на кинетику ползучести в широком диапазоне температур испытания меди можно сделать следующие выводы:

1. Показано, что ограничение подвижности дислокаций в результате дислокационно-деформационного упрочнения оказывает существенное влияние на кинетические параметры ползучести меди (энергию активации

ползучести и активационный объем), т. е. на механизм пластической деформации.

2. Показано, что в области температур и напряжений, где выполняется экспоненциальная зависимость скорости ползучести от напряжения, энергия активации ползучести равна энергии самодиффузии.

3. Показано, что образование изломов на силовой зависимости скорости ползучести от напряжения сопровождается уменьшением энергии активации и активационного объема.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.К. Mukherjee, J.E. Dorn. Trans. Met. Soc., AIME, **230**, 1065 (1964).
- [2] Ж. Фридель. *Дислокации* (Мир, М., 1967)
- [3] В.И. Трефилов, В.Ф. Моисеев, Э.П. Печковский. *Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов* (Наукова думка, Киев, 1987)
- [4] H. Luthy, A.K. Miller, O.D. Sherby. Acta Metallurgica, **28**, 169 (1980).
- [5] S.L. Robinson, O.D. Sherby. Phys. Stat. Sol. (a), **1**, K119 (1970).
- [6] А.И. Петров, М.В. Разуваева. ЖТФ, **81** (10), 36 (2011). [A.I. Petrov, M.V. Razuvaeva. Tech. Phys., **56** (10), 1415 (2011). DOI: 10.1134/S1063784211100161]
- [7] М.М. Myshlyev, W.A. Stepanov, V.V. Shpeizman. Phys. Stat. Sol. (a), **3**, 393 (1971).
- [8] S.V. Raj, T.G. Langdon. Acta Metall., **37** (3), 843 (1989). DOI: 10.1016/0001-6160(89)90011-4
- [9] M.E. Kissner. Acta Mater., **52**, 1 (2004). DOI: 10.1016/j.actamat.2003.08.019
- [10] Х.Дж. Фрост, М.Ф. Эшби. *Карта механизмов деформаций* (Металлургия, Челябинск, 1989)
- [11] Г.П. Грабовецкая. *Зернограничная диффузия и ползучесть субмикрокристаллических металлических материалов, полученных методами интенсивной пластической деформации* (Автореф. канд. дисс., Томск, 2008), 32 с.
- [12] В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев. ФГТ, **47** (5), 801 (2005). [V.I. Betekhtin, A.G. Kadomtsev. Phys. Solid State, **47** (5), 825 (2005). DOI: 10.1134/1.1924839]
- [13] С.В. Коновалов, Д.В. Загуляев, Н.Г. Ярополова, И.А. Комисарова, Ю.Ф. Иванов, В.Е. Громов. Известия вузов. Цветная металлургия, **3**, 64 (2015). DOI: 10.17073/0021-3438-2015-3-64-70
- [14] В.И. Зельдович, Н.Ю. Фролова, А.Э. Хейфец, И.В. Хомская, Е.В. Шорохов. ФММ, **121** (5), 495 (2020). DOI: 10.31857/S0015323020050150 [V.I. Zel'dovich, N.Y. Frolova, A.E. Kheifets, I.V. Khomskaya, E.V. Shorokhov. Phys. Metals Metallography, **121** (5), 446 (2020)]
- [15] В.Р. Регель, А.И. Слуцкер, Э.Е. Томашевский. *Кинетическая природа прочности твердых тел* (Наука, М., 1974)
- [16] Г.А. Малыгин, Г.В. Владимирова. В кн.: *Проблемы прочности и пластичности твердых тел* (Наука, Л., 1979), с. 96.

- [17] В.В. Рыбин, В.А. Лихачев. ФММ, **44** (5), 1085 (1977).
- [18] А.И. Петров, М.В. Разуваева. ЖТФ, **84** (2), 35 (2014).
[A.I. Petrov, M.V. Razuvaeva. Tech. Phys., **59** (2), 190 (2014). DOI: 10.1134/S1063784214020170]
- [19] H. Kobayashi, R. Ohki, T. Itoh, M. Sakane. Engineering Fracture Mechanics, **174**, 30 (2017). DOI: 10.1016/j.engfracmech.2017.01.001
- [20] M.E. Kassner, T.A. Hayes. Intern. J. Plasticity, **19** (10), 1715 (2003). DOI: 10.1016/s0749-6419(02)00111-0
- [21] M. Sakane, H. Tokura. Int. J. Damage Mech., **11**, 247 (2002). DOI: 10.1106/105678902026412
- [22] П. Бриджмен. Исследование больших пластических деформаций и разрыва (ИЛ, М., 1955)
- [23] Н.Н. Давиденков, Н.И. Спиридонова. Зав. лаб., **11** (6), 583 (1945).
- [24] А.И. Петров, М.В. Разуваева. ЖТФ, **85** (4), 130 (2015). [A.I. Petrov, M.V. Razuvaeva. Tech. Phys., **60** (4), 607 (2015). DOI: 10.1134/S1063784215040210]
- [25] I.E. Franch, P.F. Weinrich. Metall. Trans., A, **6** (4), 785 (1975). DOI: 10.1007/bf02672300
- [26] P.F. Weinrich, I.E. Franch. Acta Metall., **24** (4), 317 (1976). <https://link.springer.com/article/10.1007/BF02659814>
- [27] Н.Ю. Золотаревский, В.В. Рыбин, Э.А. Ушанова, В.Н. Перевезенцев. Научно-технические ведомости СпбГПУ. Физ.-мат. науки, **15** (4), 147 (2022). [N.Yu. Zolotorevsky, V.V. Rybin, E.A. Ushanova, V.N. Perevezentsev. St. Petersburg State Polytechnical University J., Phys. Mathem., **15** (4), 147 (2022). DOI: 10.18721/JPM.15411]
- [28] В.В. Рыбин. Большие пластические деформации и разрушение металлов (Металлургия, М., 1986)
- [29] D.A. Hughes, N. Hansen. Acta Materialia, **45** (9), 3871 (1997). DOI: 10.1016/S1359-6454(97)00027-X
- [30] D.A. Hughes, N. Hansen. Acta Materialia, **148** (4), 374 (2018). DOI: 10.1016/j.actamat.2018.02.002
- [31] Н.Ю. Золоторевский, Е.В. Нестерова, В.В. Рыбин, Ю.Ф. Титовец. ФММ, **99** (1), 80 (2005). [N.Yu. Zolotorevsky, E.V. Nesterova, V.V. Rybin, Yu.F. Titovets. Phys. Metals Metallography, **99** (1), 73 (2005).]
- [32] B. Bacroix, S. Queyreau, D. Chaubet, E. Siv, Th. Chauveau. Acta Materialia, **160** (11), 121 (2018). DOI: 10.1016/j.actamat.2018.08.044
- [33] A. Despres, M. Zecevic, R.A. Lebensohn, J.D. Mithieux, F. Chassagne, C.W. Sinclair. Acta Mater., **182** (1), 184 (2020). DOI: 10.1016/j.actamat.2019.10.023
- [34] N.Yu. Zolotorevsky, V.V. Rybin, I.V. Khomskaya, E.A. Ushanova, A.N. Matvienko. Philosophical Magazine, **100** (11), 1499 (2020). DOI: 10.1080/14786435.2020.1727038
- [35] K. Sedighiani, K. Traka, F. Roters, J. Sietsma, D. Raabe, M. Diehl. Acta Mater., **237** (9), 118167 (2022). DOI: 10.1016/j.actamat.2022.118167
- [36] X. Huang. Scripta Mater., **38** (11), 1697 (1998).
- [37] X. Huang, A. Borrego, W. Pantleon. Mater. Sci. Eng. A, **319–321** (12), 237 (2001).
- [38] B. Wilshire, A.J. Battenbough. Mater. Sci. Eng. A, **443**, 156 (2007). DOI: 10.1016/j.msea.2006.08.094
- [39] M.E. Kassner. Fundamentals of creep in metals and alloys (Butterworth-Heinemann, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 2015)
- [40] J. Webb, S. Gollapudi, I. Charit. Intern. J. Refractory Metals and Hard Mater., **82** (8), 69 (2019). DOI: 10.1016/j.ijrmhm.2019.03.022
- [41] M.E. Kassner. Metals, **10**, 1284 (2020). DOI: 10.3390/met10101284
- [42] X. Xiao, Sh. Li, L. Yu. Intern. J. Plasticity, **157**, 103394 (2022). DOI: 10.1016/j.ijplas.2022.103394
- [43] Г.А. Малыгин. ФММ, **34** (1), 191 (1972).