

Оценка активационных параметров в меди при переходе от экспоненциальной к степенной зависимости скорости ползучести от напряжения

© 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

(Поступило в Редакцию 8 февраля 2011 г.)

Приведены результаты оценки активационных параметров в области экспоненциальной (I) и степенной (II) зависимостей скорости стационарной ползучести поликристаллической меди от напряжения. Показано, что в области I величина упругого дальнедействующего напряжения, создаваемого дислокациями, может быть определена непосредственно из зависимости скорости ползучести от напряжения. Предложен энергетический критерий перехода из области ползучести I в область II.

Известно [1], что существуют две области температур, в которых процессы ползучести поликристаллов существенно различаются по феноменологическому описанию и по характеру изменения структуры при деформации. Граница между областями зависит от напряжения и при его увеличении смещается в область низких температур. При больших напряжениях в низкотемпературной области скорость стационарной ползучести $\dot{\epsilon}$ изменяется экспоненциально в зависимости от приложенного сдвигового напряжения τ [2]

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

где $\dot{\epsilon}_0$ — кинетическая константа, величина которой может быть взята равной 10^6 s^{-1} [3], k — постоянная Больцмана, H_0 — энергия активации, которая в дислокационных моделях близка к энергии самодиффузии [4,5], $(\tau - \tau_\mu)$ — эффективное напряжение в местах термофлуктуационных перестроек, τ_μ — дальнедействующее внутреннее напряжение, создаваемое дислокациями, V — активационный объем.

Установлено [6], что при умеренных температурах $(0.3-0.5)T_m$ механизм пластической деформации связан с выходом дислокаций из границ блоков и их последующим перемещением через объем ячеек. Величина активационного объема V в выражении (1) определяется размером сетки дислокаций в границах блоков l_C и шириной расщепленной дислокации d [2]

$$V = l_C b d. \quad (2)$$

Переход из низкотемпературной в высокотемпературную область наблюдается при температурах выше $0.35T_m$. Согласно модели дислокационной ползучести, скорость установившейся ползучести в этой области

описывается степенным выражением [7,8]

$$\dot{\epsilon} = \frac{A_S D^* G b}{kT} (\tau/G)^n, \quad (3)$$

где A_S — постоянная, D^* — эффективный коэффициент диффузии, G — модуль сдвига, n — безразмерная константа, определяющая чувствительность к напряжению, величина которой изменяется в пределах от 4 до 7.

В работе [9] проведен анализ данных зависимости времени до разрушения образцов Al и α -Fe от напряжения в широком диапазоне температур испытания. Показано, что при учете температурной зависимости модуля сдвига и внутренних напряжений, значения активационных параметров близки к величинам, определенным по методу температурных скачков или при непрерывном изменении температуры опыта. Так, в области средних температур испытания начальная энергия активации H_0 в выражении (1) близка к энергии самодиффузии.

Известно [10], что эволюция дислокационной структуры в процессе деформации металлов зависит от величины энергии дефекта упаковки γ , которая определяет степень расщепления дислокаций и легкость поперечного скольжения винтовых компонент дислокаций. Рассмотренные в [9] металлы относятся к материалам с высоким значением энергии γ , для которых в области выполнения I характерна ячеистая структура с совершенными и узкими стенками и постоянной плотностью дислокаций на стационарной стадии ползучести [11]. Величина активационного объема V и внутренних напряжений τ_μ в процессе испытания Al и α -Fe были также постоянными, что существенно облегчило анализ экспериментальных данных.

В настоящей работе рассмотрена возможность предложенного в [9] способа обработки данных по ползучести для ГЦК-металлов с низким значением энергии дефекта упаковки. Для этих металлов наблюдаются особенности, не характерные для ГЦК-металлов с высоким значением γ , например размытость границ блоков, зави-

симость плотности дислокаций от температуры испытания [12]. Будет проведен анализ данных, полученных для поликристаллической меди при умеренных и повышенных температурах испытания до $0.68T_m$. При температурах $T \geq 0.4T_m$ для меди наблюдается переход от экспоненциальной (I) к степенной (II) зависимости скорости ползучести от напряжения [1]. Будет рассмотрена также возможная причина перехода от одного вида ползучести к другому.

На рис. 1 приведены зависимости скорости стационарной ползучести от величины сдвигового напряжения в диапазоне температур испытания от 293 до 923 К [1]. Данные получены при растяжении образцов Cu (99.95%) в атмосфере гелия. Образцы предварительно отжигались в течение 1 h при 953 К. Средний размер зерна после отжига составил около $100 \mu\text{m}$. Из приведенных данных видно, что начиная с 473 К зависимости $\lg \dot{\epsilon} - \tau$ состоят из двух участков с разными наклонами. При больших напряжениях (участок I) имеет место экспоненциальная зависимость скорости ползучести от напряжения, которая должна описываться уравнением (1). Из наклона прямых $\Delta \lg \dot{\epsilon} / \Delta \tau$ на рис. 1 следует, что величина активационного объема V в области температур 473–863 К не зависит от температуры испытания и составляет $4.2 \pm 0.2 \text{ nm}^3$. При более низких температурах 293 и 373 К величина V заметно меньше — $3.4 \pm 0.2 \text{ nm}^3$. Кривая при 923 К, как будет показано ниже, полностью описывается степенной зависимостью. Исходя из этих оценок, анализ уравнения (1) проводился только для области температур 473–863 К.

В работе [9] показано, что параметры этого уравнения $\dot{\epsilon}_0$, H_0 и τ_μ могут быть определены при перестроении данных рис. 1 в координатах $\lg \dot{\epsilon} - 1/T$. Приведенные на рис. 2 зависимости скорости ползучести от обратной температуры при разных значениях относительного напряжения τ/G получены за счет продолжения прямых $\lg \dot{\epsilon} - \tau$ до значений $\dot{\epsilon} = 10^{-8} - 10^5 \text{ s}^{-1}$. Если принять, что кривые на рис. 2 описываются полиномом второй

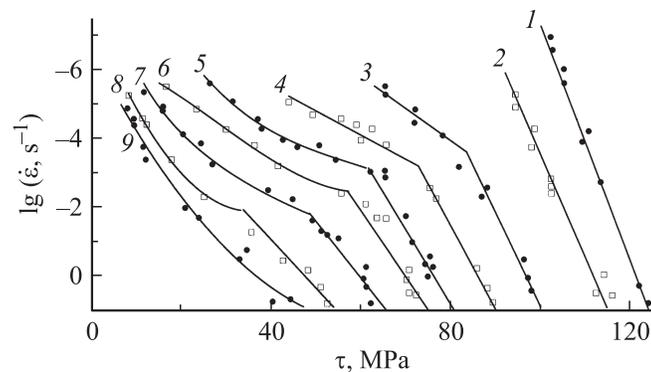


Рис. 1. Зависимость скорости стационарной ползучести от величины сдвигового напряжения для поликристаллической меди при различных температурах испытания: 1 — 293, 2 — 373, 3 — 473, 4 — 548, 5 — 623, 6 — 673, 7 — 763, 8 — 863, 9 — 923 К [1].

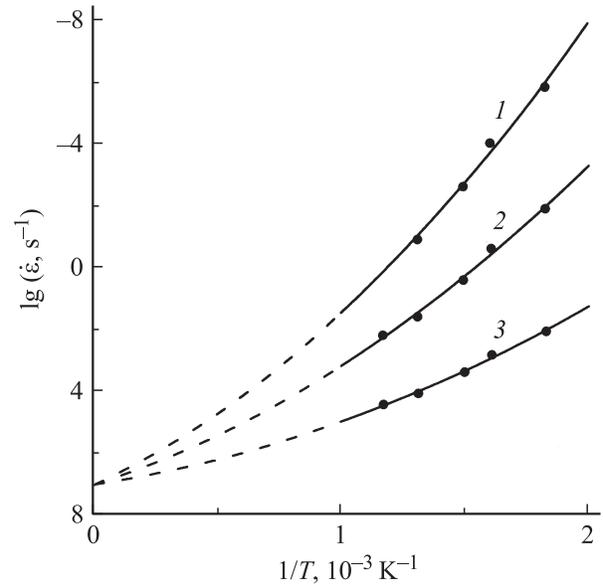


Рис. 2. Зависимость скорости стационарной ползучести на участке I от обратной температуры при различных величинах относительного напряжения τ/G : 1 — $1.4 \cdot 10^{-3}$, 2 — $1.8 \cdot 10^{-3}$, 3 — $2.2 \cdot 10^{-3}$.

степени, то экстраполяция кривых $\lg \dot{\epsilon} - 1/T$ на значение $T^{-1} = 0$ показывает, что величина предэкспоненты $\dot{\epsilon}_0$ составляет около 10^7 s^{-1} . Ранее [9] для Al и α -Fe при анализе аналогичного уравнения для долговечности t_f было получено значение предэкспоненциального множителя $t_{0f} = 10^{-8} \text{ s}$. Таким образом, произведение $t_{0f} \cdot \dot{\epsilon}_0$ составляет 10^{-1} , что хорошо согласуется с известной оценкой [14]: $t_f \cdot \dot{\epsilon} = t_{0f} \cdot \dot{\epsilon}_0 = 10^{-1} - 10^{-2}$. Параметры H_0 и τ_μ не определяются вследствие нелинейности указанных зависимостей. Если допустить, что величины H_0 , $\dot{\epsilon}_0$ и активационного объема V постоянны, то из (1) следует, что эта нелинейность возникает вследствие зависимости внутренних напряжений τ_μ на участке I от температуры испытания. В таблице приведены рассчитанные, согласно (1), значения τ_μ при разных температурах испытания. Расчет проводился при H_0 , равной энергии самодиффузии (203 kJ/mol [2]), $\dot{\epsilon}_0 = 10^7 \text{ s}^{-1}$ и активационном объеме $V = 4.2 \text{ nm}^3$. Из таблицы видно, что рассчитанные таким образом значения внутренних напряжений заметно уменьшаются с ростом температуры испытания.

Для поликристаллов величина дальнедействующих внутренних напряжений τ_μ определяется плотностью дислокаций в деформированном материале [2]

$$\tau_\mu = \alpha \cdot Gb\rho^{1/2}, \quad (4)$$

где α — постоянная, изменяющаяся в пределах 0.2–0.4 в зависимости от распределения дислокаций, b — вектор Бюргерса, ρ — плотность дислокаций. Используя выражение (4) и приведенные в таблице значения τ_μ , были рассчитаны значения плотности дислокаций в образцах меди в зависимости от температуры испытания

Температурная зависимость модуля сдвига G , внутренних напряжений τ_μ , рассчитанной плотности дислокаций $\rho(\tau_\mu)$ и измеренной в [13] ρ , напряжения τ^* и энергии активации H^* в точке пересечения участков I и II для меди

T , К	τ_μ , МПа	$G \cdot 10^3$, МПа [13]	$\rho(\tau_\mu) \cdot 10^{14}$, m^{-2}	$\rho \cdot 10^{14}$, m^{-2} [13]	τ^* , МПа	H^* , kJ/mol
473	41.3	45.1	1.33	0.97	—	—
548	36.9	43.5	1.14	0.84	72.6	114
623	32.0	42.1	0.92	0.69	61.5	130
673	25.1	40.9	0.60	0.58	56.8	124
763	18.0	38.3	0.35	0.31	48.4	128
863	10.0	34.2	0.13	0.16	33.6	144
923	—	32.2	—	—	—	—

(таблица). Расчет проводился при значении $\alpha = 0.31$, не зависящей от температуры испытания [12], значения модуля сдвига G , приведенные в таблице взяты из работы [13]. Рассчитанные значения $\rho(\tau_\mu)$ сравнивались с данными непосредственного измерения плотности дислокаций в образцах Cu (99.92%), предварительно отожженных при 1023 К 1 h и растянутых при постоянной скорости $\dot{\epsilon} = 8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ до деформации $\epsilon = 10\%$ [13]. Отметим, что при скорости деформации $8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ напряжения течения τ_S образцов меди 99.95% и 99.92% при одинаковых температурах испытания оказались достаточно близкими, расхождения величин τ_S не превышают 15%.

Из данных, приведенных в таблице видно, что рассчитанные величины $\rho(\tau_\mu)$ и измеренные в [13] значения плотности дислокаций ρ близки. Также одинаковы зависимости плотности дислокаций от температуры. Проведенное сравнение показывает, что оценка величины внутренних напряжений из данных измерений скорости стационарной ползучести от напряжения является корректной.

Сделанные оценки показывают, что внутреннее напряжение τ_μ является структурным параметром, значение которого зависит от плотности и распределения дислокаций в деформированном металле, оказывающим заметное влияние на скорость стационарной ползучести. Этот параметр необходимо учитывать при анализе данных, полученных в области дислокационной ползучести.

Рассмотрим зависимость скорости стационарной ползучести от напряжения и температуры на участке II. Обработка данных показала, что в соответствии с уравнением (3) в координатах $\lg(\dot{\epsilon} \cdot kT) - \lg(\tau/G)$ экспериментальные точки укладываются на прямые линии с наклоном $n = 6.5 \pm 0.2$ (рис. 3), при этом величина n не зависит от температуры (исключение составляют данные при $T = 473 \text{ K}$, где $n = 17$). Величина энергии активации процесса ползучести на участке II (E_a), определенная из наклона зависимости $\lg(\dot{\epsilon}/kT) - 1/T$ при $\tau/G = \text{const}$ (рис. 4), составляет $(128 \pm 9) \text{ kJ/mol}$, что заметно меньше энергии самодиффузии в меди.

Сравним энергии активации E_a процесса ползучести на втором участке зависимости $\lg \dot{\epsilon} - \tau$ с величиной H^* , при достижении которой происходит переход от экспоненциальной к степенной зависимости скорости ползучести от напряжения. В таблице приведены значения напряжения τ^* в точке пересечения участков I и II и рассчитанные, согласно (1), значения H^* . В области температур 548–863 К среднее значение H^* составляет $(128 \pm 7) \text{ kJ/mol}$, которое совпадает со значением энергии E_a . Это обстоятельство позволяет предположить, что указанный переход происходит при совпадении величин энергий активации в точке пересечения участков I и II.

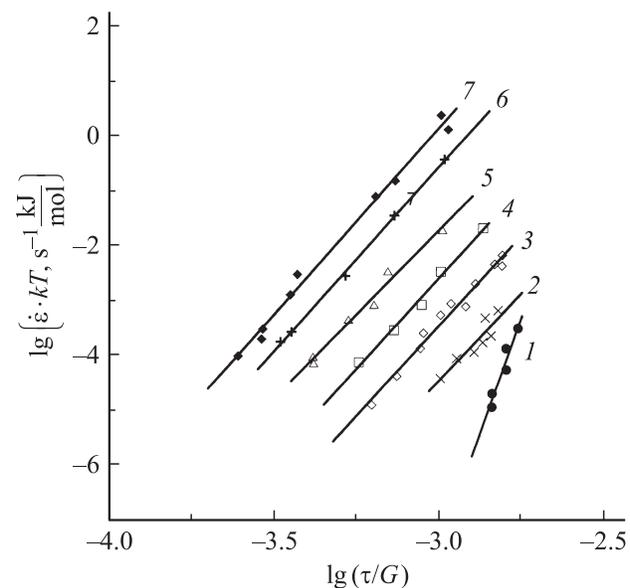


Рис. 3. Зависимость скорости стационарной ползучести ($\dot{\epsilon} \cdot kT$) на участке II от приведенного напряжения сдвига τ/G при разных температурах испытания: 1 — 473, 2 — 548, 3 — 623, 4 — 673, 5 — 763, 6 — 863, 7 — 923 К.

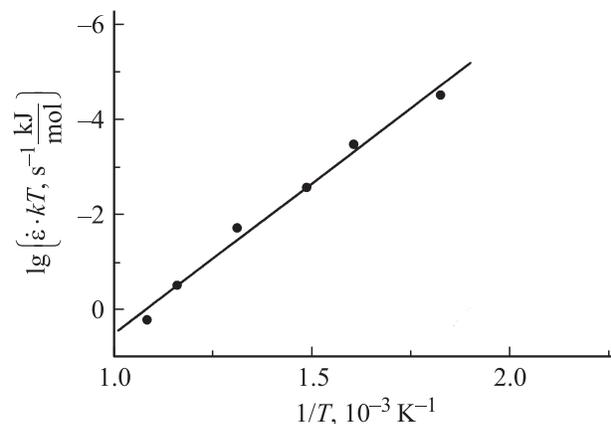


Рис. 4. Зависимость скорости стационарной ползучести ($\dot{\epsilon} \cdot kT$) на участке II от обратной температуры при постоянной величине приведенного напряжения $\tau/G = 1 \cdot 10^{-3}$.

Сопоставим эту энергию с энергией диффузии атомов в меди. Согласно [3], эффективный коэффициент диффузии D^* в уравнении (4) представляется в следующем виде:

$$D^* = D_V + 10(\tau/G)^2 \frac{a_D D_D}{b^2}, \quad (5)$$

где D_V — коэффициент объемной диффузии, D_D — коэффициент диффузии по дислокационным трубкам, $a_D = 5b^2$ — площадь поперечного сечения ядра дислокации. Уравнение (5) с эффективным коэффициентом диффузии D^* дает скорость двух процессов. При высоких температурах и низких напряжениях преобладает объемная диффузия и скорость деформации пропорциональна τ^n . (Отметим, что эта область для данных, приведенных на рис. 1 [1], не реализуется.) При низких температурах и больших напряжениях преобладает диффузия вдоль дислокационных линий, а скорость деформации будет пропорциональна τ^{n+2} . Следовательно, энергия активации процесса ползучести при $n = 4.5-5$ будет равна энергии самодиффузии (H_V), а при более низких температурах при постоянной $n + 2 = (6.5-7)$ она будет равна энергии диффузии по дислокационным трубкам (H_d). В случае меди при всех температурах испытания в области II показатель чувствительности к напряжению равен 6.5, а энергия активации процесса ползучести 128 kJ/mol близка к энергии трубчатой диффузии (117 kJ/mol [15]), т.е. скорость деформации в меди на участке II контролируется диффузией по дислокационным трубкам.

По результатам работы можно сделать следующие выводы.

1) Показано, что в области умеренных температур испытания внутренние напряжения, определяемые плотностью и распределением дислокаций в деформированной меди, являются структурным параметром, оказывающим существенное влияние на скорость деформирования.

2) Переход от экспоненциальной к степенной зависимости скорости стационарной ползучести от напряжения в меди происходит при достижении энергии активации, близкой к энергии диффузии по дислокационным трубкам.

Авторы выражают благодарность Г.А. Мальгину за обсуждение результатов и ценные замечания.

Список литературы

- [1] *Myshlyaev M.M., Stepanov W.A., Shpeizman V.V.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1971. Vol. 3. P. 393–402.
- [2] *Фридель Ж.* Дислокации. М.: Мир, 1967. 634 с.
- [3] *Трефилов В.И., Мусеев В.Ф.* и др. Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов. Киев: Наукова думка, 1987. 245 с.
- [4] *Мальгин Г.А.* // ФММ. 1972. Т. 34. Вып. 1. С. 191–199.
- [5] *Мальгин Г.А., Владимиров Г.В., Привалова Н.Н.* // ФММ. 1983. Т. 55. Вып. 5. С. 1005–1015.
- [6] *Gaillard D., Martin J.L.* // Acta Met. 1982. Vol. 30. N 2. P. 437–446; N 4. P. 791–798.
- [7] *Ashby F.* // Adv. Appl. Mech. 1983. Vol. 23. P. 118–177.
- [8] *Екобори Т.* Физика и механика разрушения и прочность твердых тел. М.: Мир, 1971. 264 с.
- [9] *Петров А.И., Разуваева М.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 6. С. 90–95.
- [10] *Мальгин Г.А.* // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 2. С. 236–241.
- [11] *Мышляев М.М.* // ФТТ. 1967. Т. 9. С. 1203; Т. 9. С. 1667.
- [12] *Kassner M.E.* // Acta Mater. 2004. Vol. 52. P. 1–9.
- [13] *Staker M.R., Holt D.L.* // Acta Met. 1977. Vol. 20. P. 569–579.
- [14] *Гароффало Ф.* Законы ползучести и длительной прочности металлов. М.: Металлургия, 1968. 304 с.
- [15] *Грабовецкая Г.П.* Зернограничная диффузия и ползучесть субмикроструктурных металлических материалов, полученных методами интенсивной пластической деформации. Автореф. на соискание ученой степени докт. физ.-мат. наук. Томск, 2008. 32 с.