

УДК 539.4.01

©1995

НАРУШЕНИЕ ЗАКОНА ХОЛЛА–ПЕТЧА В МИКРО- И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Г.А.Мальгин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 27 декабря 1994 г.)

Обсуждается механизм аномального поведения соотношения Холла–Петча в микро- и нанокристаллических материалах. Теоретический анализ основан на дислокационно-кинетической модели, согласно которой возникновение указанного соотношения обусловлено влиянием границ зерен на процесс деформационного упрочнения поликристаллического материала. В ультрамелкозернистых агрегатах границы зерен выступают не только в качестве барьеров, ограничивающих длину свободного пробега дислокаций, но также и в качестве стоков и мест аннигиляции дислокаций, что приводит к разупрочнению материала и нарушению соотношения Холла–Петча. Сопоставление экспериментальных и теоретических результатов показывает достаточно хорошее их соответствие друг другу.

Соотношение Холла–Петча (X–П) описывает влияние размера зерен на предел текучести $[\sigma_y]$ и напряжение течения $[\sigma]$ поликристаллического материала. В настоящее время существуют два различных объяснения возникновения указанного соотношения. Первое из них основывается на модели эстафетной передачи скольжения от зерна к зерну $[\sigma_y]$. Границы зерен выступают при этом в качестве барьеров для плоских скоплений дислокаций, вызывающих концентрацию напряжений и активацию дислокационных источников в соседних зернах поликристалла.

Согласно другой модели $[\sigma_y]$, появление соотношения обусловлено влиянием границ зерен на процесс деформационного упрочнения поликристаллического агрегата. Границы рассматриваются в этой модели в качестве барьеров, ограничивающих длину свободного пробега дислокаций, что способствует более быстрому по сравнению с монокристаллом, накоплению их в поликристаллическом агрегате и интенсифицирует тем самым процесс его деформационного упрочнения. Убедительные свидетельства функционирования этого механизма приведены в $[\sigma_y]$.

В последнее время к соотношению X–П было вновь привлечено внимание в связи с тем, что при размерах зерен d порядка нескольких микрон $[\sigma_y]$ и долей микрона (нанокристаллические материалы $[\sigma_y]$) наблюдается сильное отклонение от обычных соотношений X–П для предела текучести σ_y

$$\sigma_y = \sigma_0 + k_y d^{-1/2} \quad (1)$$

$$H = H_0 + k_H d^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь σ_0 — напряжение трения, испытываемое дислокациями при их движении внутри зерен, k_y — коэффициент Х-П, H_0 и k_H — соответствующие параметры для микротвердости [3].

Так, в [10-12] найдено, что в мелкозернистых сплавах цинка в противоположность (1) предел текучести снижается, а не возрастает с уменьшением величины зерен. Аналогичная ситуация имеет место для значений микротвердости в ряде нанокристаллических материалов: меди и палладия [13], сплавах Ti-Al [15], Ni-Fe [15] и Ni-P [18]. В результате при варьировании размеров кристаллитов в широких пределах от 10^{-3} до $10^2 \mu\text{m}$ в зависимостях $\sigma_y(d)$ и $H(d)$ наблюдаются максимумы при значениях d порядка $1-10 \mu\text{m}$ и $10-10^2 \text{nm}$ соответственно в микро- [10-12] и нанокристаллических [13,18] агрегатах. Найдено, в частности, что на ниспадающей ветви кривой Х-П микротвердость нанокристаллических меди и палладия [13] изменяется в соответствии с законом $H \sim d^n$, где $n = 0.5$ (Cu) и 0.8 (Pd) [14], в то время как на восходящей ветви микротвердость увеличивается с d в соответствии с выражением (2).

Нарушение соотношения Х-П в материалах со сверхмелким зерном обсуждалось в ряде работ. Согласно [12], в сверхпластичных сплавах снижение деформирующих напряжений может быть обусловлено низким сопротивлением этих материалов зернограничному проскальзыванию: чем меньше размер зерна, тем это сопротивление должно быть меньше. Что касается нанокристаллических материалов, то наблюдаемое при комнатной температуре снижение их микротвердости при уменьшении размеров кристаллитов авторы [13] объясняют вступлением в действие механизма вакансионной ползучести Кобла [19], контролируемого зернограничной диффузией вакансий. В [14,16] приведены оценки критических размеров зерен ($2.5-20 \text{nm}$), ниже которых в них становится невозможным образование плоских скоплений дислокаций, что, согласно эстафетному механизму [1,2,4], должно приводить к нарушению соотношения Х-П. При таких размерах зерен, как предполагается в [20], становится возможным кристаллографический сдвиг по границам кристаллитов, что и обуславливает наблюдаемую аномалию.

Таким образом, все предложенные до сих объяснения причины нарушения закона Х-П в ультрамелкозернистых материалах исходят из того, что в таких материалах ниже некоторого критического размера зерен начинает действовать отличный от случая крупнокристаллических агрегатов механизм пластической деформации, что и вызывает разупрочнение материала.

В настоящей работе сделана попытка подойти к объяснению наблюдаемого явления с чисто кинетических позиций, не привлекая для этого других, чем в крупнокристаллических образцах механизмов деформации. В основе модели лежит предположение о том, что в отличие от крупнозернистых в ультрамелкозернистых материалах границы зерен выступают не только в качестве барьеров, ограничивающих длину свободного пробега дислокаций, но и в качестве стоков неограниченной

емкости для дислокаций, где происходит аннигиляция дислокаций последних. Таким образом, согласно модели, в материале с относительно крупным зерном должен доминировать процесс размножения дислокаций, что приводит к упрочнению материала и нормальному соотношению $X-P$. В относительно же мелкозернистых агрегатах доминирующим становится процесс аннигиляции дислокаций в границах зерен, что вызывает разупрочнение материала при размерах зерен меньше некоторого характерного значения и нарушение соотношения $X-P$. Как будет продемонстрировано дальше, сделанные предположения находятся в достаточно хорошем соответствии с экспериментальными данными и позволяют выявить ряд особенностей пластического деформирования материалов со сверхмелким зерном.

С учетом сказанного в первом разделе работы сформулированы основные уравнения модели, во втором — найдены количественные соотношения между напряжениями течения и размером зерен с учетом процесса аннигиляции дислокаций, в третьем — проведено сопоставление теоретических и экспериментальных результатов.

1. Основные уравнения

Прежде чем приступить к формулированию уравнений, опишем кратко ситуацию, касающуюся эволюции дислокационной структуры в пластически деформируемом микро- или нанокристаллическом материале. Экспериментальные [21–24] и теоретические [25,26] результаты показывают, что в поликристаллах с относительно большим зерном в процессе деформации формируется ячеистая дислокационная структура с размером ячеек $\Lambda \sim d^{1/2}$ [21,24]. Однако, если размер кристаллитов становится меньше некоторого критического значения, ячеистая структура в материале не формируется [25–27]. Особенно четко это обстоятельство выявлено при сверхпластической деформации мелкозернистых сплавов. Характерной чертой их деформации является низкая плотность или даже полное отсутствие дислокаций внутри зерен [28,29]. Очевидно, что при средних плотностях дислокаций $10^6-10^8 \text{ см}^{-2}$, характерных для высокотемпературной деформации, и размерах кристаллитов порядка одного микрона на каждое зерно будет приходиться в среднем не более одной или нескольких дислокаций (рис. 1). Такая низкая плотность дислокаций обусловлена их стоком в границы зерен с последующей их аннигиляцией там [30,31], что активизирует процесс

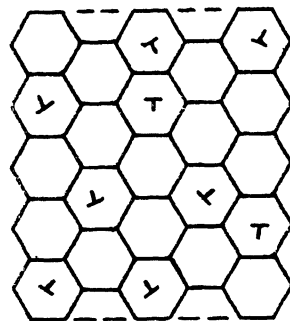


Рис. 1. Характер дислокационной структуры в микро- и нанокристаллических материалах.

перограничивая, проскальзывания, миграцию границ, аккомодацию и повороты кристаллитов, рекристаллизацию зерен [32-34].

Еще в меньшей степени следы дислокационной активности проявляются при пластической деформации нанокристаллических материалов. Это обусловлено возможностью сильного поглощения дислокаций границами кристаллитов уже при комнатной температуре из-за высокой диффузионной подвижности и разупорядоченности составляющих границы атомов [35]. Хотя плотность дислокаций в таких материалах может быть высока $10^{10}-10^{11} \text{ см}^{-2}$ [36], но при размерах кристаллитов 10-100 нм на одно зерно в среднем будет приходиться не более одной или нескольких дислокаций.

С учетом сказанного кинетическое уравнение для средней плотности дислокаций ρ должно включать в себя следующие необходимые моменты: 1) как и в относительно крупнозернистых материалах, ограниченную размерами кристаллитов длину свободного пробега дислокаций, 2) повышенную роль границ как стоков и мест аннигиляции дислокаций и 3) наличие в каждом кристаллите не более одной или нескольких дислокаций. Последнее обстоятельство гарантирует, что местами преимущественной аннигиляции дислокаций являются границы и стыки зерен.

Этим требованиям удовлетворяет простое уравнение

$$\frac{d\rho}{dt} = \beta \frac{\dot{\epsilon}}{bd} - \frac{\rho}{t_a}, \quad (3a)$$

где

$$t_a = \frac{d^2}{4\eta D_{\text{eff}}} \quad (3b)$$

характерное время аннигиляции дислокаций при их переползании из объема зерен в границы или по границам в стыки зерен,

$$D_{\text{eff}} = D_L + \frac{\delta}{d} D_b \quad (3c)$$

эффективный коэффициент диффузии, контролирующий процесс аннигиляции дислокаций, D_L и D_b — соответственно коэффициенты объемной и зернограничной диффузии, δ — эффективная диффузионная ширина границ, t — время, $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации, b — вектор Бюргерса. Коэффициенты $\beta \approx 1$ и

$$\eta \approx \frac{\eta_0 \mu b^3}{2\pi(1-\nu)kT} \quad (3d)$$

определяются соответственно геометрией скольжения и переползания дислокаций с учетом в последнем случае взаимодействия дислокаций с границами и стыками зерен. В (3d) $\eta_0 \approx 3$, ν — коэффициент Пуассона, μ — модуль сдвига, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Другим важным моментом модели является предположение, что, как и в относительно крупнокристаллическом материале, в мелкозернистом агрегате соотношение Х-П определяется процессом деформационного упрочнения

$$\sigma = \sigma_0 + \alpha \mu b \rho^{1/2}, \quad (4)$$

где α — коэффициент взаимодействия дислокаций. Поскольку $d\rho/dt = (d\rho/d\varepsilon)\dot{\varepsilon}$, где $\dot{\varepsilon}$ — скорость пластической деформации, то уравнение (3а) можно записать в удобном для дальнейшего анализа виде

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = \frac{\beta}{bd} - 4\eta \frac{D_{\text{eff}}}{\dot{\varepsilon}d^2} \rho. \quad (5)$$

Здесь β/bd — коэффициент размножения дислокаций, $4\eta D_{\text{eff}}/\dot{\varepsilon}d^2$ — коэффициент их аннигиляции в границах и стыках зерен. Уравнения (4), (5) с учетом обозначений (3) позволяют качественно и количественно проанализировать влияние аннигиляции дислокаций на характер зависимости деформирующих напряжений от размера кристаллитов. Из уравнения (5), в частности, видно, что сильная зависимость коэффициента аннигиляции от размера кристаллитов предопределяет доминирующую роль аннигиляции дислокаций в ультрамелкозернистых материалах.

2. Кривые деформационного упрочнения

Интегрируя (5), находим зависимость средней плотности дислокаций

$$\rho = \rho_s \left(1 - e^{-\varepsilon/\varepsilon_s}\right) \quad (6)$$

и напряжений течения (согласно (4))

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_s \left(1 - e^{-\varepsilon/\varepsilon_s}\right)^{1/2} \quad (7)$$

от степени пластической деформации ε . Здесь

$$\rho_s = \frac{\beta\dot{\varepsilon}d}{4\eta D_{\text{eff}}}, \quad \sigma_s = \alpha\mu b\rho_s^{1/2}, \quad \varepsilon_s = \frac{\dot{\varepsilon}d^2}{4\eta D_{\text{eff}}} \quad (8)$$

соответственно стационарные значения средней плотности дислокаций и напряжений течения $\sigma - \sigma_0$ при достижении равновесия между процессами аккумуляции дислокаций в объеме зерен и их аннигиляции в границах и стыках кристаллитов, ε_s — деформация, необходимая для достижения этого равновесия. Видно, что чем меньше размер зерен, тем меньше значения ρ_s , σ_s и ε_s .

Из (7) и (8) следует, что, когда аннигиляция дислокаций контролируется объемной диффузией ($D_{\text{eff}} = D_L$), зависимость деформирующих напряжений от размера кристаллитов имеет вид

$$\sigma(\varepsilon, d) = \sigma_0 + \sigma_m (d/d_L)^{1/2} \left[1 - e^{-(d_L/d)^2 \varepsilon}\right]^{1/2}, \quad (9a)$$

где

$$\sigma_m = \alpha\mu(\beta b/d_L)^{1/2}, \quad \varepsilon_s = (d/d_L)^2, \quad d_L = (4\eta D_L/\dot{\varepsilon})^{1/2}. \quad (9b)$$

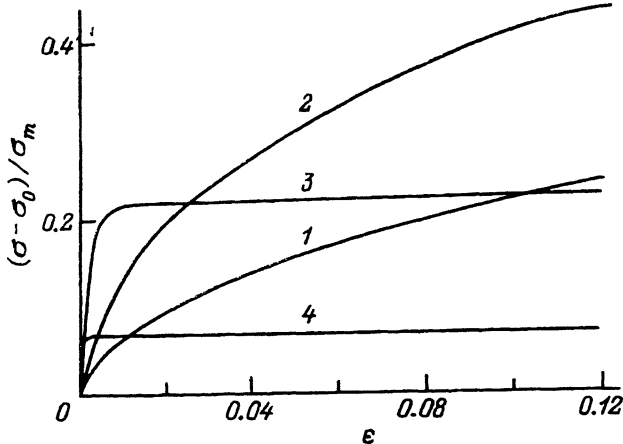


Рис. 2. Кривые деформационного упрочнения поликристаллов с разной величиной зерна согласно уравнению (9а).

d/d_L : 1 — 2.0, 2 — 0.5, 3 — $5 \cdot 10^{-2}$, 4 — $5 \cdot 10^{-3}$.

Кривые деформационного упрочнения $\sigma(\varepsilon)$ при различных значениях d/d_L от $5 \cdot 10^{-3}$ до 2.0 показаны на рис. 2. Видно, что широкая вариация размеров зерен приводит к немонотонной зависимости напряжений течения от размера кристаллитов. При относительно больших зернах ($d/d_L \approx 1$) напряжения возрастают с уменьшением размера кристаллитов (кривые 1 и 2) в соответствии с нормальным соотношением Х-П, а при малых значениях $d/d_L \ll 1$, наоборот, измельчение зерен приводит к снижению напряжений (кривые 3 и 4) вследствие сильной аннигиляции дислокаций в мелкозернистом материале. Из обозначений (9б) видно также, что характерный размер зерен d_L , определяющий характер изменения деформирующего напряжения с d ; зависит от коэффициента диффузии и скорости пластической деформации.

Если аннигиляция дислокаций контролируется зернограничной диффузией ($D_{\text{eff}} = \delta D_b/d$), то вместо (9) имеем

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_m (d/d_b) \left[1 - e^{-(d_b/d)^3 \varepsilon} \right]^{1/2}, \quad (10a)$$

где

$$\sigma_m = \alpha \mu (\beta b/d_b)^{1/2}, \quad \varepsilon_s = (d/d_b)^3, \quad d_b = (4\eta \delta D_b/\dot{\varepsilon})^{1/3}. \quad (10b)$$

Уравнение (10а) качественно дает тот же результат, что и (9), но зависимость напряжений течения от размера кристаллитов имеет в рассматриваемом случае иной вид (см. следующий раздел).

Из уравнений (7)–(10) и рис. 2 следует, что в мелкозернистом агрегате ($d \ll d_L, d_b$) напряжения течения быстро достигают стационарных значений

$$\frac{\sigma_s}{\mu} = \alpha \left(\frac{\beta \dot{\varepsilon} d b}{4\eta D_{\text{eff}}} \right)^{1/2}, \quad (11a)$$

где $\sigma_s = (\sigma - \sigma_0)_s$. Зависимость скорости деформации от стационарных напряжений, согласно (11а), должна иметь вид

$$\dot{\epsilon} = A \frac{D_{\text{eff}}}{bd} \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\mu} \right)_s^2, \quad (11b)$$

где $A = 4\eta/\alpha^2\beta$.

Подставляя в (11b) параметр η из (2), получаем зависимость $\dot{\epsilon}$ от напряжений в двух крайних случаях, а именно когда аннигиляция дислокаций контролируется соответственно объемной и зернограничной диффузией

$$\frac{\dot{\epsilon}kT}{\mu b D_L} = A_L(b/d) \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\mu} \right)^2, \quad (12a)$$

$$\frac{\dot{\epsilon}kT}{\mu b D_b} = A_b(b/d)^2 \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\mu} \right)^2, \quad (12b)$$

$$A_L = \frac{2\eta_0}{\pi(1-\nu)\alpha^2\beta}, \quad A_b = (\delta/b)A_L. \quad (12c)$$

При значениях $\eta_0 = 3$, $\alpha = 0.3$, $\beta = 1$ и $\delta/d = 1-10$ из (12c) получаем оценки коэффициентов $A_L \approx 30$ и $A_b \approx 30-3 \cdot 10^2$. Уравнение (12b) описывает известную из опыта зависимость скорости пластической деформации от размера зерен и напряжений течения в сверхпластичных материалах [37,38]. Что касается уравнения (12а), то, согласно данным [38], сверхпластичное состояние многих сплавов контролируется объемной диффузией.

3. Соотношение Холла-Петча

Как правило, соотношение X-II описывает зависимость от размера зерна предела текучести, т.е. напряжения, соответствующего пластической деформации 0.2%. Полагая в (9а) $\epsilon = 0.2\%$, получаем зависимость предела текучести от d в виде

$$(\sigma_y - \sigma_0)/\sigma_{ym} = F(d_c/d) = (d/d_c)^{1/2} \left[1 - e^{-(d_c/d)^2} \right]^{1/2}, \quad (13a)$$

где $d_c = d_L \epsilon^{1/2}$, $\sigma_{ym} = \sigma_m \epsilon^{1/4}$, $\epsilon = 0.2\%$. Как видно из рис. 3а, функция $F(d_c/d)$ имеет максимум $F_m = 0.8$ при $(d_c/d)^{1/2} = 1.03$. При относительно больших размерах кристаллитов ($d \gg d_c$) она описывает обычное соотношение X-II

$$F(d_c/d) \approx (d_c/d)^{1/2} \sim d^{-1/2}. \quad (13b)$$

Однако если $d \ll d_c$, то зависимость предела текучести от размера зерна становится противоположной (13b)

$$F(d_c/d) \approx (d/d_c)^{1/2} \sim d^{1/2}. \quad (13c)$$

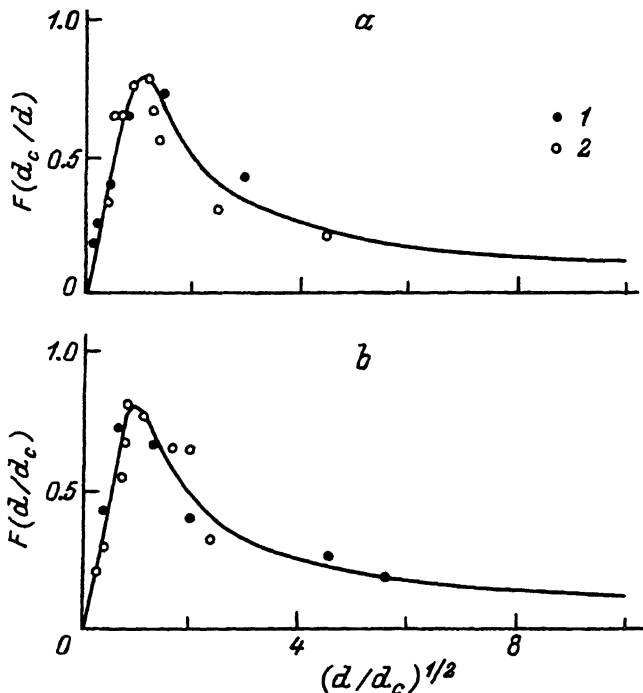


Рис. 3. Соотношение X-II в прямых (а) и обратных (б) координатах согласно уравнению (13а).

Экспериментальные точки: 1 — [11], 2 — [12].

Кривые на рис. 3, а и б демонстрируют зависимость X-II в обычных и обратных $(\sigma_y - \sigma_0) \sim d^{1/2}$ координатах. На этих рисунках приведены также экспериментальные зависимости предела текучести от размера зерна в сверхпластичном сплаве Zn-0.4%Al при 293 К согласно данным [11,12]. Видно, что между теорией и экспериментом имеется достаточно хорошее соответствие. При обработке результатов [11,12] было принято во внимание, что в (13а) $\sigma_{ym} = (\sigma_{max} - \sigma_0)/F_m$, где σ_{max} — значение σ_y , соответствующее максимуму кривой X-II, σ_0 — экстраполированное к $d^{-1/2} = 0$ значение предела текучести (см. таблицу).

Значения параметров кривых X-II в микро- и нанокристаллических материалах

Материал	Zn-0.4%Al		Zn-ZnO [10]			Cu	Ni-P
	[11]	[12]	$\dot{\epsilon}_1$	$\dot{\epsilon}_2$	$\dot{\epsilon}_3$	[13]	[18]
$d_c, \mu\text{m}$	6.0	10.0	1.6	2.0	3.1	0.0625	0.0073
σ_0, MPa	30.6	20.0	55.0	34.5	27.6	—	—
σ_{max}, MPa	110.0	83.0	234.0	172.0	93.0	—	—
H_0	—	—	—	—	—	52.0	457.0
H_{max}	—	—	—	—	—	295.0	700.0

Если аннигиляция дислокаций контролируется зернограничной диффузией ($D_{\text{eff}} = \delta D/d$), из (10а) соответственно получаем

$$(\sigma_y - \sigma_0)/\sigma_{ym} = \Phi(d_c/d) = (d_c/d) \left[1 - e^{-(d_c/d)^3} \right]^{1/2}, \quad (14a)$$

где $d_c = d_b \varepsilon^{1/3}$, $\sigma_{ym} = \sigma_m \varepsilon^{1/3}$, $\varepsilon = 0.2\%$. Функция $\Phi(d_c/d)$ достигает максимума $\Phi_m = 0.8$ при $(d_c/d)^{1/2} = 0.956$. В относительно крупнозернистом агрегате, как и в предыдущем случае, имеем

$$\Phi(d_c/d) \approx (d_c/d)^{1/2} \sim d^{-1/2}, \quad (14b)$$

в то время как в ультрамелкозернистом

$$\Phi(d_c/d) \approx d/d_c \sim d. \quad (14c)$$

На рис. 4, а и б приведены для сравнения функции $F(x)$ и $\Phi(x)$. Экспериментальные точки на этих рисунках демонстрируют, что в случае микрокристаллического сплава Zn-ZnO [10] нарушение соотношения X-II при размерах зерен $d < d_c \approx 1.6-3.1 \mu\text{m}$ (см. таблицу) лучше описывается уравнением (14а), а не (13а). Это означает, что в рассматриваемом случае аннигиляция дислокаций контролируется не объемной, а зернограничной диффузией. При обработке результатов [10] было

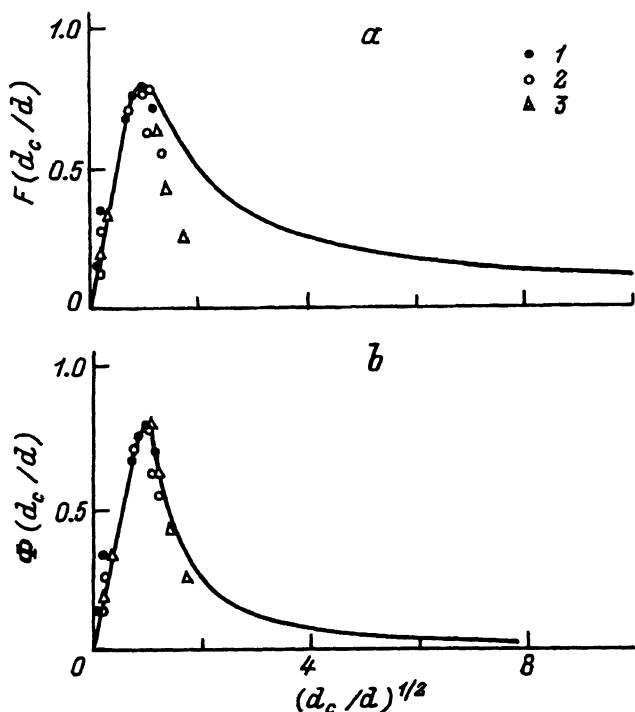


Рис. 4. Кривые X-II в сплавах Zn-ZnO согласно уравнениям (13а) (а) и (14а) (б) при различных скоростях деформации.

1 — $\dot{\varepsilon}_1 = 3.3 \cdot 10^{-1}$, 2 — $\dot{\varepsilon}_2 = 3.3 \cdot 10^{-3}$, 3 — $\dot{\varepsilon}_3 = 3.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ [10].

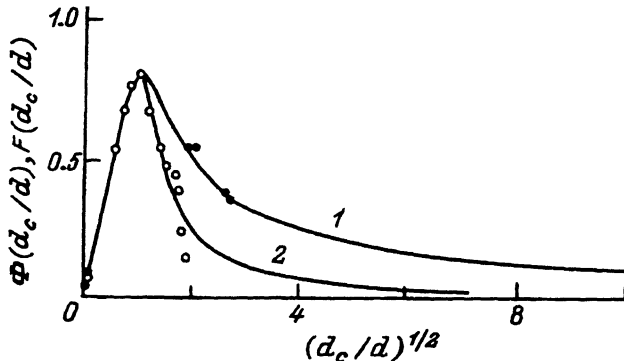


Рис. 5. Соотношение X-П в нанокристаллических образцах меди [13] и сплава Ni-P [18].

1 — расчет согласно (13а), 2 — (14а).

принято во внимание, что в (14а) $\sigma_{ym} = (\sigma_{max} - \sigma_0) / \Phi_m$, где σ_{max} — значения напряжений текучести, отвечающие максимумам кривых X-П при разных скоростях деформации.

Таким образом, сопоставление экспериментальных и теоретических результатов показывает, что в случае сверхпластичных сплавов с размерами зерен порядка 1–10 μm между теорией и экспериментом имеется достаточно хорошее соответствие. Поэтому интересно установить, есть ли такое согласие между теорией и данными по нарушению соотношения X-П в случае нанокристаллических материалов. Относительно доминирующего в них механизма пластической деформации существует дискуссия [13–20], причем, как уже было отмечено выше, в некоторых работах предполагается, что этот механизм не связан с перемещением дислокаций [13,18].

Приведенные на рис. 5 результаты обработки данных по микротвердости нанокристаллических образцов меди [13] и сплава Ni-P [18] свидетельствуют о том, что их прочность, как и в случае макро- и микроразнообразия и аннигиляции дислокаций. Из рис. 5 видно, что в сплаве Ni-P экспериментальные точки в области нарушения соотношения X-П лучше соответствуют механизму аннигиляции дислокаций зернограничной диффузией. Необходимо отметить также, что при размерах зерен меньше 2 nm (для сплава Ni-P $d_c = 7.3$ nm, см. таблицу) экспериментальные точки начинают систематически отклоняться от теоретической кривой, что может быть обусловлено отсутствием заметного различия между внутренними и приграничными областями зерен в таких ультрамикроразнообразных агрегатах.

Что касается нанокристаллической меди, то аннигиляция дислокаций в ней, как видно из рис. 5, контролируется объемной диффузией. При этом в соответствии с выражением (13с) величина микротвердости $H \sim d^{1/2}$ [13]. Для нанокристаллического палладия $H \sim d^{0.8}$ [13], что близко соответствует выражению (14с). Обработка результатов [12,13] по микротвердости меди и палладия осуществлялась тем же способом, что и данных по пределу текучести. Значения H_{max} и d_c для

меди (см. таблицу) найдены с помощью интерполяции восходящего и нисходящего участков кривой X-II.

Результаты анализа отклонений от соотношения X-II в микро- и нанокристаллических материалах, приведенные выше, выходят, очевидно, за рамки этого соотношения и позволяют сделать некоторые выводы относительно физического механизма, контролирующего сопротивление деформированию, и особенности пластической деформации указанных материалов.

1) Как и в случае крупнозернистых агрегатов [39], напряжения течения определяются в них деформационным упрочнением и конкуренцией процессов размножения и аннигиляции дислокаций.

2) Специфика аннигиляции дислокаций в ультрамелкозернистых агрегатах состоит в том, что она развивается в границах зерен и тем быстрее (т.е. при более низкой температуре), чем мельче зерно. Из теории и эксперимента следует, что имеются два механизма аннигиляции, один из которых контролируется объемной, а другой — зернограничной диффузией. Можно предполагать, что действие первого механизма связано с процессом миграции границ, а второго — с процессом зернограничного проскальзывания. Оба эти явления характерны для ультрамелкозернистых материалов и определяют их переход в сверхпластическое состояние.

3) Нарушение соотношения X-II в рассматриваемых материалах есть результат сильной зависимости скорости аннигиляции дислокаций в них от размера кристаллитов.

Автор благодарит проф. А. Мукерджи (А.К. Mukherjee, США) за то, что он обратил внимание автора на работы, в которых нарушение соотношения X-II было зафиксировано также и в нанокристаллических материалах.

Список литературы

- [1] Hall E. J. Proc. Phys. Soc. (Lond.) **64B**, 381, 747 (1951).
- [2] Petch N.J. J. Iron Steel Inst. **174**, 1, 25 (1953).
- [3] Lasalmonie A., Strudel J.L. J. Mater. Sci. **21**, 6, 1837 (1986).
- [4] Armstrong R.W., Codd I., Douthwaite R.N., Petch N.J. Phil. Mag. **7**, 73, 45 (1962).
- [5] Конрад Г. Сверхмелкое зерно в металлах. М. (1973). С. 206-219.
- [6] Hansen N. Acta Met. **35**, 8, 863 (1977).
- [7] Al-Haidary J.T., Petch N.J., de los Rios E.R. Phil. Mag. **47A**, 6, 869 (1983).
- [8] Conrad H. Acta Met. **11**, 1, 75 (1963).
- [9] Ashby M.F. Phil. Mag. **21**, 170, 399 (1970).
- [10] Tromans D., Lund J.A. Trans. Quart. ASM **59**, 4, 672 (1966).
- [11] Naziri H., Pearce R. Scripta Met. **3**, 11, 672 (1969).
- [12] Валиев Р.З., Емалетдинов А.К., Кайбышев О.А. ФММ **54**, 3, 604 (1982).
- [13] Chokshi A.H., Rosen F., Karch J., Gleiter H. Scripta Met. **23**, 10, 1679 (1989).
- [14] Nieh N.G., Wadsworth J. Scripta Met. Mater. **25**, 4, 955 (1991).
- [15] Chang H., Hoffer H.J., Alsteler C.J., Averbach R.S. Scripta Met. Mater. **25**, 5, 1161 (1991).
- [16] Suryanarayana C., Froes F.H. Metal. Trans. **23A**, 4, 1071 (1992).
- [17] Cheung C., Palumbo G., Erb U. Scripta Met. Mater. **31**, 6, 1739 (1994).
- [18] Palumbo C., Erb U., Aust K.T. Scripta Met. Mater. **24**, 12, 2347 (1990).
- [19] Coble R.L. J. Appl. Phys. **34**, 6, 1679 (1963).
- [20] Li Sh., Sun L., Wang Zh. Strength of Materials. ICSMA-10 / Ed. H. Oikawa, K. Marujima, S. Takeuchi, M. Yamaguchi. Japan Inst. Met. (1994). P. 873-876.
- [21] Conrad H., Fenerstein S., Rice L. Mater. Sci. Eng. **2**, 3, 157 (1967).

- [22] Fujita H., Tabata T. *Acta Met.* **21**, 1, 355 (1973).
- [23] Barlow C.Y., Bay B., Hansen N. *Phil. Mag.* **51A**, 2, 253 (1985).
- [24] Bay B., Hansen N., Huges D.A., kuhlmann-Wilsdorf D. *Acta Met. Mater.* **40**, 2, 205 (1992).
- [25] Малыгин Г.А. *ФТТ* **31**, 1, 175 (1989).
- [26] Малыгин Г.А. *ФТТ* **33**, 11, 3267 (1991).
- [27] Thomson A.W. *Metal. Trans.* **8A**, 6, 833 (1977).
- [28] Edington J.W. *Metal. Trans.* **13A**, 5, 703 (1982).
- [29] Valiev R.Z., Langdon T.G. *Acta Met.* **42**, 3, 949 (1994).
- [30] Pumphrey P.H., Gleiter H. *Phil. Mag.* **30**, 3, 593 (1974).
- [31] Smith D.A. *J. de Physique.* **43**, C-6, 225 (1982).
- [32] Kaibyshev O.A., Kazachkov I.V., Alexandrov I.A. *Acta Met.* **32**, 4, 585 (1984).
- [33] Valiev R.Z., Kaibyshev O.A. *Phys. Stat. Sol.* **44**, 2, 477 (1977).
- [34] Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В., Чувильдеев В.Н. *Поверхность*, 4, 139 (1985).
- [35] Gleiter H. *Progr. Mater. Sci.* **33**, 4, 223 (1989).
- [36] Valiev R.Z., Kozlov E.V., Ivanov Yu.F., Lia J., Baudalet B. *Acta Met. Mater.* **42**, 7, 2467 (1994).
- [37] Langdon N.G. *Met. Trans.* **13A**, 5, 703 (1982).
- [38] Ariely A., Mukherjee A.K. *Metal. Trans.* **13A**, 5, 717 (1982).
- [39] Malygin G.A. *Phys. Stat. Sol. (a)* **119**, 12, 423 (1990).