

Механизм деформационного упрочнения и образования дислокационных структур в металлах при больших пластических деформациях

© Г.А. Малыгин

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

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

(Поступила в Редакцию 12 июля 2005 г.)

На основе уравнений дислокационной кинетики теоретически обсуждается механизм деформационного упрочнения и образования фрагментированных дислокационных структур в металлах при больших пластических деформациях. Количественный анализ имеющихся в литературе данных по алюминию и алюминий-магний-магний сплаву показывает, что деформационное упрочнение при больших деформациях и образование фрагментированных дислокационных структур связаны с взаимодействием и самоорганизацией геометрически необходимых (ГН) дислокаций. Источником ГН-дислокаций на микроуровне является локальная неоднородность пластической деформации вследствие градиента плотности дислокаций в границах дислокационных ячеек.

PACS: 62.20.-x, 62.20.Fe, 81.05.Bx

После появления метода равноканального углового прессования (РКУП), позволяющего задавать большие пластические деформации без изменения формы образца, резко возрос интерес исследователей к механизму пластической деформации и деформационного упрочнения металлов и сплавов при ней [1–5]. Электронно-микроскопические исследования дислокационной структуры показывают, что большие деформации вызывают фрагментацию материала, т.е. появление в нем в результате деформации при низких и умеренных температурах разориентированных на большие углы блоков материала субмикронных размеров $d = 100–400$ nm [1–5]. Этим обстоятельством объясняют обычно повышенную прочность сильно деформированных материалов [6,7]. В основе объяснения лежит соотношение Холла–Петча (ХП) для поликристаллических материалов: $\sigma_y = k_y d_g^{-1/2}$, где σ_y — предел текучести, d_g — размер зерен, k_y — коэффициент ХП. Тем самым предполагается, что высокая прочность сильно деформированных (наноструктурированных) материалов по своему механизму аналогична высокой прочности изготовленных специальными методами микро- и нанокристаллических материалов, хорошо описываемой соотношением ХП [8,9].

В настоящее время имеется ряд экспериментальных данных [4,10], которые указывают на то, что с ростом степени деформации и уменьшением размера фрагментов напряжение течения σ изменяется не в соответствии с законом ХП, а обратно пропорционально размеру фрагментов ($\sigma \sim d^{-1}$), как это имеет место при образовании ячеистой дислокационной структуры при малых и умеренных степенях деформации. Если это на самом деле так, то механизм деформационного упрочнения при интенсивной деформации должен быть в принципе тем же, что и при образовании ячеистой структуры, а

именно: быть результатом взаимодействия дислокаций с дислокациями в границах ячеек и фрагментов.

Известно, однако, что значительную долю границ фрагментов после интенсивной деформации составляют болшеугольные границы [1–3], которые, казалось бы, должны служить сильными препятствиями для дислокаций, в то время как закон $\sigma \sim d^{-1}$ указывает на то, что границы являются труднопреодолимыми, но прозрачными барьерами для дислокаций. Это может быть лишь в том случае, если, как отмечено в [11], границы фрагментов не равновесны и дислокации в них пространственно не упорядочены. О неупорядоченности и неравновесности границ свидетельствует существование вблизи них значительных внутренних напряжений [12,13]. Границы можно упорядочить, если произвести отжиг сильно деформированного металла с частичной рекристаллизацией фрагментированной структуры. Для материалов с полученной таким образом равновесной субмикронной структурой закон ХП выполняется [14,15]. Известно также, что у сплавов с равновесной субмикронной структурой ярко выражен эффект сверхпластической деформации [16,17].

В настоящей работе продолжен теоретический анализ механизма деформационного упрочнения и образования фрагментированной дислокационной структуры при больших пластических деформациях, начатый в [11,18,19]. Для этого воспользуемся экспериментальными данными для Al и сплавов Al–Mg, деформированных методами РКУП [1] и прокатки [2]. Достоинством указанных работ является то, что с ростом степени деформации ε в них одновременно определялись такие параметры фрагментированной дислокационной структуры, как средняя плотность дислокаций ρ , размер d и разориентация ω фрагментов, а также величина напряжения течения. В качестве напряжения течения σ , от-

ражающего величину деформационного упрочнения при больших деформациях, выступал предел текучести $\sigma_{0.2}$ материала, деформированного угловым прессованием [1] или прокаткой [2].

Теоретический анализ основывается на уравнениях дислокационной кинетики. В разделе 1 настоящей работы проанализирована связь напряжения течения со средней плотностью дислокаций в сильно деформированном материале. В разделе 2 рассмотрена эволюция размера фрагментов и углов их разориентации с ростом степени деформации. Раздел 3 посвящен анализу соответствия фрагментированных структур принципу самоподобия и скейлинга. В разделе 4 показано, что локальная неоднородность пластической деформации и градиент плотности дислокаций в границах дислокационных ячеек служат источником геометрически необходимых (ГН) дислокаций и являются причиной образования плотных дислокационных стенок и зародышей фрагментов. В заключение обсуждаются результаты работы.

1. Плотность дислокаций и напряжение течения

На рис. 1, *a* приведены кривые деформационного упрочнения чистого Al и сплава Al–3 wt.% Mg в результате РКУП при 293 К [1]. Рис. 1, *b* демонстрирует, как изменяется с ростом величины деформации ε плотность дислокаций в исследуемых материалах. Обращают на себя внимание два обстоятельства. Это более высокая плотность дислокаций и величина напряжений течения в сплаве по сравнению с чистым алюминием и насыщение деформирующего напряжения после деформаций прессования ε , равных ≈ 1 (Al) и ≈ 3 (Al–3 wt.% Mg). С точки зрения кинетического подхода такой характер изменения напряжений течения и плотности дислокаций с деформацией обусловлен кинетикой эволюции этой плотности при больших пластических деформациях.

В [11,19] показано, что при больших деформациях, соответствующих четвертой и пятой стадиям кривых деформационного упрочнения ГЦК-металлов, кинетическое уравнение для плотности ГН-дислокаций, отвечающих за появление указанных стадий, имеет вид

$$\frac{d\rho}{d\gamma} = k_{GN} + k_4\rho^{1/2} - k_5\rho, \quad (1)$$

где γ — деформация сдвига, а коэффициенты k_{GN} , k_4 и k_5 определяют соответственно интенсивность генерации ГН-дислокаций из источников, интенсивность их размножения на дислокациях леса при множественном скольжении и аннигиляцию дислокаций с образованием избыточной плотности дислокаций одного знака в стенках фрагментов (дислокационных блоков). Интегрируя уравнение (1) в предположении, что коэффициент

$k_{GN} \ll k_4^2/k_5$, получаем

$$\rho(\varepsilon) = \rho_5 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} mk_5 \varepsilon\right) \right]^2, \quad \rho_5 = \left(\frac{k_4}{k_5}\right)^2. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon = \gamma/m$ — деформация РКУП, m — ориентационный фактор Тейлора, ρ_5 — плотность дислокаций в конце пятой стадии кривой деформационного упрочнения в результате достижения равновесия между процессами размножения и аннигиляции ГН-дислокаций.

На рис. 1, *b* кривые 1 и 2 иллюстрируют кинетику изменения плотности дислокаций согласно выражению (2) при указанных в табл. 1 значениях коэффициентов и параметров для Al и сплава Al–3 wt.% Mg ($bk_4 = 10^{-2}$, b — вектор Бюргерса). Подставляя плотность дислокаций (2) в тейлоровский закон дислокационного (деформационного) упрочнения

$$\sigma = \sigma_c + m\alpha b\rho^{1/2} \quad (3)$$

(где σ_c — напряжение трения при взаимодействии дислокаций с атомами Mg в твердом растворе, μ — модуль

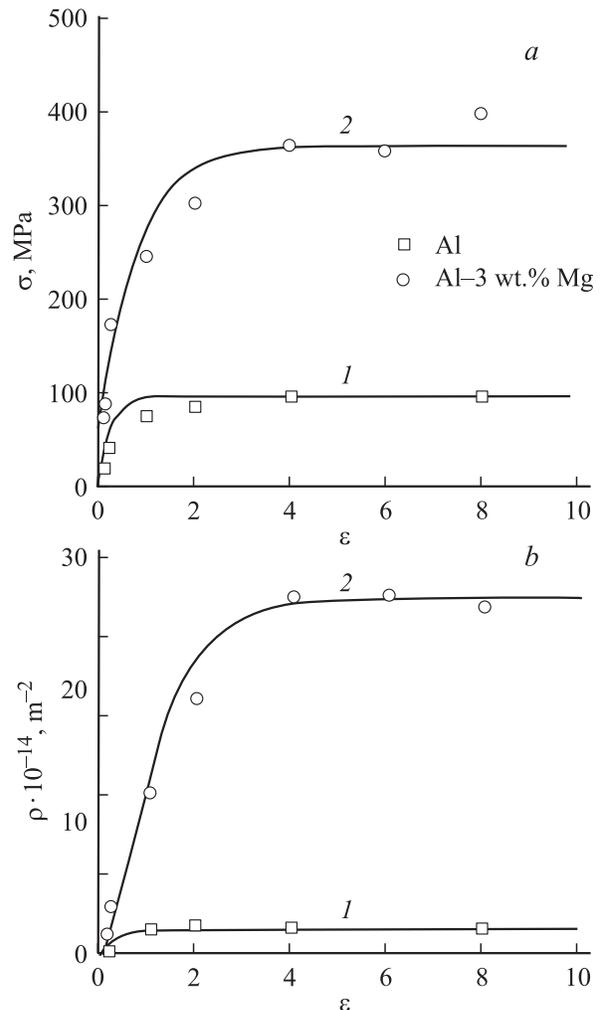


Рис. 1. Изменение напряжения течения (*a*) и плотности дислокаций (*b*) в чистом Al 99.99% и сплаве Al–3 wt.% Mg с ростом степени деформации в результате РКУП при 293 К [1].

Таблица 1. Значения параметров и коэффициентов в уравнениях (1)–(6), использованных при расчете кривых 1 и 2 на рис. 1 и 3

Металл	bk_4	k_5	$\rho_5 \cdot 10^{-14},$ m^{-2}	m	α	$\sigma_5,$ МПа	$\sigma_c,$ МПа	$d_5,$ μm	$\omega_5,$ deg
Al 99.99% [1]	10^{-2}	2.9	1.8	3	0.27	98	0	0.21	–
Al-3 wt.% Mg [1]	10^{-2}	0.75	27	3	0.27	294	73	0.07	–
Al 99.5% [2]	10^{-2}	0.35	–	3	–	125	43	0.3	23

сдвига, α — коэффициент взаимодействия дислокаций), получаем зависимость напряжения течения от величины деформации

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_c + \sigma_5 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}mk_5\varepsilon\right) \right],$$

$$\sigma_5 = m\alpha\mu b\rho_5^{1/2}. \tag{4}$$

Кривые 1 и 2 на рис. 1, а демонстрируют соответствие выражения (4) экспериментальным зависимостям $\sigma(\varepsilon)$ для Al и сплава Al-3 wt.% Mg [1] при $\mu = 27$ GPa, $b = 0.286$ nm и указанных в табл. 1 параметрах. Оно является результатом того, что при больших пластических деформациях, соответствующих четвертой и пятой стадиям кривых деформационного упрочнения металлов с ГЦК-решеткой, выполняется закон дислокационного упрочнения Тейлора (3). На рис. 2 экспериментальные результаты, показанные на рис. 1, представлены в координатах $\sigma - \sigma_c \sim \rho^{1/2}$. Видно, что имеет место хорошее согласие между формулой (3) и экспериментом.

Из приведенных в табл. 1 данных и формулы (2) следует, что более высокая плотность дислокаций в сплаве Al-3 wt.% Mg по сравнению с чистым Al обусловлена более низкой величиной коэффициента аннигиляции дислокаций k_5 в сплаве. Это же обстоятельство объясняет, почему величина деформации в том случае, когда плотность дислокаций и напряжения течения на

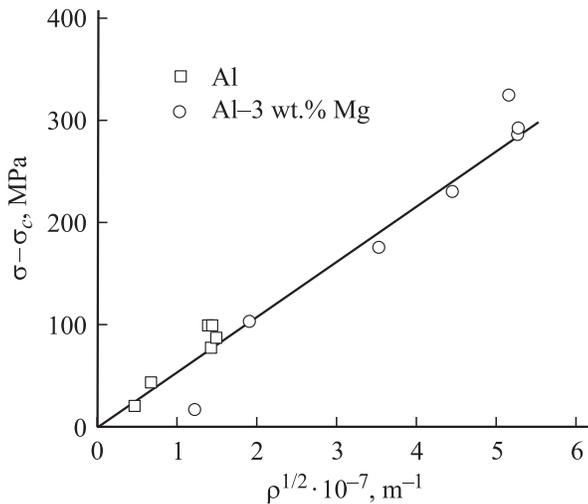


Рис. 2. Зависимость напряжений течения от плотности дислокаций в Al 99.99% и сплаве Al-3 wt.% Mg [1].

рис. 1 выходят на насыщение, больше в сплаве, чем в алюминии. В [20] найдено, что на третьей стадии кривой деформационного упрочнения коэффициент аннигиляции статистически-случайных (СС) дислокаций $k_a \equiv k_3$ в сплаве Al-3 wt.% Mg также меньше, чем в Al, и равен при 293 К 4.2 (в Al он составляет 6.7).

2. Размер и разориентация фрагментов

Характер эволюции при деформации таких параметров дислокационной структуры, как размер d и разориентация ω фрагментов, тоже представляет интерес для установления механизма деформационного упрочнения металлов и сплавов при больших пластических деформациях. На рис. 3, а приведены экспериментальные данные для Al и сплава Al-3 wt.% Mg [1], иллюстрирующие уменьшение среднего размера фрагментов в этих материалах с ростом деформации РКУП. Кривые 1 и 2 на рисунке демонстрируют это уменьшение согласно соотношению [11,20]

$$d(\varepsilon) = \frac{d_5}{1 - \exp\left(-\frac{1}{2}mk_5\varepsilon\right)}. \tag{5}$$

Значения параметров d_5 и k_5 указаны в табл. 1. Видно, что имеет место достаточно хорошее согласие между выражением (5) и экспериментом. На рис. 3, б дополнительно показана зависимость размера фрагментов в технически чистом Al 99.5% [2] от деформации прокаткой. Она также соответствует формуле (5) при $d_5 = 0.3 \mu m$ и $k_5 = 0.35$.

Поскольку зависимость средних углов разориентации ω от деформации РКУП в Al и сплаве Al-3 wt.% Mg в [1] не определялась, для полноты картины на рис. 3, б она приведена для технического чистого Al 99.5% для условий деформации прокаткой при 293 К [2]. Кривая 2 на этом рисунке рассчитана согласно соотношению [11]

$$\omega(\varepsilon) = \omega_5 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}mk_5\varepsilon\right) \right] \tag{6}$$

при значениях параметров ω_5 и k_5 , указанных в табл. 1. Видно, что, за исключением самой последней по величине деформации экспериментальной точки, имеется удовлетворительное согласие между соотношением (6) и результатами опытов [2]. Из приведенных на рис. 3, а

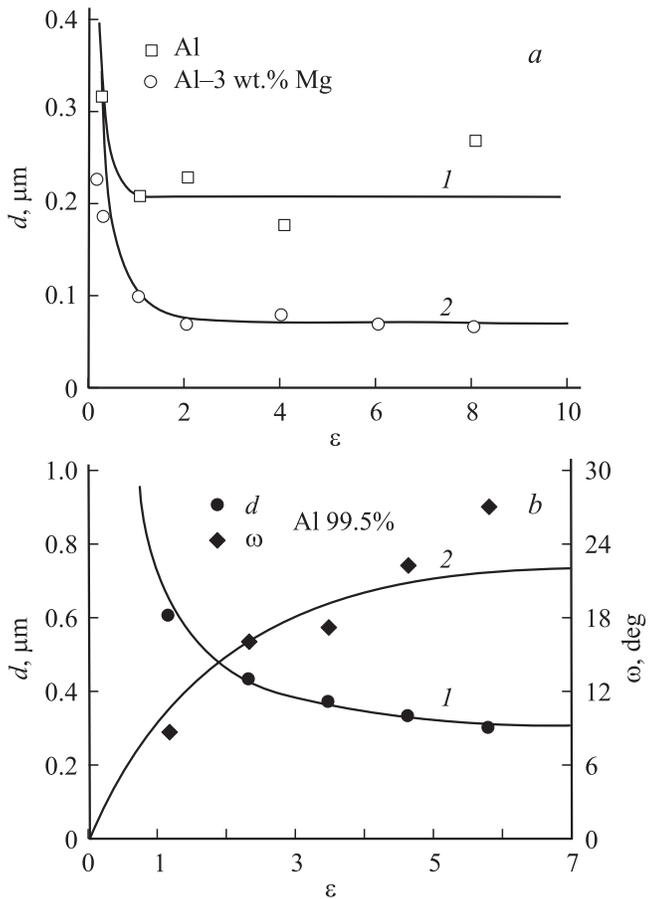


Рис. 3. Зависимость среднего размера фрагментов d в Al 99.99% и сплаве Al-3 wt.% Mg [1] (a) и Al 99.5% [2], а также среднего угла их разориентации ω в Al 99.5% [2] (b) от деформации.

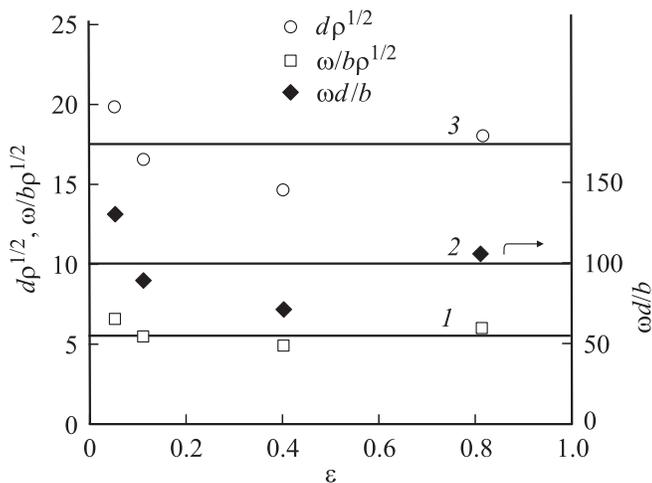


Рис. 4. Результаты обработки параметров ячеистой дислокационной структуры в Al 99.996% [26] согласно соотношениям (7).

и b данных следует, что средние размеры фрагментов и их углы разориентации приобретают при больших деформациях равновесные значения — соответственно d_5 и ω_5 . При относительно малых ($\varepsilon \ll 2/mk_5$) деформаци-

ях они изменяются с деформацией соответственно как $d(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-1}$ и $\omega(\varepsilon) \sim \varepsilon$.

3. Самоподобие и скейлинг фрагментированных структур

Имеется достаточно экспериментальных [6,11,21–24] и теоретических [25] свидетельств того, что образование ячеистой дислокационной структуры на второй и третьей стадиях кривых деформационного упрочнения ГЦК-металлов связано с процессом самоорганизации СС-дислокаций. Экспериментальным свидетельством этого является подчинение параметров ячеистых структур, таких как размер дислокационных ячеек и их углы разориентации ($\omega \leq 1^\circ$), принципу самоподобия [6,11] и скейлинга [21–24] при росте величины пластической деформации.

На рис. 4 в качестве иллюстрации приведены результаты обработки данных [26] по параметрам ячеистой дислокационной структуры в чистом Al 99.996% в соответствии с принципом самоподобия дислокационных структур, согласно которому между напряжением течения τ , средней плотностью дислокаций и параметрами ячеистой структуры существуют следующие соотношения, инвариантные величине деформации:

$$\tau = \tau_c + K_1 \frac{\mu b}{d}, \quad d = K_2 \rho^{-1/2},$$

$$\omega = K_3 b \rho^{1/2}, \quad \frac{\omega d}{b} = K_2 K_3. \quad (7)$$

Из рисунка видно, что экспериментальные точки при разных деформациях концентрируются вблизи горизонтальных прямых 1–3, расстояние от которых до оси абсцисс определяет величину масштабных коэффициентов K в соотношениях (7). Их значения для Al 99.996% приведены в табл. 2. Из первых двух соотношений (7) и закона Тэйлора (3) с учетом того, что $\tau = \sigma/m$, $\tau_c = \sigma_c/m$, следует, что коэффициент $K_1 = \alpha K_2$; следовательно, при $\alpha = 0.3$ получаем оценку коэффициента K_1 , указанную в табл. 2.

Рис. 5 демонстрирует результаты обработки напряжения течения, размера фрагментов и плотности дислокаций в Al 99.99% и сплаве Al-3 wt.% Mg [1] (рис. 1 и 3, a) в соответствии с первыми двумя соотношениями (7) с учетом того, что $\tau = \sigma/m$. Обращает на

Таблица 2. Значения масштабных коэффициентов в соотношениях (7) в алюминии различной чистоты и сплаве Al-3 wt.% Mg

Металл	K_1	K_2	K_3	$K_2 K_3$
Al 99.996% [26]	5.40	18.0	5.5	99
Al 99.99% [1]	0.97	3.1	—	—
Al 99.5% [2]	1.83	6.1	69	420
Al-3 wt.% Mg [1]	0.90	3.5	—	—

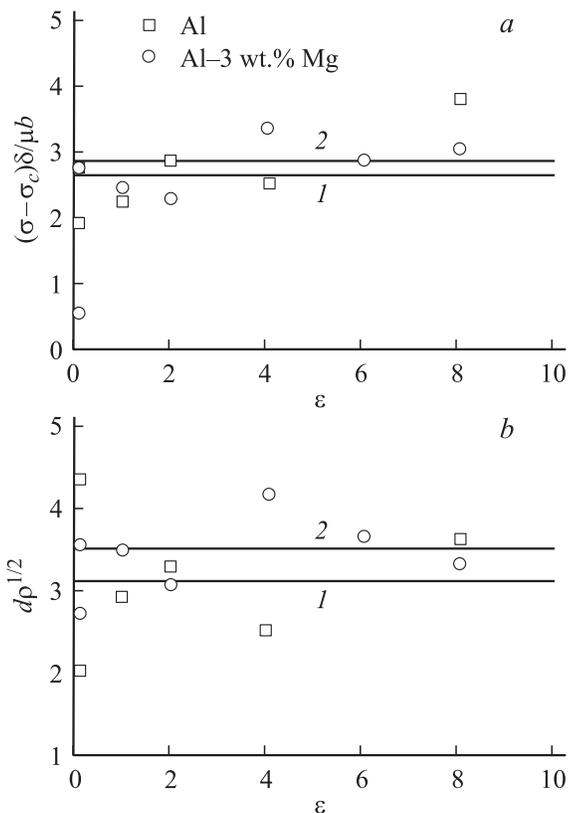


Рис. 5. Результаты обработки параметров фрагментированной дислокационной структуры в Al 99.99% и сплаве Al-3 wt.% Mg [1] согласно первому (а) и второму (b) соотношениям (7). Прямые 1 — Al, 2 — Al-3 wt.% Mg.

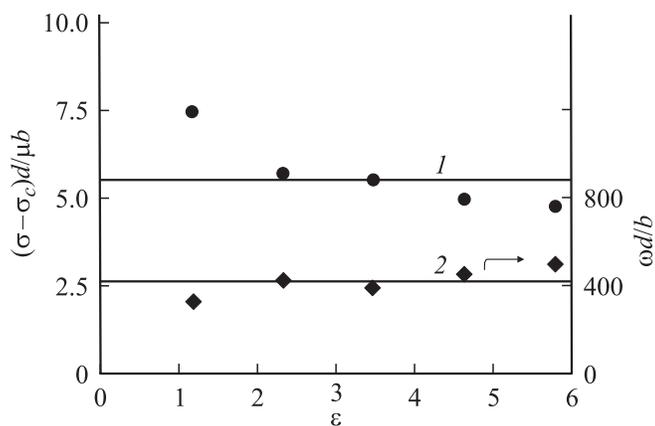


Рис. 6. Результаты обработки параметров фрагментированной дислокационной структуры в Al 99.5% [2] согласно первому и третьему соотношениям (7).

себя внимание, что значения масштабных коэффициентов K_1 и K_2 в случае фрагментированной структуры существенно меньше, чем в случае ячеистой дислокационной структуры. На рис. 6 приведены результаты обработки данных [2] для Al 99.5% (рис. 3, b) согласно первому и третьему соотношениям (7). Как и в предыдущем случае, коэффициент K_1 меньше, а

произведение коэффициентов K_2K_3 , наоборот, больше при образовании фрагментированной структуры, чем при формировании ячеистой дислокационной структуры. Принимая во внимание соотношение коэффициентов $K_1 = \alpha K_2$ и величину произведения K_2K_3 , можно оценить для Al 99.5% значения коэффициентов K_2 и K_3 по отдельности. В табл. 2 приведены эти оценки при $\alpha = 0.3$. Следует заметить, что анализ результатов для чистого Ni [26], выполненный в работе [19], показал, что величина произведения коэффициентов $K_2K_3 = 64$ для ячеистой структуры также существенно меньше, чем для фрагментированной структуры ($K_2K_3 = 183$).

Проведенный выше анализ соотношений самоподобия сделан для средних значений плотности дислокаций, размеров дислокационных ячеек и фрагментов и их разориентаций. Самоподобие и скэйлинг обнаруживают себя и при статистическом анализе распределения этих параметров вокруг их средних значений. Будучи нормированы на средние значения и соответствующие им частоты появления, распределения указанных параметров при разных степенях деформации укладываются на одну кривую [21–24].

4. Источники ГН-дислокаций

Источниками ГН-дислокаций являются градиенты сдвиговой деформации [27]: $\rho_{GN} = b^{-1} \partial \gamma / \partial y \approx b^{-1} \Delta \gamma / \Delta y$. Высокая плотность ГН-дислокаций достигается или в результате больших неоднородных деформаций Δy , как, например, при торцевом кручении плоских образцов под высоким давлением [28], или за счет малой величины расстояния Δy , на котором возникает градиент, как, например, при продольном кручении проволок микронной толщины [29]. В настоящем разделе проанализируем еще один механизм генерирования ГН-дислокаций — вследствие неоднородности пластической деформации на микроуровне в результате формирования в деформируемом материале ячеистой дислокационной структуры.

Известно, что границы ячеек располагаются вдоль плоскостей скольжения дислокаций и имеют толщину $\Delta \Lambda$, составляющую десятые доли от размера ячеек Λ [11,25]. Локальная сдвиговая деформация $\gamma(y)$, связанная с движением дислокаций в границах (стенках) ячеек, зависит от плотности СС-дислокаций в них $\rho(y)$, а также от длины свободного пробега дислокаций $\lambda = 1 / \delta_f \rho^{1/2}$ сквозь лес дислокаций в стенке, состоящей из дислокаций различных некопланарных систем скольжения: $\gamma(y) = b \rho(y) \lambda(y) = \delta_f^{-1} b \rho(y)^{1/2}$. Оценка показывает, что при характерной плотности дислокаций в стенках ячеек $10^{13} - 10^{14} \text{ m}^{-2}$ длина свободного пробега дислокаций при характерном значении $\delta_f = b k_f \approx 10^{-2}$ составляет $10 - 30 \mu\text{m}$ и превышает размер ячеек, равный $0.5 - 5 \mu\text{m}$.

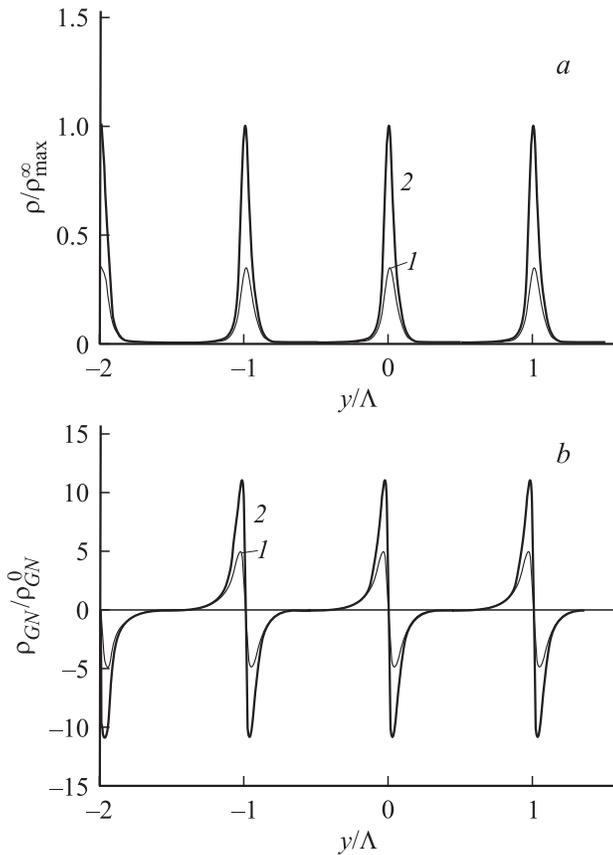


Рис. 7. Распределения плотности статистически-случайных (а) и геометрически необходимых (б) дислокаций согласно формулам (8) и (10а) при степенях деформации $\varepsilon = 0.1$ (1) и 1 (2).

Согласно [25], распределение плотности дислокаций в ячеистой структуре описывается выражением

$$\rho(y, \varepsilon) = \frac{\rho_{\max}(\varepsilon)}{\left[1 + (f(\varepsilon) - 1) \sin^2\left(\pi \frac{y}{\Lambda}\right)\right]^2}, \quad (8)$$

где $\rho_{\max}(\varepsilon) = \rho_{\max}^{\infty} v^2(\varepsilon)$ — плотность дислокаций в центре дислокационной стенки (при $y = 0$); $f(\varepsilon) = f_{\infty} v(\varepsilon)$; $f_{\infty} = (\rho_{\max}^{\infty}/\rho_{\min}^{\infty})^{1/2}$; ρ_{\min}^{∞} — плотность дислокаций в объеме ячеек; $v(\varepsilon) = 1 - \exp(-1/2mk_a\varepsilon)$ — функция, характеризующая изменение плотности дислокаций в стенках ячеек с ростом степени деформации ε ; k_a — коэффициент аннигиляции СС-дислокаций. На рис. 7, а показано распределение плотности СС-дислокаций в ячеистой структуре при $f_{\infty} = 30$, $k_a = 6$ и значениях деформации, равных 0.1 и 1. При $\varepsilon = 1$ (кривая 2) плотность дислокаций в стенках ячеек достигает стационарного значения и соответствует плотности дислокаций в конце третьей стадии кривой деформационного упрочнения металлов с ЦК-решеткой.

С учетом выражения (8) и отмеченного выше для плотности ГН-дислокаций выражения

$$\rho_{GN}(y, \varepsilon) = b^{-1} \partial \gamma(y, \varepsilon) / \partial y = \delta_f^{-1} \partial \rho^{1/2}(y, \varepsilon) / \partial y \quad (9)$$

получаем соотношения

$$\rho_{GN}(y, \varepsilon) = -\rho_{GN}^0 \frac{v(\varepsilon)[f(\varepsilon) - 1] \sin\left(2\pi \frac{y}{\Lambda}\right)}{\left[1 + (f(\varepsilon) - 1) \sin^2\left(\pi \frac{y}{\Lambda}\right)\right]^2}, \quad (10a)$$

$$\rho_{GN}^0 = \left(\frac{\pi}{\delta_f \Lambda \sqrt{\rho_{\max}^{\infty}}}\right) \rho_{\max}^{\infty}. \quad (10b)$$

На рис. 7, б показано распределение ГН-дислокаций в ячеистой дислокационной структуре согласно выражению (10а). Видно, что из-за существования локального градиента деформации (градиента плотности дислокаций внутри стенок дислокационных ячеек (9)) в границах ячеек формируются две стенки из ГН-дислокаций противоположных знаков. Плотность ГН-дислокаций достигает в них максимального значения в конце третьей стадии кривой деформационного упрочнения. Эта плотность, как показывает оценка, значительно превышает плотность СС-дислокаций в границах ячеек. Действительно, считая, что в форме (10а), согласно второму соотношению (7), $\Lambda \sqrt{\rho_{\max}^{\infty}} = K_2 = 18$, находим $\rho_{GN}^0 = 17.4 \rho_{\max}^{\infty}$. Из рис. 7, б видно, что эту оценку следует еще на порядок увеличить. В результате получаем, что в рассматриваемом случае $\rho_{GN}^{\max} \approx 10^2 \rho_{\max}^{\infty}$. Образование таких плотных дислокационных стенок на месте границ ячеек и возникновение вблизи границ ячеек парных дислокационных стенок (зародышей фрагментов) является первым признаком формирования в деформируемом материале фрагментированной дислокационной структуры [30]. Эволюция этой структуры при дальнейшем росте степени деформации определяется процессом самоорганизации ГН-дислокаций [19].

Таким образом, из проведенного в настоящей работе анализа следует, что ГН-дислокации являются вторичным эффектом, возникающим вследствие неоднородности пластической деформации на микроуровне. По своим кинетическим свойствам ГН-дислокации существенно не отличаются от СС-дислокаций. Образуют собственную подсистему дислокаций, они дополнительно упрочняют материал и формируют в нем (независимо от того, был ли он до деформации в моно- или поликристаллическом состоянии) систему из разориентированных на большие углы кристаллических фрагментов.

Подчинение параметров возникающей таким образом фрагментированной дислокационной структуры законам самоподобия и скейлинга указывает на то, что механизм ее формирования, как и при образовании ячеистой дислокационной структуры, связан с процессом самоорганизации дислокаций. Существенная разница в величине масштабных коэффициентов K для этих двух структур свидетельствует о том, что в механизме их формирования имеется некоторое различие, не вполне пока ясное. Из-за высокой плотности дислокаций в границах фрагментов и пространственной и энергетической их неупорядоченности они выступают в качестве дискретных в дислокационном отношении препятствий для движущихся дислокаций. Этим обстоятельством можно объяснить,

почему при больших деформациях напряжение течения увеличивается с уменьшением размеров фрагментов по закону $\sigma \sim d^{-1}$, а не по закону ХП: $\sigma \sim d^{-1/2}$.

Список литературы

- [1] J. Gubicza, N.Q. Chinh, Z. Horita, T.G. Langdon. *Mater. Sci. Eng. A* **387/389**, 55 (2004).
- [2] Q. Liu, X. Huang, D.J. Lloyd, N. Hansen. *Acta Mater.* **50**, 15, 3789 (2002).
- [3] A. Goloborodko, O. Sitdikov, R. Kaibyshev et al. *Mater. Sci. Eng. A* **381**, 121 (2004).
- [4] A. Belyakov, T. Saki, H. Miura, K. Tsuzaki. *Phil. Mag. A* **81**, 11, 2629 (2001).
- [5] Р.З. Валиев, И.В. Александров. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. Логос, М. (2002). 272 с.
- [6] D.A. Hughes, N. Hansen. *Acta Mater.* **48**, 11, 2958 (2000).
- [7] N. Hansen. *Scripta Mater.* **51**, 8, 801 (2004).
- [8] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **37**, 8, 2281 (1995).
- [9] R.A. Masumura, P.M. Hazledine, C.S. Pande. *Acta Mater.* **46**, 13, 4527 (1998).
- [10] G. Langford, M. Cohen. *Met. Trans. A* **6**, 4, 901 (1975).
- [11] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **46**, 11, 1968 (2004).
- [12] А.А. Попов, И.У. Pyshmintsev, R.Z. Valiev et al. *Scripta Met. Mater.* **37**, 7, 1089 (1997).
- [13] E.V. Kozlov, A.N. Zhdanov, N.A. Popova et al. *Mater. Sci. Eng. A* **387/389**, 789 (2004).
- [14] M. Furukava, Y. Ivahashi, Z. Horita et al. *Acta Mater.* **45**, 11, 4751 (1997).
- [15] М.М. Мышляев, С.Ю. Миронов. *ФТТ* **44**, 4, 711 (2002).
- [16] М.М. Мышляев, М.А. Прокунин, В.В. Шпейзман. *ФТТ* **43**, 5, 833 (2001).
- [17] R.K. Islamgaliev, N.F. Yunusova, R.Z. Valiev et al. *Scripta Mater.* **49**, 5, 467 (2003).
- [18] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **43**, 10, 1832 (2001).
- [19] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **44**, 11, 1979 (2002).
- [20] G.A. Malygin. *Phys. Stat. Sol. (a)* **119**, 2, 423 (1990).
- [21] D.A. Hughes, Q. Liu, D.C. Chrzan, N. Hansen. *Acta Mater.* **45**, 1, 105 (1997).
- [22] A. Godfrey, D.A. Hughes. *Acta Mater.* **48**, 8, 1897 (2000).
- [23] D.A. Hughes. *Scripta Mater.* **47**, 10, 697 (2002).
- [24] A. Godfrey, D.A. Hughes. *Scripta Mater.* **51**, 8, 831 (2004).
- [25] Г.А. Малыгин. *УФН* **169**, 9, 979 (1999).
- [26] Q. Liu, D.J. Jensen, N. Hansen. *Acta Mater.* **46**, 16, 5819 (1998).
- [27] M.F. Ashby. *Phil. Mag.* **21**, 170; 399 (1970).
- [28] A. Vorhauer, R. Rippan. *Scripta Mater.* **51**, 9, 921 (2004).
- [29] N. Fleck, G.M. Muller, M.F. Ashby et al. *Acta Met. Mater.* **42**, 2, 475 (1994).
- [30] G. Winther, D.J. Jensen, N. Hansen. *Acta Mater.* **45**, 12, 5059 (1997).