

Анализ параметров субмикронной дислокационной структуры 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 9 марта 2004 г.)

На основе уравнений дислокационной кинетики сделан сравнительный количественный анализ механизмов образования и эволюции с деформацией ячеистых дислокационных структур при умеренных деформациях и субмикронных блочных дислокационных структур при больших пластических деформациях. Как в том, так и в другом случае формирование неоднородных дислокационных структур является результатом процесса самоорганизации дислокаций: при образовании ячеистых структур — самоорганизации статистически случайных дислокаций, при формировании блочных структур — самоорганизации геометрически необходимых дислокаций, возникающих вследствие неоднородного характера пластической деформации на микронном уровне.

Механизм деформационного упрочнения и эволюции дислокационной структуры в металлах при больших пластических деформациях является в настоящее время предметом интенсивных экспериментальных [1–5] и теоретических [6–10] исследований. Интерес к этой проблеме обусловлен тем, что деформирование до больших степеней пластической деформации, например методом равноканального углового прессования [3], позволяет получить мелкокристаллические материалы с размерами зерен нано- и субмикронного диапазона с повышенной по сравнению с более крупнозернистыми материалами прочностью. Это является результатом формирования в материале при сдвиговых деформациях $\gamma > 0.5$ блочной дислокационной структуры с большими ($> 1^\circ$) углами разориентации между соседними фрагментами (блоками) кристалла.

Сейчас имеется достаточное количество предположений и гипотез относительно того, чем обусловлена повышенная прочность сильнодеформированных металлов. Их можно разбить на три группы. К первой группе относятся гипотезы, в которых предполагается, что высокая прочность материала σ после его сильной деформации обусловлена малым размером Λ и сильной разориентацией ω фрагментов кристалла после такой деформации в соответствии с законом Холла–Петча $\sigma \sim \Lambda^{-1/2}$ [2]. В пользу этого механизма говорит то, что в результате больших деформаций ($\gamma > 10–20$) в материале образуется субзеренная структура со средними углами разориентации между фрагментами кристалла $\approx 45^\circ$ [11,12]. Другая группа гипотез предполагает, что высокая прочность сильнодеформированных материалов связана с большой величиной внутренних напряжений в нем из-за неравновесного характера границ фрагментов при значительной их разориентации [7,13,14]. Наконец, согласно третьей группе гипотез повышенная прочность после сильной деформации обусловлена деформационным упрочнением материала, т.е. более высокой плотностью в нем дислокаций ($\approx 10^{15}–10^{16} \text{ m}^{-2}$), сосредоточенных главным образом в границах фрагментов [6,9,10].

Еще один круг вопросов, вызывающих в настоящее время дискуссию, это сам механизм формирования блочных дислокационных структур в сильнодеформированном материале. Что касается ячеистых дислокационных структур, то сейчас достаточно хорошо установлено, что их образование связано с процессом самоорганизации дислокаций в деформируемом кристалле [15]. Этим обстоятельством объясняется, почему ячеистые структуры в процессе деформации изменяются самоподобным образом, сохраняя соотношения между своими параметрами [2,10,15] и оставляя неизменным характер (закон) статистического распределения ячеек по размерам и разориентациям (скэйлинг ячеистых структур [4,5]). Сейчас имеется ряд экспериментальных свидетельств того, что и формирование сильно разориентированных (по крайней мере, до $\omega < 15–30^\circ\text{C}$) блочных дислокационных структур обусловлено процессом самоорганизации дислокаций. На это обстоятельство указывает подчинение их законам самоподобия [2,10,16] и скэйлинга [2,4,5].

В настоящей работе продолжен сравнительный анализ механизмов образования и параметров ячеистых и блочных дислокационных структур, начатый в работах [9,10,16]. В указанных работах предполагалось, что дополнительное упрочнение при больших деформациях и появление на кривых напряжение–деформация металлов с ГЦК решетками четвертой и пятой стадий упрочнения обусловлены генерацией геометрически необходимых дислокаций (ГНД) вследствие неоднородности пластической деформации на микроуровне и формирования из ГНД границ блоков. В первом разделе анализируются данные по эволюции размеров дислокационных ячеек и блоков с деформацией. Во втором разделе аналогичный анализ сделан относительно эволюции с деформацией углов разориентаций ячеек и блоков. В третьем разделе обсуждаются возможные причины более низких значений коэффициентов аннигиляции геометрически необходимых дислокаций по сравнению со статистически случайными дислокациями, с которыми связано образо-

вание ячеистых дислокационных структур и появление второй и третьей стадий на кривых деформационного упрочнения ГЦК металлов. В заключительном разделе обсуждаются особенности формирования блочных дислокационных структур и связанного с ними деформационного упрочнения.

1. Эволюция размеров дислокационных ячеек и блоков с деформацией

Согласно двухфазной модели [9,16], полная плотность дислокаций в кристалле ρ в процессе его пластической деформации, охватывающей вторую—пятую стадии кривой деформационного упрочнения, состоит из суммы плотностей статистически случайных ρ_C и геометрически необходимых ρ_B дислокаций, сосредоточенных соответственно в границах дислокационных ячеек и границах дислокационных блоков,

$$\rho(\gamma) = f_C \rho_C(\gamma) + f_B \rho_B(\gamma), \quad (1)$$

где γ — величина сдвиговой деформации, $f_C = \Delta\Lambda_C(\gamma)/\Lambda_C(\gamma)$ и $f_B = \Delta\Lambda_B(\gamma)/\Lambda_B(\gamma)$ — не зависящие от деформации объемные доли соответственно границ ячеек и границ блоков в дислокационной структуре [2,10]; $\Delta\Lambda_C, \Delta\Lambda_B$ — ширина границ и Λ_C, Λ_B — размер ячеек и блоков. Плотность дислокаций (1) определяет величину напряжений течения

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

где α — постоянная междислокационного взаимодействия, μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса. Напряжения (2) соответствуют квадратичному закону суммирования напряжений течения

$$\tau(\gamma) = [\tau_C^2(\gamma) + \tau_B^2(\gamma)]^{1/2}, \quad (3)$$

здесь $\tau_C(\gamma) = \alpha_C \mu b \rho_C^{1/2}(\gamma)$ и $\tau_B(\gamma) = \alpha_B \mu b \rho_B^{1/2}(\gamma)$ — вклад в полное напряжение течения соответственно границ ячеек и границ блоков, $\alpha_C = \alpha f_C^{1/2}$, $\alpha_B = \alpha f_B^{1/2}$. Как известно, квадратичный закон суммирования определяет напряжения течения при наличии препятствий для движения дислокаций с сильно различающимися прочностями. В рассматриваемом случае границы блоков являются более мощными препятствиями для дислокаций, чем границы ячеек.

Плотность дислокаций в границах дислокационных ячеек увеличивается с деформацией в соответствии с законом [15]

$$\rho_C(\gamma) = \left(\frac{5}{6}\right)^2 \rho_S(\gamma) = \rho_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} k_a \gamma\right)\right]^2, \quad (4)$$

$$\rho_3 = \left(\frac{6}{5}\right)^2 \left(\frac{k_f}{k_a}\right)^2,$$

где ρ_3 — равновесная плотность дислокаций в границах ячеек в конце третьей стадии кривой деформационного

упрочнения (первой стадии динамического отдыха). Она зависит от коэффициента k_f , определяющего интенсивность размножения дислокаций на дислокациях леса, и от коэффициента аннигиляции винтовых участков дислокационных петель k_a согласно кинетическому уравнению для плотности дислокаций на второй и третьей стадиях кривой деформационного упрочнения [17]

$$\frac{d\rho_S}{d\gamma} = k_f \rho_S^{1/2} - k_a \rho_S. \quad (5)$$

Решая уравнение (5), получаем закон эволюции плотности дислокаций с деформацией (4). Дополнительный множитель $(6/5)^2$ является результатом процесса самоорганизации дислокаций при образовании ячеистой дислокационной структуры [15]. Поскольку $b k_f \approx 10^{-2}$, $k_a \approx 4-8$ при 293 К [15], в конце третьей стадии плотность дислокаций $\rho_3 \approx 10^{13}-10^{14} \text{ м}^{-2}$.

Согласно принципу подобия ячеистых дислокационных структур размер ячеек и плотность дислокаций при разных деформациях связаны соотношением $\Lambda_C(\gamma) = K_2 \rho_S^{-1/2}(\gamma)$, где $K_2 \approx 8-10$ — некоторый масштабный коэффициент [18]. Таким образом, принимая во внимание (4), получаем

$$\Lambda_C(\gamma) = \frac{\Lambda_3}{1 - \exp\left(-\frac{1}{2} k_a \gamma\right)}, \quad (6)$$

где $\Lambda_3 = K_2 \rho_3^{-1/2} \approx 1-2 \mu\text{м}$ — размер ячеек в конце третьей стадии. На рис. 1 приведены результаты обработки экспериментальных зависимостей $\Lambda_C(\varepsilon)$ для ряда металлов Al [19], Ni [20], Cu [21] и сплавов Ni-2%Al, Cu-2.8%Al, Cu-10%Zn [22] в координатах $\log(1 - \Lambda_3/\Lambda_C(\varepsilon)) - \varepsilon$ в соответствии с формулой (6),

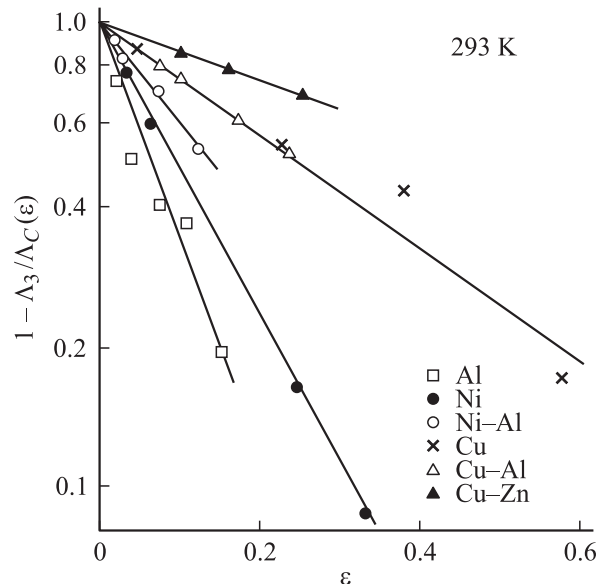


Рис. 1. Зависимость размера дислокационных ячеек Λ_C от величины деформации согласно формуле (6) в Al [19], Ni [20], Cu [21] и сплавах Ni-Al, Cu-Al и Cu-Zn [22].

Таблица 1. Параметры эволюции размеров дислокационных ячеек с деформацией

Металл	Ссылка	$\Lambda_3, \mu\text{m}$	$\varepsilon_3 = 2/mk_a$	k_a
Al 99.995%	[19]	1.6	0.10	6.7
Ni	[20]	0.14	0.15	4.5
Ni–2%Al	[22]	0.14	0.20	3.3
Cu	[21]	0.14	0.36	1.8
Cu–2.8%Al	[22]	0.14	0.36	1.8
Cu–10%Zn	[22]	0.12	0.83	0.8

Таблица 2. Параметры эволюции размеров дислокационных блоков с деформацией

Металл	Ссылка	$\Lambda_5, \mu\text{m}$	$\varepsilon_5 = 2/mk_5$	k_5	$\beta = k_5/k_a$
Ni 99.99%	[2]	0.1	3.1	0.21	0.05
α -Fe	[25]	0.1	3.1	0.21	–
Ti	[24]	0.32	6.25	0.11	–
Al–0.13%Mg	[3]	0.42	3.0	0.22	0.03
Al–1.3%Fe	[3]	0.40	3.0	0.22	0.03

где $\varepsilon = \gamma/m$ — деформация растяжения, $m \approx 3$ — фактор Тейлора для поликристаллов. Видно, что экспериментальные точки в этих координатах укладываются на прямые линии, наклон которых тем больше, чем больше коэффициент аннигиляции дислокаций k_a . Последний в случае металлов с ГЦК решеткой увеличивается с ростом энергии дефектов упаковки γ_D [15], что подтверждается приведенными на рис. 1 данными. Для Al, Ni и сплава Ni–Al $\gamma_D = 140\text{--}180 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$, для Cu и сплавов Cu–Al и Cu–Zn — $20\text{--}60 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$. В табл. 1 приведены параметры эволюции размеров дислокационных ячеек с деформацией для рассматриваемых металлов. Деформация $\varepsilon_3 = 2/mk_a$ характеризует продолжительность третьей стадии деформационного упрочнения (первой стадии динамического отдыха).

Геометрически необходимые дислокации отличаются от статистически случайных источником происхождения, поскольку возникают в результате релаксации упругих напряжений из-за неоднородности пластической деформации на микронном уровне [23] (в рассматриваемом случае на уровне размеров дислокационных ячеек). Другое их отличие от статистически случайных дислокаций состоит в том, что в некоторых локальных объемах преимущественно генерируются дислокации одного знака и одной ориентации вектора Бюргера относительно линии дислокации. В остальных чертах (участие в процессах размножения и аннигиляции) они в качественном отношении не отличаются от статистически случайных дислокаций. Это позволяет написать следующее кинетическое уравнение для плотности ГНД [10]:

$$\frac{d\rho_G}{d\gamma} = \frac{2(1-\beta_i)}{b\Lambda_c(\gamma)} + k_4\rho_G^{1/2} - k_5\rho_G, \quad (7)$$

где β_i — коэффициент иммобилизации дислокаций на препятствиях, исключающих их из процессов размноже-

ния на дислокациях леса (второе слагаемое в правой части (7)) и аннигиляции (третье слагаемое). Согласно (7) в конце третьей стадии деформационного упрочнения при $\beta_i = 0.9$, $b = 0.25 \text{ nm}$, $\Lambda_3 = 1 \mu\text{m}$ и $\gamma_3 = 0.5$ плотность ГНД $\rho_G = [2(1-\beta_i)/b\Lambda_3]\gamma_3 \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$ становится сопоставимой с плотностью статистически случайных дислокаций. В результате на кривой деформационного упрочнения материала при больших ($\gamma > \gamma_3$) деформациях появляются дополнительные четвертая и пятая стадии упрочнения.

Плотность ГНД в границах дислокационных блоков увеличивается с деформацией по аналогичному (4) закону [10]

$$\rho_B(\gamma) = \left(\frac{6}{5}\right)^2 \rho_G(\gamma) = \rho_5 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}k_5\gamma\right)\right]^2, \quad (8)$$

$$\rho_5 = \left(\frac{6}{5}\right)^2 \left(\frac{k_4}{k_5}\right)^2,$$

где ρ_5 — плотность дислокаций в конце пятой стадии деформационного упрочнения (второй стадии динамического отдыха). Согласно принципу подобия для блочных дислокационных структур $\Lambda_B = K_2/\rho_G^{1/2}$ изменение размеров блоков с ростом деформации должно описываться формулой, аналогичной (6),

$$\Lambda_B(\gamma) = \frac{\Lambda_5}{1 - \exp\left(-\frac{1}{2}k_5\gamma\right)}, \quad (9)$$

где $\Lambda_5 = K_2/\rho_5^{1/2}$ — равновесный размер блоков в конце пятой стадии упрочнения. На рис. 2 и 3 приведены результаты обработки экспериментальных зависимостей $\Lambda_B(\varepsilon)$ для Ni [2], Ti [24], α -Fe [25] и сплавов Al–0.13%Mg и Al–1.3Fe [3] в координатах $\log(1 - \Lambda_5/\Lambda_B(\varepsilon)) - \varepsilon$ в соответствии с соотношением (9). Несмотря на разброс экспериментальных точек, особенно при больших степенях деформации (рис. 2), можно сделать вывод, что соотношение (9) согласуется с экспериментом.

Ступенчатый характер зависимости (9) для сплава Al–Mg на рис. 3 связан, вероятно, с тем, что атомы магния сильно закрепляют дислокации в алюминии в диапазоне температур 200–350 K в результате динамического деформационного старения, что вызывает задержку в формировании как ячеистой, так и блочной дислокационных структур [3]. Такая задержка мала в случае сплава Al–Fe, поскольку атомы железа слабо взаимодействуют с дислокациями в алюминии и образуют выделения частиц Al_3Fe в алюминиевой матрице размером порядка $2 \mu\text{m}$ [3]. В табл. 2 приведены параметры эволюции блочной структуры с деформацией в анализируемых металлах и сплавах. Сравнение значений коэффициентов аннигиляции дислокаций в табл. 1 и 2 показывает, что для ГНД эффективный коэффициент аннигиляции k_5 приблизительно на порядок ниже, чем для статистически случайных дислокаций k_a (см. последний столбец в табл. 2). Возможные причины этого различия обсуждаются далее в разделе 3.

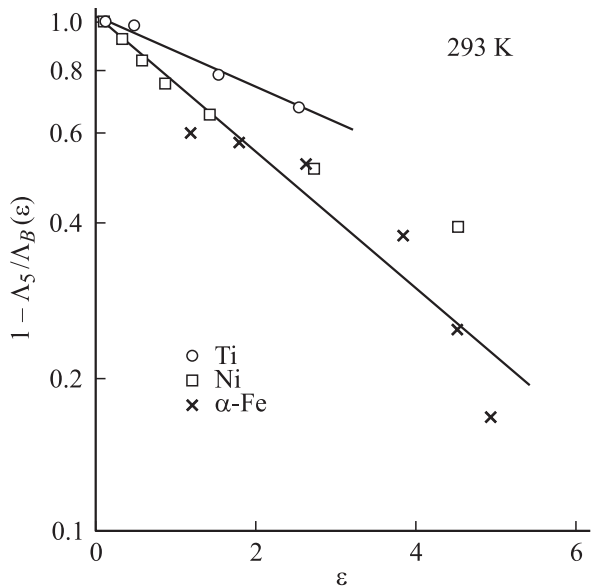


Рис. 2. Зависимость размера дислокационных блоков Λ_B от степени деформации согласно уравнению (9) в Ni [2], Ti [24] и α -Fe [25].

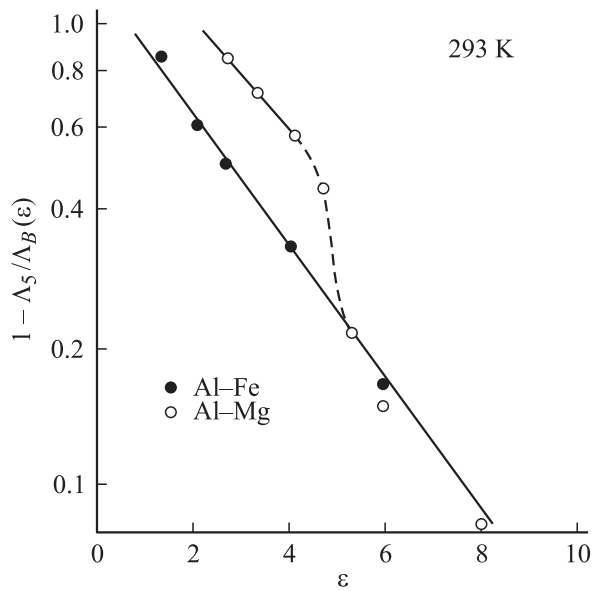


Рис. 3. Зависимость размера дислокационных блоков Λ_B от степени деформации согласно уравнению (9) в сплавах Al-Mg и Al-Fe [3].

2. Эволюция углов разориентации дислокационных ячеек и блоков с деформацией

Анализ экспериментальных данных показывает, что между средним размером дислокационных ячеек Λ_C и средним углом их разориентации ω_C существует соотношение $\Lambda_C(\gamma)\omega_C(\gamma) = \text{const}$ [2,10,16], означающее, что размер ячеек изменяется с деформацией как

$$\omega_C = K_3 b \rho_S^{1/2}, \text{ или}$$

$$\omega_C(\epsilon) = \omega_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} k_a m \epsilon\right) \right], \quad (10)$$

где $\omega_3 = K_3 b \rho_3^{1/2}$ — равновесный угол разориентации ячеек в конце третьей стадии упрочнения, K_3 — некоторый постоянный коэффициент, $\epsilon = \gamma/m$. На рис. 4, а приведены экспериментальные зависимости углов разориентации ячеек от деформации в алюминии различной чистоты [25,26] и в сплаве Ni₃Fe [11]. Кривые 2 и 3 на рисунке относятся соответственно к максимальным и средним значениям углов разориентации ячеек в Al [26]. Результат обработки указанных зависимостей в безразмерных переменных согласно соотношению (10) демонстрирует рис. 4, б. Видно, что между теорией (сплошная кривая) и экспериментом имеется хорошее соответствие. В табл. 3 приведены значения параметров ω_3 , ϵ_3 и k_a , определяющих изменение среднего угла разориентации дислокационных ячеек с деформацией в рассматриваемых металлах.

Экспериментальные данные, касающиеся изменения с деформацией углов между дислокационными блоками в Ni [2], Al [28] и α -Fe [25], показаны на рис. 5, а. Поскольку для блоков в первом приближении также выполняется соотношение $\Lambda_B(\gamma)\omega_B(\gamma) = \text{const}$ между средним размером блоков и средним углом их разориентации [10,16], эволюция угла ω_B с деформацией должна описываться соотношением, аналогичным (10),

$$\omega_B(\epsilon) = \omega_5 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} k_5 m \epsilon\right) \right], \quad (11)$$

где $\omega_5 = K_5 b \rho_5^{1/2}$ — равновесный угол разориентации блоков в конце пятой стадии упрочнения. Рис. 5, б

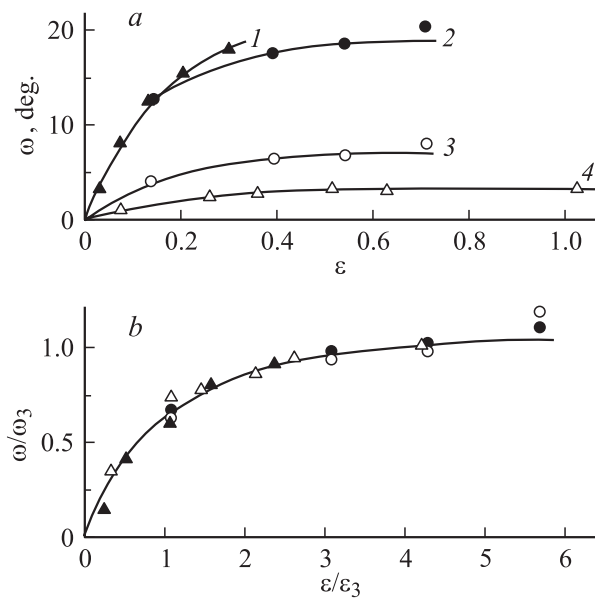


Рис. 4. Зависимость углов разориентации дислокационных ячеек ω_C от величины деформации: 1 — Al 99.995% [26], 2, 3 — Al 99.9% [27], 4 — Ni₃Fe [11] (а). Те же зависимости в безразмерных переменных согласно уравнению (10) (б).

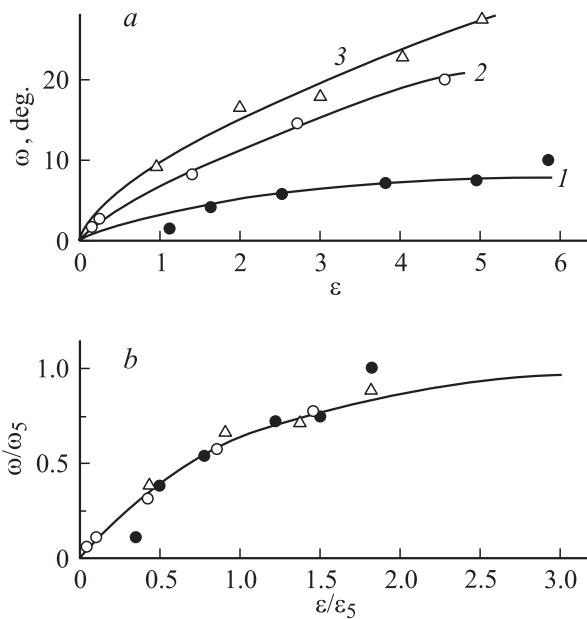
Таблица 3. Параметры изменения углов разориентации дислокационных ячеек с деформацией

Металл	Ссылка	ω_3, deg	$\varepsilon_3 = 2/mk_a$	k_a
Al 99.995%	[26]	20.0	0.125	5.3
Al 99.9%	[27]			
Кривая 2		18.3	0.125	5.3
Кривая 3 (рис. 4, а)		6.7	0.125	5.3
Ni ₃ Fe	[11]	3.25	0.24	2.8

Таблица 4. Параметры изменения углов разориентации дислокационных блоков с деформацией

Металл	Ссылка	ω_5, deg	ε_5	k_5	$\beta = k_5/k_a$
Ni 99.99%	[2]	26	3.3	0.21	0.08
α -Fe	[25]	10	3.2	0.22	—
Al 99%	[28]	25	2.2	0.3	0.06

демонстрирует результат обработки экспериментальных данных на рис. 5, а в соответствии с соотношением (11). Видно, что за исключением двух экспериментальных точек при самых больших деформациях остальные точки достаточно хорошо укладываются на теоретическую зависимость (сплошная кривая). В табл. 4 приведены значения параметров ω_5 , ε_5 и k_5 , определяющих изменение среднего угла разориентации дислокационных блоков с деформацией в рассматриваемых металлах. Как и в случае размеров блоков (табл. 2), величина

**Рис. 5.** Зависимость углов разориентации дислокационных ячеек ω_B от величины деформации: 1 — α -Fe [25], 2 — Ni [2], 3 — Al [28] (а). Те же зависимости в безразмерных переменных согласно уравнению (11) (б).

коэффициента аннигиляции дислокаций при больших деформациях k_5 оказывается на порядок ниже коэффициента аннигиляции дислокаций k_a на третьей стадии кривой деформационного упрочнения.

3. Особенности аннигиляции геометрически необходимых дислокаций

Причин того, что коэффициент аннигиляции дислокаций при больших деформациях k_5 оказался на порядок меньше, чем коэффициент аннигиляции дислокаций k_a на третьей стадии деформационного упрочнения (первой стадии динамического отдыха), может быть несколько.

При записи кинетических уравнений (5) и (7) предполагалось, что плотности дислокаций противоположных знаков в кристалле одинаковы. В случае статистически случайных дислокаций на второй и третьей стадиях это действительно так. Но в случае геометрически необходимых дислокаций ситуация другая: в локальных объемах дислокации одного знака доминируют над дислокациями другого знака. Следствием этого является сильная разориентация дислокационных блоков, где концентрируется нескомпенсированная по знаку часть дислокаций. Очевидно, что при дефиците дислокаций одного знака эффективный коэффициент аннигиляции дислокаций, определяющий вторую стадию динамического отдыха (пятую стадию деформационного упрочнения), будет меньше, чем на третьей стадии упрочнения. Если предположить, что соотношение между плотностями положительных и отрицательных дислокаций при больших деформациях остается постоянным $\beta = \rho_-/\rho_+ = \text{const}$ [10], то, принимая во внимание экспериментальные значения β (табл. 2 и 4), можно сделать вывод, что относительная доля дислокаций противоположного знака при указанных деформациях не превышает десяти процентов.

Другие причины более низких значений коэффициента аннигиляции ГНД могут быть связаны с физическим механизмом аннигиляции дислокаций, который контролирует динамический отдых пластически деформируемого металла при низких и умеренных температурах. Согласно [29,30], эффективный коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций при динамическом отдыхе определяется формулой

$$k_a = \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2 p a} \left(\frac{\mu}{\tau_c} \right), \quad (12)$$

где ω_s — доля винтовых участков на расширяющихся дислокационных петлях, p — число действующих систем скольжения, τ_c — напряжение трения, определяющее критическое расстояние спонтанной аннигиляции винтовых дислокаций противоположного знака. В случае металлов с ОЦК решеткой и температур $T < 0.15T_m$ напряжение трения τ_c соответствует напряжению Пайерлса [30].

Для металлов с ГЦК структурой напряжение τ_c — это напряжение τ_{III} , необходимое для выхода винтовой дислокации из плоскости скольжения в плоскость поперечного скольжения для встречи с винтовой дислокацией противоположного знака [31],

$$\tau_{III}(T) = \tau_{III}(0) \exp\left(-\frac{kT}{A} \ln \frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}}\right), \quad (13)$$

где $\tau_{III}(0)$ — напряжение τ_{III} при температуре $T = 0$; A — параметр, зависящий от величины энергии дефектов упаковки; $\dot{\gamma}$ — скорость пластической деформации; $\dot{\gamma}_0$ — предэкспоненциальный множитель; k — постоянная Больцмана. Подставляя (13) в (12), получаем температурно-скоростную зависимость коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций

$$k_a(T) = k_a(0) \exp\left(\frac{kT}{A} \ln \frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}}\right),$$

$$k_a(0) = \frac{\omega_s^{5/2}}{2\pi^2 p \alpha} \left(\frac{\mu}{\tau_{III}(0)}\right). \quad (14)$$

Анализ экспериментальных данных показывает [10,16], что отношение коэффициентов аннигиляции дислокаций на первой и второй стадиях динамического отдыха k_5/k_a не зависит от температуры. Это означает, что более низкие значения коэффициента аннигиляции ГНД $k_5 = \beta k_a$ по сравнению с коэффициентом аннигиляции статистически случайных дислокаций k_a связаны с предэкспоненциальным множителем $k_5(0) = \beta k_a(0)$, т.е. с изменением величины параметров ω_s , α , p или $\tau_{III}(0)$ во второй формуле (14).

Уменьшение величины постоянной междислокационного взаимодействия α при больших плотностях дислокаций исключает ее как фактор, снижающий величину параметра $k_5(0)$. Оценки, приведенные в [31], показывают, что напряжение $\tau_{III}(0) \approx 0.1\mu/n$, здесь $n \approx 20-30$ — число винтовых дислокаций в скоплении, необходимое для активизации поперечного скольжения головной дислокации скопления. Поскольку $k_a(0) \sim n$, уменьшение числа дислокаций в скоплениях в нано- и субмикронной (субзеренной) дислокационной структуре при больших деформациях может существенно уменьшить вероятность аннигиляции ГНД. Известно также, что при больших деформациях возрастает число действующих систем скольжения p , что согласно второму соотношению (14) также будет вызывать снижение коэффициента аннигиляции геометрически необходимых дислокаций. Наконец, если при микронеоднородной пластической деформации упругие изгибы решетки доминируют над ее упругими вращениями, доля участков с винтовой ориентацией на дислокационных петлях ω_s будет уменьшаться, что, согласно (14), должно дополнительно снижать коэффициент аннигиляции ГНД.

4. Обсуждение результатов

В заключение обсудим ряд особенностей формирования блочных дислокационных структур и связанного с ними деформационного упрочнения. Блочные структуры являются вторичными образованиями, они возникают после и в результате формирования в материале ячеистой дислокационной структуры. Этим обстоятельством объясняется, почему обусловленное ими деформационное упрочнение становится заметным только при достаточно больших степенях деформации. Выше и в [10,16] продемонстрировано, что оно связано с высокой плотностью ГНД в границах блоков. В качестве таких дискретно дислокационных границ могут выступать границы при углах их разориентации, не превышающих $15-30^\circ$.

Менее ясен вклад границ блоков с разориентациями выше 30° в деформационное упрочнение сильно деформированного материала. Если это субзерна субмикронных размеров с равновесными границами, логично предположить, как это неоднократно делалось, что их вклад в упрочнение сильно деформированного материала определяется законом Холла–Петча $\sigma \sim \Lambda_B^{-1/2}$. Но известно, что холл-петчевское упрочнение ограничивается не только начальной стадией деформации (пределом текучести), но также оказывает влияние и на процесс деформационного упрочнения поликристаллического материала, интенсифицируя его. Опыты же показывают, что при сдвиговых деформациях $\gamma > 5$ деформационное упрочнение материала исчерпывается и напряжения течения и микротвердость достигают насыщения [1,3,32]. Это означает, что при указанных деформациях имеет место динамическое равновесие между процессами размножения и аннигиляции дислокаций (упрочнения и отдыха). Поскольку дислокации сосредоточены в границах сильно разориентированных блоков, динамическое равновесие имеет место и в них.

Это равновесие, однако, не означает, что границы становятся равновесными в термодинамическом отношении, как после высокотемпературного отжига. Наличие вблизи границ блоков достаточно больших локальных напряжений [14] свидетельствует об их неупорядоченности. Пространственная неупорядоченность границ проявляется в том, что они выступают в дислокационном отношении как дискретные препятствия с более высокой чем границы ячеек плотностью дислокаций. Этим обстоятельством можно объяснить, почему напряжение течения материала при больших степенях деформации определяется не законом Холла–Петча, а законом $\sigma \sim \Lambda_B^{-1}$ [25,32], как и в случае границ дислокационных ячеек.

Но если материал с субмикронной дислокационной структурой подвергнуть отжигу для удаления избыточной плотности дислокаций, упорядочения границ блоков и частичной их рекристаллизации, то отожженный материал с субмикронной и микронной зеренными структурами в процессе пластической деформации, во-первых, испытывает сильное деформационное упрочнение,

а, во-вторых, его предел текучести (напряжение на начальной стадии деформации) изменяется с размером зерен в соответствии с законом Холла–Петча [33].

Список литературы

- [1] M. Zehebetbauer, V. Seumer. *Acta Metall. Mater.* **41**, 2, 577 (1993).
- [2] D.A. Hughes, N. Hansen. *Acta Metall. Mater.* **48**, 11, 2958 (2000).
- [3] P.J. Apps, J.R. Bowen, P.B. Prangnell. *Acta Mater.* **51**, 10, 2811 (2003).
- [4] D.A. Hughes, Q. Liu, D.C. Chrzan, N. Hansen. *Acta Metall. Mater.* **45**, 1, 105 (1997).
- [5] D.A. Hughes. *Scripta Mater.* **47**, 10, 697 (2002).
- [6] Y. Estrin, L.S. Toth, A. Molinari, Y. Brechet. *Acta Mater.* **46**, 15, 5509 (1998).
- [7] M. Seefeldt. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **2**, 1, 44 (2001).
- [8] N. Hansen, D. Kuhlmann-Wilsdorf. *Mater. Sci. Eng.* **81**, 1/2, 141 (1986).
- [9] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **41**, 10, 1832 (2001).
- [10] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **44**, 11, 1979 (2002).
- [11] В.В. Рыбин. Большие пластические деформации и разрушение металлов. *Металлургия, М.* (1986). 224 с.
- [12] A.P. Zhilyaev, G.V. Nurislamova, B.K. Kim et al. *Acta Mater.* **51**, 3, 753 (2003).
- [13] Н.А. Конева, Э.В. Козлов. *Изв. вузов. Физика* **33**, 2, 89 (1990).
- [14] A.A. Popov, I.Yu. Pyshmintsev, R.Z. Valiev et al. *Scripta Metall. Mater.* **37**, 7, 1089 (1997).
- [15] Г.А. Малыгин. *УФН* **169**, 9, 979 (1999).
- [16] Г.А. Малыгин. *Вопросы материаловедения. Прометей, СПб* (2003). В. 1 (33). С. 278.
- [17] U.F. Kocks. *J. Eng. Mater. Technol. ASME-H* **98**, 1, 76 (1976).
- [18] F. Prinz, A.S. Argon. *Phys. Stat. Sol. (a)* **57**, 2, 741 (1980).
- [19] T. Tabata, S. Yamanaka, H. Fujita. *Acta Metall.* **26**, 3, 405 (1978).
- [20] А.С. Рубцов, В.В. Рыбин. *ФММ* **44**, 3, 611 (1977).
- [21] И.А. Гиндин, Я.Д. Стародубцев, В.К. Аксенов. *Металлофизика* **8**, 12, 49 (1980).
- [22] Л.А. Корниенко, Г.П. Бакач, Е.Ф. Дударев. *Сб.: Пластическая деформация сплавов. Изд-во ТГУ, Томск* (1986). С. 219.
- [23] J.S. Stölken, A.G. Evans. *Acta Mater.* **46**, 14, 5109 (1998).
- [24] Г.А. Салищев, С.В. Жеребцов, С.Ю. Миронов. *Вопросы материаловедения. Прометей, СПб* (2003). В. 1 (33). С. 175.
- [25] G. Langford, M. Cohen. *Metall. Trans. (A)* **6**, 4, 901 (1975).
- [26] A. Kelly. *Acta Cryst.* **7**, 8/9, 554 (1954).
- [27] Н.Ю. Золоторевский, Ю.Ф. Титовец, Н.Ю. Ермакова. *Вопросы материаловедения. Прометей, СПб* (2002). В. 1 (29). С. 290.
- [28] Q. Liu, X. Huang, D.J. Lloyd, N. Hansen. *Acta Mater.* **50**, 15, 3789 (2002).
- [29] Л.Е. Попов, В.С. Кобытнев, Т.А. Ковалевская. *Пластическая деформация сплавов. Metallurgia, М.* (1984). 182 с.
- [30] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **34**, 9, 2882 (1992).
- [31] Р. Бернер, Г. Кронмюллер. *Пластическая деформация монокристаллов. Мир, М.* (1969). 272 с.
- [32] A. Belyakov, T. Sakai, H. Miura, K. Tsuzaki. *Phil. Mag. A* **81**, 11, 2629 (2001).
- [33] М.М. Мышляев, С.Ю. Миронов. *ФТТ* **44**, 4, 711 (2002).