

Эмиссия частичных дислокаций границами зерен в нанокристаллических металлах

© М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько, Н.В. Скиба

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,
199178 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ovidko@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 23 марта 2004 г.)

Предложена теоретическая модель, описывающая испускание частичных дислокаций границами зерен в нанокристаллических металлах при пластической деформации. В рамках модели частичные дислокации испускаются при движении зернограницных дисклинаций — носителей ротационной пластической деформации. Рассчитаны области параметров дефектной структуры, в которых испускание частичных дислокаций границами зерен в нанокристаллических металлах является энергетически выгодным процессом. Показано, что при уменьшении размера зерна испускание его границами частичных дислокаций становится более предпочтительным по сравнению с испусканием полных решеточных дислокаций.

Работа выполнена при поддержке ИНТАС (грант 03-51-3779), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-01-00211), программы Министерства образования и науки РФ по твердотельным наноструктурам, Фонда содействия отечественной науке, Программы РАН „Структурная механика материалов и элементов конструкций“, Офиса Морских Исследований США (the Office of US Naval Research) (проект N 00014-01-1-1020), программы „Интеграция“ (грант № B0026) и Санкт-Петербургского научного центра РАН.

Механизмы пластической деформации в нанокристаллических материалах (НКМ) являются предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований (см., например, [1–17]). Некоторые НКМ имеют значительно более высокие значения предела текучести и прочности по сравнению с их крупнозернистыми аналогами, сохраняя при этом высокие пластические свойства [3,4]. Такая комбинация высоких механических свойств НКМ обусловлена в первую очередь тем, что в зернах наноскопического размера подавляется дислокационная активность, обычная для крупнозернистых материалов, и начинают действовать другие механизмы пластической деформации [1,2,6–17]. Одним из примеров может служить наблюдаемое на эксперименте испускание границами зерен частичных дислокаций Шокли с последующим образованием дефектов упаковки и двойников в нанокристаллических алюминии [13–15] и меди [16,17]. При этом микромеханизмы и основные закономерности такого испускания остаются неясными. Ни компьютерное моделирование [8–12], ни экспериментальные наблюдения [12–17] пока не позволяют составить четкую картину этого процесса.

Вообще говоря, об испускании границами зерен как частичных, так и полных дислокаций хорошо известно [18,19]. В частности, испусканием границами зерен частичных дислокаций Шокли хорошо описывается гетерогенное зарождение двойниковых прослоек и мартенситных пластин в некоторых ГЦК металлах [18,20]. В этом случае концентраторами напряжений могут служить решеточные дислокации, захваченные границами зерен. Расщепление этих дислокаций на частичные дислокации Шокли, одна из которых остается в межзеренной границе, а вторая скользит в глубь зерна, является известным микромеханизмом испускания ча-

стичных дислокаций в крупнозернистых металлах [20]. В НКМ плотность обычных решеточных дислокаций мала, но сами границы зерен имеют, как правило, неравновесную структуру [2,21–24]. Структура границ может становиться неравновесной за счет неупорядоченного поглощения решеточных дислокаций [25] в процессе получения НКМ интенсивной пластической деформацией. В частности, такая неравновесность проявляется в резких изменениях угла разориентировки границы, которые находят естественное описание в терминах зернограницных дисклинаций [24,26–28]. Именно зернограницные (и стыковые) дисклинации и могут стать концентраторами напряжений и источниками дислокаций на границах зерен в НКМ. В недавних работах [29–31] мы рассмотрели испускание пар полных решеточных дислокаций частичными клиновыми зернограницными дисклинациями и показали, что этот механизм обеспечивает эффективное перемещение дисклинаций и соответственно ротационную пластическую деформацию НКМ. Испускание зернограницными дисклинациями частичных дислокаций Шокли было исследовано в [32–34] применительно к вопросу о гетерогенном зарождении ϵ -мартенсита в крупнозернистых ГЦК металлах, которое чувствительно также к полям напряжений неподвижных дислокаций [35].

Цель настоящей работы — разработка теоретической модели, описывающей испускание частичных дислокаций Шокли зернограницными дисклинациями в нанокристаллических ГЦК металлах. В рамках модели произведен расчет и сравнение критических напряжений испускания частичных и полных дислокаций с учетом ориентационных (углов ориентации плоскости скольжения и плеча дисклинационного диполя) и масштабного (размера нано зерна) факторов.

1. Испускание дислокаций границами зерен. Модель

Рассмотрим двумерную модель НКМ, в котором по границам зерен распределены прямолинейные положительные и отрицательные частичные клиновые дисклинации соответственно средней мощностью $+\omega$ и $-\omega$ (рис. 1). Эти дисклинации моделируют резкие изменения в углах разориентировки границ наклона, и их плотность может служить мерой равновесности зернограничной структуры данного НКМ. В нашей модели ансамбль таких зернограничных дисклинаций состоит из отдельных дисклинационных диполей, т.е. рассматривается хоть и неравновесная, но относительно низкоэнергетическая дисклинационная структура, каждый элемент которой — дисклинационный диполь — представляет собой низкоэнергетическую самоэкранированную дефектную конфигурацию. Предполагается, что распределение диполей и их ориентация носят случайный характер, но при этом среднее расстояние между этими диполями существенно (в несколько раз) больше, чем среднее плечо диполя L . В таком ансамбле эффективным радиусом R экранировки упругих полей диполей в самом грубом приближении может служить половина среднего расстояния между диполями (рис. 1). Предполагается также, что L приблизительно равно размеру нанозерна d .

С учетом сделанных предположений при рассмотрении испускания дислокации зернограничной дисклинацией можно ограничиться анализом модели отдельного диполя частичных клиновых дисклинаций. Пусть в исходном состоянии положительная дисклинация диполя мощностью ω располагается на межзеренной границе в

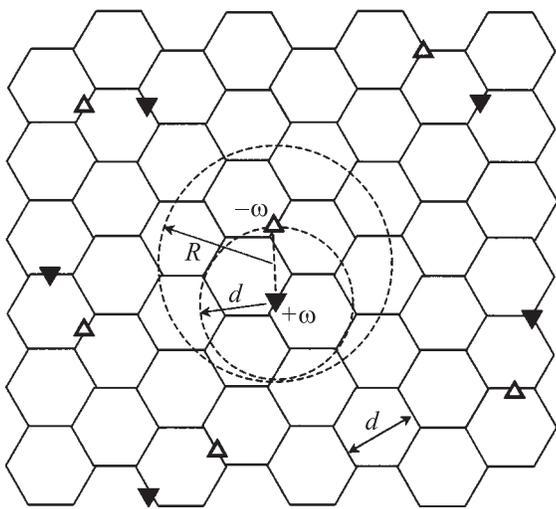


Рис. 1. Модель НКМ с распределением по границам зерен положительными и отрицательными клиновыми дисклинациями. Штриховыми линиями отмечены круговая область радиусом R экранировки упругого поля дисклинационного диполя в случайном дисклинационном ансамбле дипольного типа и окружность радиусом d , задающая возможное положение отрицательной дисклинации вблизи положительной.

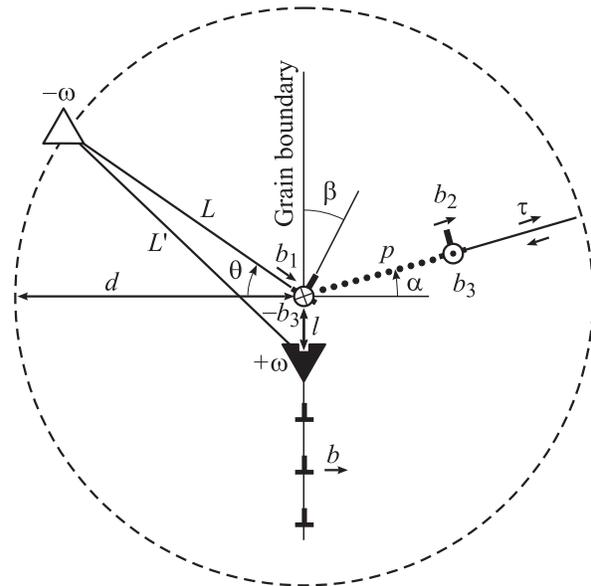


Рис. 2. Испускание границей зерна частичной дислокации Шокли при перемещении зернограничной дисклинации.

центре воображаемой окружности с радиусом, равным плечу диполя $L = d$. На рис. 2 показана полубесконечная стенка избыточных краевых зернограничных дислокаций с вектором Бюргерса \mathbf{b} и периодом l , которая формирует эту дисклинацию. Положение отрицательной дисклинации на этой окружности задается азимутальным углом θ (рис. 2). По своей физической природе эта отрицательная дисклинация может быть либо также зернограничной, либо стыковой дисклинацией [24,26–28].

Пусть положительная дисклинация испускает частичную дислокацию под действием внешнего сдвигового напряжения τ . Микромеханизм такого испускания в кристалле с ГЦК решеткой может служить расщепление крайней в стенке зернограничной дислокации с вектором Бюргерса \mathbf{b} на частичную дислокацию Шокли с вектором Бюргерса $\mathbf{b}'_1 = a/6[112]$ и разностную зернограничную дислокацию с вектором Бюргерса $(\mathbf{b} - \mathbf{b}'_1)$ с последующим скольжением \mathbf{b}'_1 -дислокации в глубь зерна. Этот процесс можно описать как смещение положительной дисклинации на расстояние l (рис. 2). В результате такого расщепления образуется новая дефектная структура, состоящая из дисклинационного диполя с плечом L' , краевой разностной дислокации с вектором Бюргерса \mathbf{b}_1 , краевой частичной дислокации с вектором Бюргерса \mathbf{b}_2 и диполя винтовых частичных дислокаций с векторами Бюргерса $\pm \mathbf{b}_3$. Краевая \mathbf{b}_1 -дислокация и винтовая $-\mathbf{b}_3$ -дислокация образуют разностную $(\mathbf{b} - \mathbf{b}'_1)$ -дислокацию, а краевая \mathbf{b}_2 -дислокация и винтовая $+\mathbf{b}_3$ -дислокация — частичную дислокацию Шокли. Вектор Бюргерса \mathbf{b}_1 составляет угол β с плоскостью межзеренной границы. Частичная дислокация Шокли, двигаясь вдоль своей плоскости скольжения, формирует позади себя дефект упаковки протяженностью p . Поло-

жение плоскости скольжения задается углом α (рис. 2). Заметим, что в нашей модели внешнее сдвиговое напряжение τ всегда ориентируется вдоль этой плоскости.

2. Изменение энергии системы при испускании дислокации Шокли

Рассмотрим изменение полной энергии системы дефектов при испускании положительной зернограничной дисклинацией частичной дислокации Шокли. Данный процесс энергетически выгоден, если разность между полными энергиями (на единицу длины дисклинаций или дислокаций) после (W_2) и до (W_1) расщепления \mathbf{b} -дислокации $\Delta W = W_2 - W_1$ станет отрицательной: $\Delta W < 0$.

Исходное состояние системы характеризуется собственной упругой энергией дисклинационного диполя с плечом L [28]

$$W_1 = E_1^\Delta = \frac{D\omega^2 L^2}{2} \left(\ln \frac{R}{L} + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$, G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, а радиус экранировки R здесь и далее принимается равным kd , где $k \gg 1$.

Выражение для полной энергии системы W_2 в конечном состоянии состоит из следующих слагаемых:

$$W_2 = E_2^\Delta + E^{b_1} + E^{b_2} + E^{b_3} + E_c + E_{\text{int}}^{b_1-b_2} + E_{\text{int}}^{\Delta-b_1} + E_{\text{int}}^{\Delta-b_2} + E_\gamma + E_\tau, \quad (2)$$

где E_2^Δ , E^{b_1} , E^{b_2} и E^{b_3} — соответственно собственные упругие энергии дисклинационного диполя, \mathbf{b}_1 -дислокации, \mathbf{b}_2 -дислокации и диполя винтовых $\pm\mathbf{b}_3$ -дислокаций; E_c — энергия, учитывающая вклад от дислокационных ядер; $E_{\text{int}}^{b_1-b_2}$ — энергия упругого взаимодействия между краевыми \mathbf{b}_1 - и \mathbf{b}_2 -дислокациями, $E_{\text{int}}^{\Delta-b_1}$ и $E_{\text{int}}^{\Delta-b_2}$ — соответственно энергии упругого взаимодействия дисклинационного диполя с краевыми \mathbf{b}_1 - и \mathbf{b}_2 -дислокациями; E_γ — энергия дефекта упаковки, E_τ — энергия взаимодействия касательного напряжения τ с краевой \mathbf{b}_2 -дислокацией.

Рассмотрим энергии, входящие в выражение (2). Собственная упругая энергия дисклинационного диполя E_2^Δ определяется формулой

$$E_2^\Delta = E_1^\Delta(L \rightarrow L'), \quad (3)$$

где $L'^2 = L^2 + l^2 + 2Ll \sin \theta$. Упругие составляющие собственной энергии краевых \mathbf{b}_1 - и \mathbf{b}_2 -дислокаций равны [18]

$$E^{b_i} = \frac{Db_i^2}{2} \ln \frac{R}{r_{c_i}}, \quad (4)$$

где $i = 1, 2$, $r_{c_i} \approx b_i$ — радиус ядра краевой \mathbf{b}_i -дислокации и $b_1^2 = b^2 + b_2^2 - 2bb_2 \cos \alpha$.

Упругая энергия диполя винтовых дислокаций рассчитывается как работа по зарождению диполя в его собственном поле напряжений, что дает

$$E^{b_3} = D(1-\nu)b_3^2 \ln \frac{p-r_{c_3}}{r_{c_3}}, \quad (5)$$

где $r_{c_3} \approx b_3$ — радиус ядра винтовой дислокации с вектором Бюргера \mathbf{b}_3 .

При расчете вклада в энергию (2) дислокационных ядер можно учесть только ядра краевой и винтовой составляющих скользящей частичной дислокации Шокли. Изменение энергии ядра зернограничной дислокации корректно оценить очень трудно. Допуская, что это изменение должно быть существенно меньше энергии ядра решеточной частичной дислокации, в первом приближении его можно просто опустить. Ядро частичной дислокации Шокли вносит вклад [18]

$$E_c = \frac{D}{2} [b_2^2 + (1-\nu)b_3^2]. \quad (6)$$

Энергии взаимодействия $E_{\text{int}}^{b_1-b_2}$ и $E_{\text{int}}^{\Delta-b_i}$, согласно [31], могут быть записаны следующим образом:

$$E_{\text{int}}^{b_1-b_2} = -Db_1b_2 \cos(\alpha + \beta) \ln \frac{R+p}{p}, \quad (7)$$

где $\beta = \arcsin(b_2/b_1 \sin \alpha)$,

$$E_{\text{int}}^{\Delta-b_i} = \frac{D\omega b_1}{2} \Psi(0, \beta), \quad (8)$$

где

$$\Psi(p, \beta) = -L \sin(\theta - \beta) \ln \left[\frac{L^2 + R^2 + 2LR \cos(\theta - \beta)}{L^2 + p^2 + 2Lp \cos(\theta + \beta)} \right] - l \cos \beta \ln \left[\frac{R^2 + l^2 + 2Rl \sin \beta}{p^2 + l^2 + 2pl \sin \beta} \right], \quad (9)$$

и

$$E_{\text{int}}^{\Delta-b_2} = -\frac{D\omega b_2}{2} \Psi(p, \pi - \alpha). \quad (10)$$

Энергия дефекта упаковки E_γ определяется очевидным выражением

$$E_\gamma = \gamma p, \quad (11)$$

где γ — удельная поверхностная энергия дефекта упаковки.

Работа E_τ , которая совершается при перемещении дислокации Шокли на расстояние p под действием внешнего касательного напряжения τ , имеет вид

$$E_\tau = -\tau b_2 p. \quad (12)$$

С помощью формул (1)–(12) можно получить изменение полной энергии системы $\Delta W = W_2 - W_1$ в результа-

те испускания дислокации Шокли

$$\begin{aligned} \Delta W = & \frac{D}{2} \left(\omega^2 \left(L^2 \ln \frac{R}{L} - L'^2 \ln \frac{R}{L'} \right) \right. \\ & + (3 - 2\nu) \sum_{i=1}^3 \left(b_i^2 \ln \frac{R}{b_i} \right) + b_2^2 + (1 - \nu) b_3^2 \\ & + \omega b_1 \Psi(0, \beta) - \omega b_2 \Psi(p, \pi - \alpha) \\ & \left. - 2b_1 b_2 \cos(\alpha + \beta) \ln \frac{R+p}{p} \right) + \gamma p - \tau b_2 p. \quad (13) \end{aligned}$$

3. Результаты расчетов

Рассмотрим, как меняются энергетические характеристики сформированной дефектной структуры (рис. 2) по мере продвижения частичной b'_1 -дислокации в глубь зерна на расстояние p . Как уже отмечалось выше, рассмотренный процесс расщепления зернограничной b -дислокации является энергетически выгодным при условии $\Delta W < 0$. Однако данное условие является лишь необходимым условием начала движения b'_1 -дислокации, поскольку оно напрямую не содержит информации о росте или уменьшении полной энергии системы с увеличением расстояния p , пройденного этой дислокацией. Для однозначного определения энергетической выгоды дальнейшего перемещения b'_1 -дислокации требуется анализ изменения ΔW с ростом p . Для такого анализа удобно использовать термодинамическую движущую силу F , которая определяется как [34]

$$F = -\frac{\partial \Delta W}{\partial p}. \quad (14)$$

При $F > 0$ энергетически выгодно увеличение длины расщепления p , при $F < 0$ энергетически выгодно ее уменьшение. Таким образом, оба условия $\Delta W < 0$ и $F > 0$ являются необходимыми для зарождения и развития рассматриваемой дефектной конфигурации (рис. 2).

Возьмем в качестве примера нанокристаллический Al, который характеризуется следующим набором параметров. Модуль сдвига G и коэффициент Пуассона ν составляют соответственно величины [18] 26.5 GPa и 0.34. За величину b вектора Бюргера зернограничной дислокации примем характерное значение [19] $b = 0.1$ nm. Величины векторов Бюргера краевой частичной дислокации b_2 и винтовой частичной дислокации b_3 следуют из кристаллографии ГЦК решетки [18] и соответственно равны $b_2 \approx 0.143$ nm и $b_3 \approx 0.022$ nm. Для величины энергии дефекта упаковки используем оценку $\gamma = 120$ mJ/m², которая соответствует верхней границе расчетной γ (от 104 до 122 mJ/m²) и нижней границе измеренной экспериментально γ (от 120 до 142 mJ/m²) в чистом Al [8–10]. Мощность ω дисклинационного диполя была взята равной $\omega = 0.1$ ($\approx 6^\circ$), что является характерным значением для НКМ.

3.1. Возможные сценарии испускания и движения дислокации Шокли. Рассмотрим зависимости $\Delta W(p)$ и $F(p)$ при фиксированном размере зерна $d = 30$ nm и различных значениях внешнего сдвигового напряжения τ и азимутальных углов α и θ . Наши расчеты показали, что при необходимом условии $\Delta W(p = b_2) < 0$ различными комбинациями углов α и θ соответствуют кривые $\Delta W(p)$ и $F(p)$ четырех различных типов, построенные для $\tau = 0, 0.25, 0.50, 0.75, 1$ и 1.25 GPa (рис. 3).

Кривые $\Delta W(p)$ и $F(p)$ первого типа показаны соответственно на рис. 3, *a* и *b* для пары углов ($\alpha = 10^\circ$, $\theta = 180^\circ$). Здесь все кривые $\Delta W(p)$ имеют по три точки перегиба, соответствующих на кривых $F(p)$ двум точкам минимума, $p = p_{\min 1}$ и $p = p_{\min 2}$, и одной точке максимума. Далее кривые $\Delta W(p)$ могут иметь первый минимум (на рис. 3 в диапазоне $\tau = 0 \dots 1$ GPa) при $p \approx 1$ nm и второй минимум (для $\tau \approx 1.1$ GPa, на рисунке не показано) при $p = 10 \dots 20$ nm, а могут и не иметь ни одного (при $\tau = 1.25$ GPa). Также эти кривые могут иметь одну (для $\tau = 1$ GPa при $p \approx 28$ nm) или две (для $\tau \approx 1.1$ GPa при $p \approx 5$ nm и $p \approx 29$ nm, на рисунке не показано) точки максимума. Естественно, эти точки минимума и максимума соответствуют условию $F = 0$ и определяют соответственно положения устойчивого и неустойчивого равновесия для скользящей частичной дислокации Шокли.

Кривые $\Delta W(p)$ и $F(p)$ второго типа показаны соответственно на рис. 3, *c* и *d* для пары углов ($\alpha = 10^\circ$, $\theta = 120^\circ$). Кривые $\Delta W(p)$ этого типа имеют две точки перегиба, соответствующие точкам минимума $p = p_{\min 1}$ и максимума на кривых $F(p)$. Кривые $\Delta W(p)$ могут иметь только первый минимум (на рисунке в диапазоне $\tau = 0 \dots 0.5$ GPa) при ≈ 1 nm, первый и второй минимумы (для $\tau \approx 0.6$ GPa, на рисунке не показано) соответственно при $p \approx 1$ nm и $p \approx 10 \dots 12$ nm, только второй минимум (для $\tau = 0.75$ и 1 GPa соответственно при $p \approx 15$ и 25 nm), или не иметь ни одного (при $\tau = 1.25$ GPa). Эти кривые могут иметь только одну точку максимума (для $\tau \approx 0.6$ GPa, на рисунке не показано) при $p \approx 3 \dots 4$ nm.

Кривые $\Delta W(p)$ и $F(p)$ третьего типа показаны соответственно на рис. 3, *e* и *f* для пары углов ($\alpha = 10^\circ$, $\theta = 200^\circ$). Здесь все кривые $\Delta W(p)$ имеют только по одной точке перегиба, соответствующей на кривых $F(p)$ единственной точке минимума $p = p_{\min 1}$. Кривые $\Delta W(p)$ могут иметь один минимум (в диапазоне $\tau = 0 \dots 1$ GPa) при $p \leq 1$ nm или не иметь ни одного (при $\tau = 1.25$ GPa). Возможно также существование точек максимума для относительно высоких значений τ (на рисунке для $\tau = 0.75$ GPa при $p \approx 28$ nm и для $\tau = 1$ GPa при $p \approx 22$ nm). Для меньших τ кривые $\Delta W(p)$ монотонно возрастают при $p > 1$ nm.

Кривые $\Delta W(p)$ и $F(p)$ четвертого типа показаны соответственно на рис. 3, *g* и *h* для пары углов ($\alpha = 30^\circ$, $\theta = 180^\circ$). Кривые $\Delta W(p)$ этого типа не имеют точек перегиба, что соответствует отсутствию точек экстремума

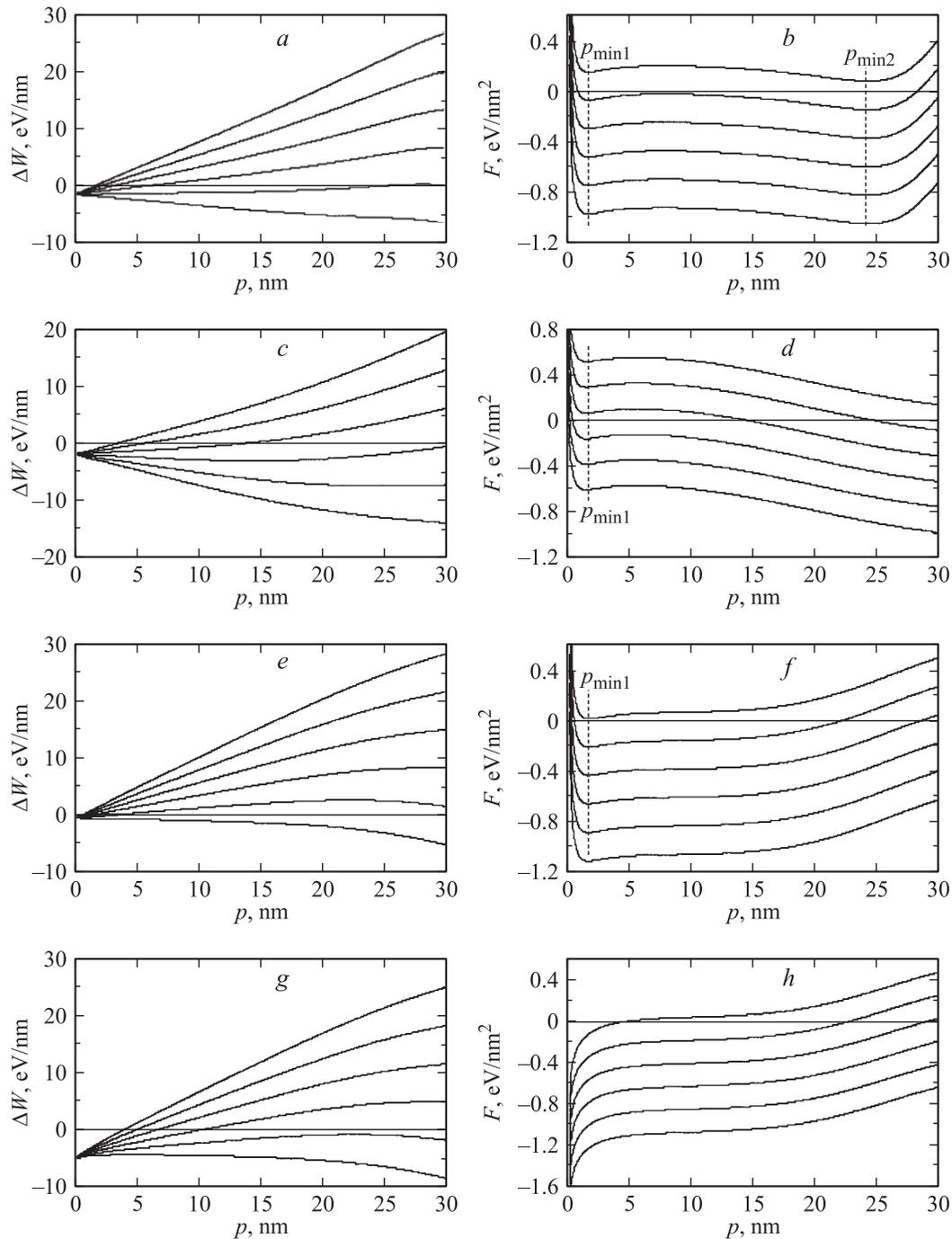


Рис. 3. Зависимости разности энергий ΔW (*a, c, e, g*) и термодинамической силы F (*b, d, f, h*) от расстояния p , пройденного дислокацией Шокли, для чистого Al при фиксированном размере зерна $d = 30$ nm и различных значениях внешнего сдвигового напряжения $\tau = 0, 0.25, 0.50, 0.75, 1$ и 1.25 GPa (сверху вниз для (*a, c, e, g*) и снизу вверх для (*b, d, f, h*)) и азимутальных углов α и θ : *a, b* — $\alpha = 10^\circ, \theta = 180^\circ$; *c, d* — $\alpha = 10^\circ, \theta = 120^\circ$; *e, f* — $\alpha = 10^\circ, \theta = 200^\circ$; *g, h* — $\alpha = 30^\circ, \theta = 180^\circ$.

на кривых $F(p)$. Кривые $\Delta W(p)$ либо монотонно возрастают при относительно малых τ (здесь до 0.5 GPa), либо достигают максимума, а затем убывают при больших τ .

Отметим важную особенность рассмотренных кривых первого, второго и третьего типов. Поскольку слагаемое (12), описывающее работу внешнего напряжения τ по перемещению дислокации Шокли, линейно по смеще-

нию p , его производная по p дает постоянное слагаемое в функции $F(p)$. Соответственно точки экстремума $F(p)$ (точки перегиба на кривых $\Delta W(p)$) не меняют своего положения при изменении τ (рис. 3, *a-f*). Как будет видно в дальнейшем, это дает возможность легко сформулировать условия испускания и последующих изменений в движении дислокации Шокли.

Приведенные зависимости $\Delta W(p)$ и $F(p)$ позволяют рассмотреть несколько возможных сценариев испускающей частичной дислокации Шокли зернограничной дислокацией в зависимости от величины действующего в плоскости скольжения напряжения τ и значений азимутальных углов α и θ . Очевидно, что эти сценарии соответствуют перечисленным четырем типам кривых $\Delta W(p)$ и $F(p)$.

Итак, в первом случае ($\alpha = 10^\circ$, $\theta = 180^\circ$) акт расщепления зернограничной дислокации и испускание дислокации Шокли происходит даже при отсутствии напряжения τ . Дислокация Шокли испускается и занимает положение устойчивого равновесия непосредственно вблизи границы. По мере роста τ это положение постепенно смещается в точку $p = p_{\min 1} \approx 2 \text{ nm}$. При этом τ достигает некоторой критической величины τ_{c1} , которая соответствует условию $F(p = p_{\min 1}) = 0$ ($\tau_{c1} \approx 1.15 \text{ GPa}$, см. рис. 3, *b*), и дислокация Шокли вновь начинает движение, пока не попадет в новое положение устойчивого равновесия в точке $p \approx 17 \text{ nm}$. С дальнейшим ростом τ это положение постепенно смещается в сторону больших p . Наконец, когда τ достигает некоторой второй критической величины τ_{c2} , которая соответствует условию $F(p = p_{\min 2}) = 0$ ($\tau_{c2} \approx 1.2 \text{ GPa}$, см. рис. 3, *b*), дислокация Шокли отрывается от этого положения равновесия и быстро достигает противоположной границы зерна (окружности радиусом d). Таким образом, в этом сценарии возможны три устойчивые положения испущенной дислокации Шокли в зависимости от уровня действующего на нее внешнего напряжения τ . Первое — вблизи точки расщепления, второе — примерно в центре зерна и третье — на противоположной границе (где уже кончается действие нашей модели). Соответственно можно выделить три возможные характерные состояния дефектной структуры зерна: I — когда его границы дают очень короткие (длиной до 1 nm) выбросы дефектов упаковки, II — когда эти дефекты упаковки достигают центральных областей зерна, и III — когда дефекты упаковки проходят через все зерно.

Во втором случае ($\alpha = 10^\circ$, $\theta = 120^\circ$) система сначала развивается по первому сценарию. Зернограничная дислокация расщепляется в отсутствие внешнего напряжения τ , и дислокация Шокли занимает первое устойчивое положение равновесия у границы. С ростом τ это положение равновесия постепенно смещается от границы в точку $p = p_{\min 1} \approx 2 \text{ nm}$. Оно достигает этой точки при $\tau = \tau_{c1}$ ($\tau_{c1} \approx 0.7 \text{ GPa}$, см. рис. 3, *d*), когда дислокация Шокли отрывается от первого положения устойчивого равновесия и переходит во второе, расположенное при таком напряжении в точке $p \approx 12 \text{ nm}$. От этого положения равновесия дислокация Шокли уже не может оторваться, она может только постепенно перемещаться вместе с ним по мере дальнейшего увеличения τ , достигая противоположной границы зерна при некотором критическом напряжении $\tau = \tau'_{c2}$ ($\tau'_{c2} \approx 1.1 \text{ GPa}$, см. рис. 3, *d*). В данном случае это второе критическое напряжение можно найти из условия $F(p = d) = 0$. Сравнивая критические напряжения для первого и второго сценариев, мы видим, что реализация

второго сценария требует существенно меньших критических напряжений ($\tau_{c1} \approx 0.7 \text{ GPa}$ вместо 1.15 GPa и $\tau'_{c2} \approx 1.1 \text{ GPa}$ вместо $\tau_{c2} \approx 1.2 \text{ GPa}$). В отличие от первого сценария, где переход от структуры II к структуре III происходит скачком при $\tau = \tau_{c2}$, во втором сценарии структура II переходит к структуре III плавно, по мере достижения напряжением τ уровня τ'_{c2} .

В третьем случае ($\alpha = 10^\circ$, $\theta = 200^\circ$) опять все начинается по первому сценарию — со спонтанного расщепления зернограничной дислокации и перехода дислокации Шокли в состояние устойчивого равновесия вблизи границы. Опять по мере роста внешнего напряжения τ это положение равновесия смещается и достигает точки $p = p_{\min 1} \approx 2 \text{ nm}$ при $\tau = \tau_{c1}$ ($\tau_{c1} \approx 1.25 \text{ GPa}$, см. рис. 3, *f*). В этот момент дислокация Шокли отрывается от положения равновесия и доходит до противоположной границы. Таким образом, в этом третьем сценарии для нее уже не существует ни второго положения устойчивого равновесия в центральных областях зерна, ни второго критического напряжения. Соответственно здесь не должна формироваться и промежуточная дефектная структура II. Отметим, что переход от структуры I к структуре III требует самого высокого уровня напряжения τ из всех рассмотренных.

Наконец, четвертый случай ($\alpha = 30^\circ$, $\theta = 180^\circ$) соответствует ситуации, когда зернограничная дислокация может расщепиться и испустить дислокацию Шокли только при очень высоком уровне внешнего напряжения $\tau = \tau''_{c1} \approx 2 \text{ GPa}$, которое определяется условием $F(p = b_2) = 0$. При этом никаких промежуточных положений равновесия дислокации Шокли не имеет и сразу проходит через все зерно. В этом случае в системе сразу реализуется дефектная структура III.

Таким образом, при условии энергетической выгоды самого акта расщепления $\Delta W(p = b_2) < 0$ выбор пары азимутальных углов α и θ определяет один из четырех возможных сценариев развития дефектной структуры в нанозерне с размером $d = 30 \text{ nm}$. Чтобы проследить как меняется ситуация с изменением размера нанозерна d , исследуем поведение критических напряжений — основных параметров, характеризующих каждый из рассмотренных сценариев.

3.2. Критические напряжения. В предыдущем разделе уже приводились условия, позволяющие рассчитать критические напряжения, определяющие состояния дефектной структуры при испускании зернограничной дислокацией частичной дислокации Шокли. В самом общем виде они даются уравнением $F(p = p^*) = 0$, которое сразу легко разрешается относительно критического напряжения τ_c

$$\tau_c = \frac{Db_3^2(1-\nu)}{b_2(p^* - b_3)} - \frac{Db_1 \cos(\alpha + \beta)R}{p^*(p^* + R)} - \frac{D\omega}{2} \frac{\partial \Psi(p, \pi - \alpha)}{\partial p} \Big|_{p=p^*} + \frac{\gamma}{b_2}. \quad (15)$$

Для определения τ_{c1} в эту формулу надо подставить $p^* = p_{\min 1}$, для τ_{c2} — $p^* = p_{\min 2}$, для τ'_{c2} — $p^* = d$ и для τ''_{c1} — $p^* = b_2$.

С помощью формулы (15) построим зависимость критического сдвигового напряжения τ_c от угла θ при фиксированной величине угла $\alpha = 10^\circ$ и различных значениях размера нанозерна: $d = 10$ (рис. 4, *a*), 20 (рис. 4, *b*) и 30 нм (рис. 4, *c*). Здесь зависимости $\tau_c(\theta)$ представлены только для тех значений угла θ , при которых испускание дислокации Шокли оказывается энергетически выгодным (т.е. при условии $\Delta W(p \approx b_2) < 0$). Области различных дефектных структур обозначены цифрами I, II и III. Каждая дефектная структура фор-

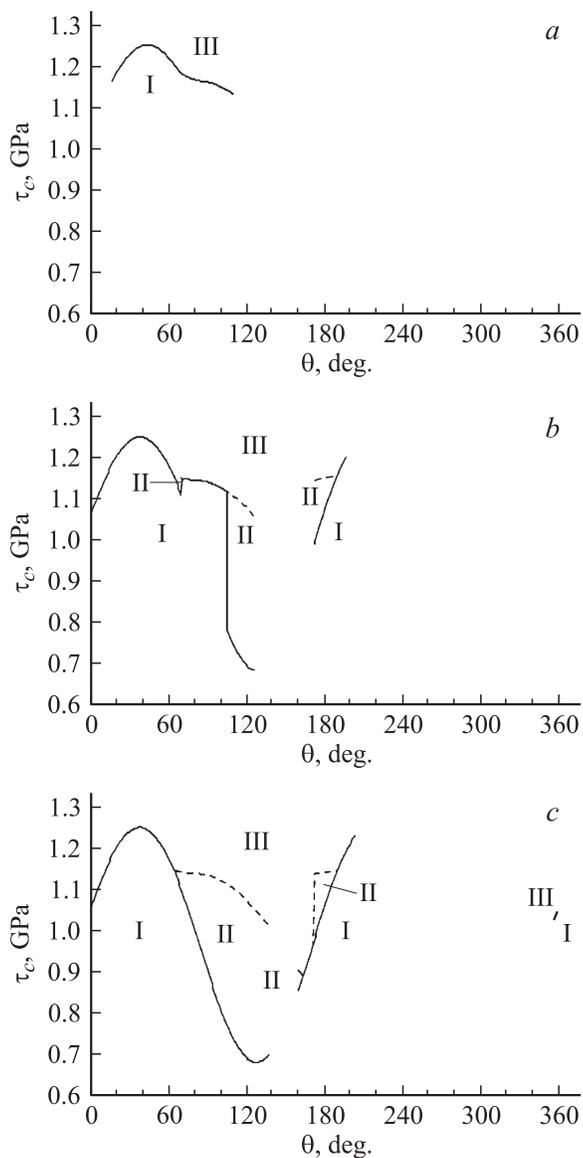


Рис. 4. Зависимость критического внешнего напряжения τ_c от азимутального угла θ при различных значениях размера зерна: $d = 10$ (*a*), 20 (*b*) и 30 нм (*c*). Римскими цифрами отмечены следующие состояния дефектной структуры зерна: I — частичные дислокации Шокли расположены на расстоянии $p \leq 2$ нм от точек испускания на границах зерна; II — частичные дислокации Шокли залегают внутри зерна; III — частичные дислокации Шокли доходят до противоположных границ зерна.

мируется в определенных диапазонах значений внешнего напряжения τ , границы которых характеризуются тремя критическими напряжениями: τ_{c1} (границы между областями I и II), τ_{c2} (границы между областями II и III) и τ'_{c2} (границы между областями I и III). Как уже отмечалось, критическое напряжение τ''_c , определяющее состояние системы при реализации четвертого сценария (см. п. 3.1), существенно больше всех остальных критических напряжений и поэтому на данном графике не приводится.

Из рис. 4 видно, что диаграмма $\tau_c(\theta)$ существенно зависит от размера зерна d . При $\alpha = 10^\circ$ и $d = 10$ нм (рис. 4, *a*) возможно существование только дефектных структур I и III, причем в относительно узком интервале углов θ (здесь от $\approx 15^\circ$ до $\approx 105^\circ$). С ростом размера зерна может появиться структура II (рис. 4, *b, c*), а интервал углов θ , в котором возможны все эти три структуры, заметно расширяется. В целом, в области малых (здесь от 0° до $\approx 65^\circ$) и больших углов θ (здесь от 355° до 360°) могут формироваться только дефектные структуры I и III. В диапазонах углов $\theta \approx 65^\circ \dots 140^\circ$ и $\theta \approx 160^\circ \dots 190^\circ$ существует возможность формирования в материале всех трех типов дефектных структур.

Таким образом, из рис. 4 следует, что с увеличением размера зерна d расширяется диапазон углов θ , при которых возможно расщепление зернограничной **b**-дислокации и испускание дислокации Шокли. По мере роста d возникает раздвоение кривых $\tau_c(\theta)$ на ветви, соответствующие τ_{c1} и соответствующие τ_{c2} или τ'_{c2} , что приводит к возможности формирования в материале всех трех типов дефектных структур. Сами критические напряжения с ростом d понижаются.

3.3. Сравнение характеристик испускания границами зерен частичных дислокаций Шокли и полных дислокаций. Предположим теперь, что зернограничная дислокация расщепляется таким образом, что испускает не частичную дислокацию Шокли, а полную решеточную дислокацию с вектором Бюргерса \mathbf{b}'_1 . Сравним величины критических сдвиговых напряжений, которые требуются для испускания полной и частичной дислокаций. Расчет энергетических характеристик испускания полной \mathbf{b}'_1 -дислокации аналогичен расчету для частичной \mathbf{b}'_1 -дислокации. Следует лишь заменить вектор Бюргерса \mathbf{b}'_1 частичной дислокации на вектор Бюргерса \mathbf{b}'_1 полной дислокации, который, как следует из кристаллографии ГЦК решетки [18], равен удвоенному вектору Бюргерса краевой составляющей частичной \mathbf{b}'_1 -дислокации Шокли: $\mathbf{b}'_1 = 2\mathbf{b}_2$. Также в расчете для полной \mathbf{b}'_1 -дислокации исчезают вклады в полную энергию системы от диполя винтовых частичных дислокаций и дефекта упаковки. Тогда выражение для значений критического сдвигового напряжения τ_c^{perf} в случае испускания границей зерна полной \mathbf{b}'_1 -дислокации имеет следующий вид:

$$\tau_c^{\text{perf}} = -\frac{Db_1 \cos(\alpha + \beta)R}{p^*(p^* + R)} - \frac{D\omega}{2} \frac{\partial \Psi(p, \pi - \alpha)}{\partial p} \Big|_{p=p^*}, \quad (16)$$

где $b_1^2 = b^2 + 4b_2^2 - 4bb_2 \cos \alpha$.

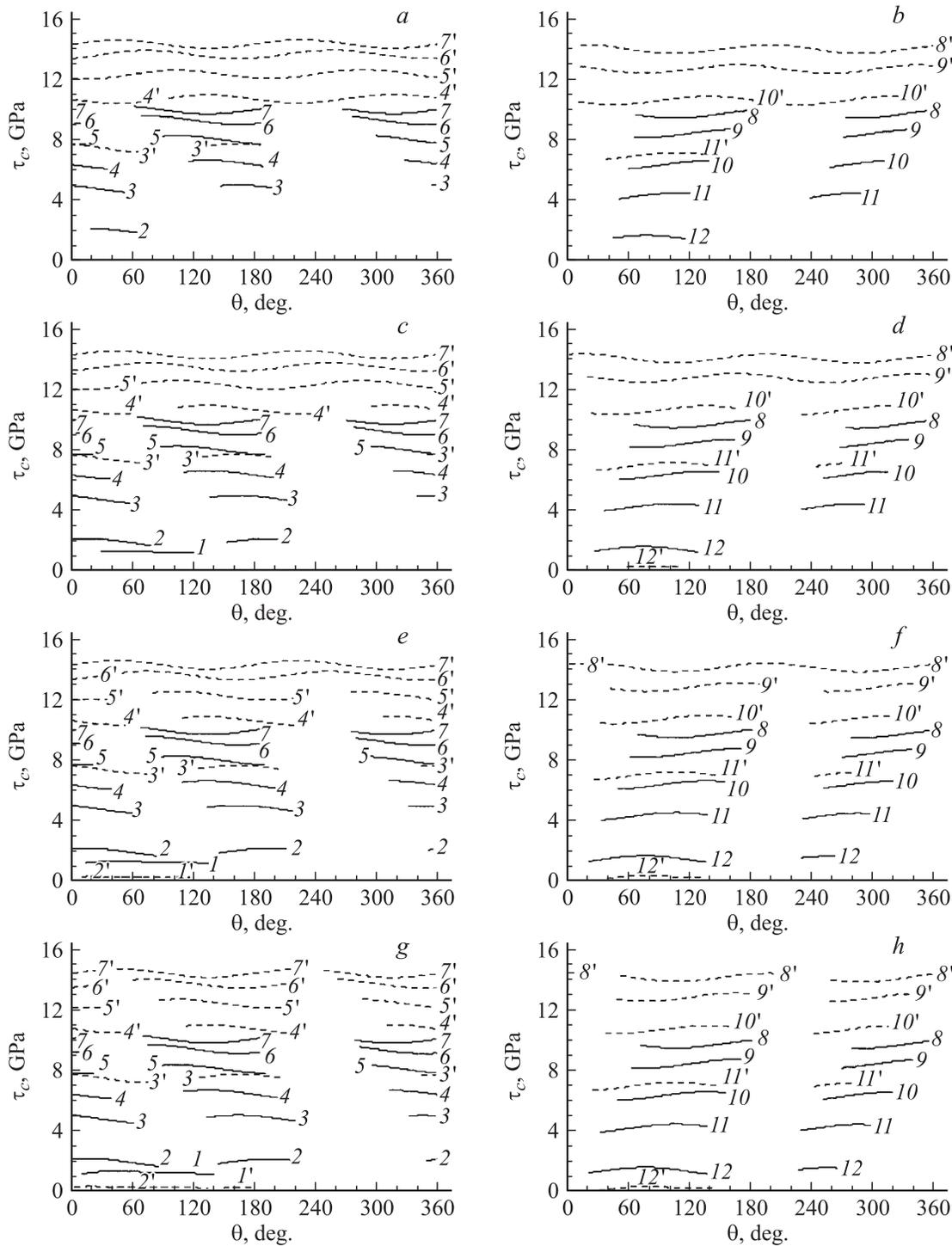


Рис. 5. Зависимости $\tau_c(\theta)$ (сплошные линии) и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ (штриховые линии) соответственно для частичных и полных дислокаций для зерен разного размера: $d = 5$ (a, b), 10 (c, d), 20 (e, f) и 30 nm (g, h). Величина азимутального угла α составляет 0° (1, 1'), 30° (2, 2'), 60° (3, 3'), 90° (4, 4'), 120° (5, 5'), 150° (6, 6'), 180° (7, 7'), 210° (8, 8'), 240° (9, 9'), 270° (10, 10'), 300° (11, 11'), и 330° (12, 12').

С помощью формул (15) и (16) построим сравнительные зависимости $\tau_c(\theta)$ и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ при различных значениях угла α и разных размерах зерна d для испускания соответственно частичной и полной дислокаций. Эти зависимости представлены на рис. 5 для размеров

зерна $d = 5$ (a, b), 10 (c, d), 20 (e, f) и 30 nm (g, h). На рис. 5, a, c, e, g показаны кривые $\tau_c(\theta)$ (сплошные линии) и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ (штриховые линии) для угла α , возрастающего от 0° до 180° с шагом 30° , на рис. 5, b, d, f, h — для α , возрастающего от 210° до 330° с тем же

шагом. При построении зависимостей $\tau_c(\theta)$ и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ для простоты не показывались точки ветвления, а брались только критические напряжения τ_{c2} , τ_{c2}' и τ_{c2}'' , при которых в материале могла бы сформироваться дефектная структура III (когда испущенная частичная или полная дислокация доходит до противоположной границы зерна). Диапазоны изменения допустимых углов θ и α определялись из условий $\Delta W(p \approx b_2) \leq 0$ для частичной дислокации и $\Delta W(p \approx 2b_2) \leq 0$ для полной дислокации, т.е. из условий энергетической выгоды зарождения рассматриваемых дефектных конфигураций. Из-за этого кривые $\tau_c(\theta)$ и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ имеют разрывы для большинства значений угла α .

Большинство показанных здесь кривых $\tau_c(\theta)$ и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ лежит в области очень высоких напряжений, практически недостижимых в нанокристаллическом алюминии. Они приведены только, чтобы продемонстрировать, во-первых, насколько сильно уровень критических напряжений определяется углами θ и α , и, во-вторых, как соотносятся величины $\tau_c(\theta)$ и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ во всем диапазоне допустимых значений этих углов. Реальная граница достижимых в нанокристаллическом алюминии сдвиговых напряжений проходит, вероятно, в районе 1–1.5 ГПа [8–10].

Сравним зависимости $\tau_c(\theta)$ и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ при различных размерах зерна d . При $d = 5$ нм кривые $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ проходят значительно выше соответствующих кривых $\tau_c(\theta)$ для всех углов α и θ (рис. 5, *a, b*). Это означает, что при размере зерна $d \leq 5$ нм для испускания частичных дислокаций Шокли границами зерен всегда требуется меньшее значение внешнего сдвигового напряжения, чем для испускания полных решеточных дислокаций.

При увеличении размера зерна до 10 нм (рис. 5, *c, d*) в области больших углов α (здесь $\alpha = 330^\circ$, кривая 12' на рис. 5, *d*) появляется диапазон углов $\theta \approx 60^\circ \dots 110^\circ$, в котором испускание полных дислокаций происходит при меньших значениях сдвигового напряжения, чем испускание частичных дислокаций. Дальнейшее увеличение размера зерна до 20 нм (рис. 5, *e, f*) приводит к тому, что уже и в области малых углов α (здесь $\alpha = 0 \dots 30^\circ$, кривые 1' и 2' на рис. 5, *e*) также появляется диапазон углов $\theta \approx 10^\circ \dots 120^\circ$, где в первую очередь должны испускаться полные дислокации.

Последующий рост размера зерна до 30 нм (рис. 5, *g, h*) не выявляет никаких качественных изменений. Происходит лишь постепенное расширение диапазона углов θ , соответствующих зависимостям $\tau_c(\theta)$ и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$, лежащим в области относительно малых напряжений (до 2 ГПа), и сужение этого диапазона у зависимостей $\tau_c(\theta)$ и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$, расположенных в области больших напряжений (от 2 до 15 ГПа).

Рассмотрим теперь область реальных напряжений (до ≈ 2 ГПа) более детально для двух характерных случаев $d = 5$ (рис. 6, *a*) и 30 нм (рис. 6, *b, c*). На рис. 6, *a* показаны кривые $\tau_c(\theta)$ (кривые $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ лежат выше и не попадают в эту область относительно малых

напряжений) для угла α , возрастающего от 0° до 30° и от 330° до 350° с шагом 10° . На рис. 6, *b* даны кривые $\tau_c(\theta)$ (толстые сплошные и штриховые линии) и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ (тонкие сплошные и штриховые линии) для угла α , возрастающего от 0° до 30° с шагом 10° , на рис. 6, *c* — для α , возрастающего от 330° до 350° с тем же шагом. Сплошными линиями показаны границы между дефектной структурой I и дефектными структурами II или III. Штриховыми линиями — границы между структурами II и III.

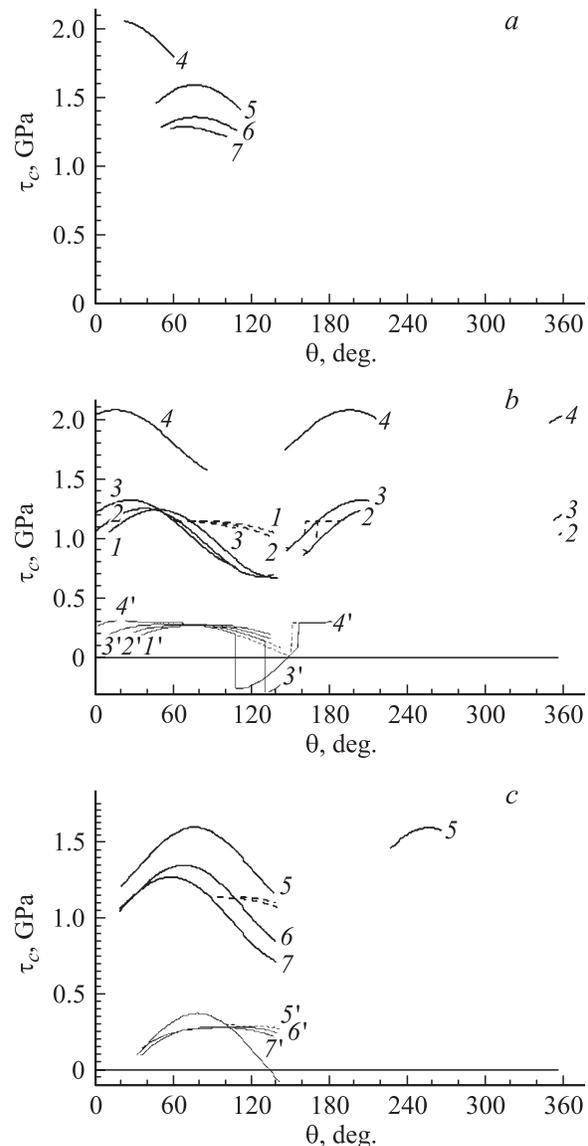


Рис. 6. Зависимости $\tau_c(\theta)$ (жирные сплошные и штриховые линии) и $\tau_c^{\text{perf}}(\theta)$ (тонкие сплошные и штриховые линии) в диапазоне $\tau \leq 2$ ГПа соответственно для частичных и полных дислокаций для зерен разного размера: $d = 5$ (*a*) и 30 нм (*b, c*). Величина азимутального угла α составляет 0° (1, 1'), 10° (2, 2'), 20° (3, 3'), 30° (4, 4'), 330° (5, 5'), 340° (6, 6'), 350° (7, 7'). Сплошными линиями показаны границы между дефектной структурой I и дефектными структурами II или III. Штриховыми линиями — границы между структурами II и III.

Из рис. 6, *a* видно, что при размере зерна $d = 5$ nm в области действия внешнего сдвигового напряжения $\tau \leq 2$ GPa испускаются только частичные дислокации Шокли, а испускание полных дислокаций полностью подавлено. При этом области допустимых значений угла α достаточно узки — испускание возможно при $\alpha \approx 30^\circ$ и $330^\circ \dots 350^\circ$. При размере зерна $d = 30$ nm практически во всем диапазоне углов α и θ (представленных на рис. 6, *b, c*) доминирует испускание полных дислокаций, поскольку для испускания частичных дислокаций требуются более высокие значения внешнего сдвигового напряжения. Заметим, что при некоторых комбинациях углов α и θ критическое напряжение τ_c^{perf} испускания полных дислокаций становится отрицательным, т.е. возможно самопроизвольное испускание полных дислокаций даже при обратном действии небольшого внешнего напряжения.

3.4. Испускание границами зерен растянутых дислокаций. Наряду с испусканием границами зерен одиночных частичных дислокаций Шокли и полных дислокаций возможен еще случай испускания растянутых дислокаций. Такая конфигурация состоит уже из двух частичных дислокаций Шокли (ведущей — leading и замыкающей — trailing), связанных между собой полоской дефекта упаковки. Формирование растянутых дислокаций осуществляется в два этапа. Сначала происходит испускание ведущей частичной дислокации Шокли, которая, удаляясь от точки испускания (границы зерна), формирует позади себя дефект упаковки. Этот этап детально рассмотрен в предыдущих разделах. На втором этапе происходит отщепление от границы зерна замыкающей частичной дислокации Шокли, на которой заканчивается дефект упаковки, тянущийся за ведущей дислокацией Шокли.

Наши расчеты изменения энергии системы при испускании таких расщепленных дислокационных конфигураций показали отсутствие выделенных областей параметров системы, где это испускание было бы энергетически выгодно. Лишь в тех областях параметров, где должно доминировать испускание полных дислокаций (п. 3.3), оказывалось возможным испускание и растянутых дислокаций. При этом равновесная длина их расщепления (расстояние между ведущей и замыкающей дислокациями Шокли) была настолько мала, что ни по энергетическим характеристикам, ни по значениям критических напряжений растянутые дислокации практически не отличались от полных дислокаций. В диапазонах параметров, где должно превалировать испускание только ведущих частичных дислокаций Шокли (п. 3.3), отщепление от границы еще и замыкающих частичных дислокаций Шокли оказывалось энергетически невыгодным.

4. Заключение

Таким образом, показано, что деформационный механизм, осуществляемый путем испускания частичных дислокаций Шокли зернограничными дисклинациями,

может эффективно действовать в нанокристаллических материалах с ГЦК решеткой при достижении внешним сдвиговым напряжением некоторого критического значения τ_c . При этом тип формирующейся дефектной структуры должен определяться величиной внешнего сдвигового напряжения τ , действующего в плоскости скольжения дислокации Шокли. При $0 < \tau < \tau_{c1}$ формируется дефектная структура типа I, для которой характерны короткие выбросы дефектов упаковки длиной до 2 nm по границам зерен. При $\tau_{c1} \leq \tau < \tau_{c2}$ или $\tau < \tau_c'$ формируется дефектная структура типа II, для которой характерны значительно более протяженные (по сравнению со структурой I) дефекты упаковки. При $\tau \geq \tau_{c2}$ или $\tau \geq \tau_c'$ формируется дефектная структура типа III, когда дефекты упаковки полностью пересекают зерна. Заметим, что все перечисленные типы дефектной структуры наблюдались при двумерном [8–10] и трехмерном [11,12] компьютерном моделировании пластической деформации НКМ по методу молекулярной динамики.

Из нашей модели следует, что в нанокристаллическом алюминии можно выделить два характерных критических размера зерна: d_{c1} (≈ 5 nm) и d_{c2} (≈ 30 nm). При $d \leq d_{c1}$ испускание частичных дислокаций Шокли границами зерен должно происходить при более низких значениях τ , чем испускание полных дислокаций, во всем диапазоне допустимых углов α и θ . При $d \geq d_{c2}$ во всем диапазоне допустимых углов α и θ (в области реальных значений $\tau \leq 1$ GPa) энергетически более предпочтительным становится испускание полных дислокаций. В зернах промежуточного размера при $d_{c1} < d < d_{c2}$ в зависимости от углов α и θ может происходить испускание как частичных, так и полных дислокаций.

Список литературы

- [1] Mechanical Properties of Nanostructured Materials and Nanocomposites. MRS Symp. Proc. Vol. 791 / Ed. by I.A. Ovid'ko, C.S. Pande, R. Krishnamoorti, E. Lavernia, G. Skandan. MRS, Warrendale (2004).
- [2] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. Plastic Deformation in Nanocrystalline Materials. Springer, Berlin–Heidelberg (2004). 198 p.
- [3] R.Z. Valiev, I.A. Alexandrov, Y.T. Zhu, T.C. Lowe. J. Mater. Res. **17**, 1, 5 (2002).
- [4] K.S. Kumar, S. Suresh, M.F. Chisholm, J.A. Horton, P. Wang. Acta Mater. **51**, 2, 387 (2003).
- [5] Д.В. Штанский, С.А. Кулинич, Е.А. Левашов, J.J. Moore. ФТТ **45**, 6, 1122 (2003).
- [6] I.A. Ovid'ko. Science **295**, 5569, 2386 (2002).
- [7] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba. Acta Mater. **52**, 6, 1711 (2004).
- [8] V. Yamakov, D. Wolf, M. Salazar, S.R. Phillpot, H. Gleiter. Acta Mater. **49**, 14, 2713 (2001).
- [9] V. Yamakov, D. Wolf, S.R. Phillpot, A.K. Mukherjee, H. Gleiter. Nature Mater. **1**, 1, 45 (2002).
- [10] V. Yamakov, D. Wolf, S.R. Phillpot, H. Gleiter. Acta Mater. **50**, 20, 5005 (2002).

- [11] P.M. Derlet, H. van Swygenhoven. *Scripta Mater.* **47**, 11, 719 (2002).
- [12] P.M. Derlet, A. Hasnaoui, H. van Swygenhoven. *Scripta Mater.* **49**, 7, 629 (2003).
- [13] M. Chen, E. Ma, K.J. Hemker, H. Sheng, Y. Wang, X. Cheng. *Science* **300**, 5623, 1275 (2003).
- [14] X.Z. Liao, F. Zhou, E.J. Lavernia, S.G. Srinivasan, M.I. Baskes, D.W. He, Y.T. Zhu. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4, 632 (2003).
- [15] X.Z. Liao, F. Zhou, E.J. Lavernia, D.W. He, Y.T. Zhu. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 24, 5062 (2003).
- [16] X.Z. Liao, Y.H. Zhao, S.G. Srinivasan, Y.T. Zhu, R.Z. Valiev, D.V. Gunderov. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4, 592 (2004).
- [17] О.В. Клявин, В.И. Николаев, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. *ФТТ* **45**, 12, 2187 (2003).
- [18] J.P. Hirth, J. Lothe. *Theory of dislocations*. John Wiley, N. Y. (1982).
- [19] A.P. Sutton, R.W. Balluffi. *Interfaces in Crystalline Materials*. Clarendon Press, Oxford (1995).
- [20] G.B. Olson, M. Cohen. *Metall. Trans. A* **7**, 12, 1897 (1976).
- [21] R.Z. Valiev, N.A. Krasilnikov, N.K. Tsenev. *Mater. Sci. Eng. A* **137**, 35 (1991).
- [22] R.Z. Valiev, F. Chmelik, F. Bordeaux, G. Kapelski, B. Baudelet. *Scr. Metall. Mater.* **27**, 7, 855 (1992).
- [23] J. Languillaume, F. Chmelik, G. Kapelski, F. Bordeaux, A.A. Nazarov, G. Canova, C. Esling, R.Z. Valiev, B. Baudelet. *Acta Metall. Mater.* **41**, 10, 2953 (1993).
- [24] A.A. Nazarov, A.E. Romanov, R.Z. Valiev. *Nanostruct. Mater.* **6**, 5–8, 775 (1995).
- [25] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **37**, 8, 2281 (1995).
- [26] В.В. Рыбин. *Большие пластические деформации и разрушение металлов*. Металлургия, М. (1986). 242 с.
- [27] М.Ю. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **4**, 2, 79 (2003).
- [28] A.E. Romanov, V.I. Vladimirov. In: *Dislocations in Solids* / Ed. by F.R.N. Nabarro. North Holland, Amsterdam (1992). Vol. 9. P. 191–402.
- [29] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько, Н.В. Скиба. *Письма в ЖТФ* **28**, 10, 78 (2002).
- [30] М.Ю. Gutkin, A.L. Kolesnikova, I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba. *Phil. Mag. Lett.* **82**, 12, 651 (2002).
- [31] М.Ю. Gutkin, I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba. *Mater. Sci. Eng. A* **339**, 1/2, 73 (2003).
- [32] М.Ю. Gutkin, K.N. Mikaelyan, V.E. Verijenko. *Scr. Mater.* **45**, 8, 939 (2001).
- [33] М.Ю. Gutkin, K.N. Mikaelyan, V.E. Verijenko. *Acta Mater.* **49**, 18, 3811 (2001).
- [34] М.Ю. Gutkin, K.N. Mikaelyan, V.E. Verijenko, L.D. Thompson. *Metall. Mater. Trans. A* **3**, 5, 1351 (2002).
- [35] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **45**, 2, 327 (2003).