

05

Модель формирования оборванных дислокационных границ на стыковых дисклинациях

© В.В. Рыбин, В.Н. Перевезенцев, Ю.В. Свирина

Институт проблем машиностроения РАН,
603024 Нижний Новгород, Россия
e-mail: pevn@uic.nnov.ru

(Поступило в Редакцию 25 ноября 2015 г.)

Предложена физическая модель формирования на стыках большеугловых границ зерен оборванных дислокационных границ — частичных дисклинаций деформационного происхождения. Модель объясняет, почему и каким образом в поликристаллах, пластическая деформация которых на микроуровне осуществляется исключительно посредством трансляционных сдвигов, на мезоуровне при деформации $\varepsilon > 0.2$ с необходимостью образуются дефекты ротационного типа.

Введение

На стадии развитой пластической деформации однородно ориентированные зерна поликристаллов фрагментируются, т.е. разбиваются на множество сильно разориентированных микрообластей (фрагментов) [1]. Поперечные размеры фрагментов d_m в среднем равны $0.2\text{--}0.3\ \mu\text{m}$, а разориентировки между ними Θ статистически распределены в интервале, простирающемся от минимального $\Theta_{\min} \approx 2^\circ$ до максимального значения, равного

$$\Theta_{\max} = \Theta_{\min} + \alpha(\varepsilon - \varepsilon_0). \quad (1)$$

Здесь ε и ε_0 — текущее и пороговое значения пластической деформации,¹ α — коэффициент, описывающий интенсивность процесса. Принято считать, что минимальный угол разориентировки Θ равен среднему значению вектора Франка ω частичных дисклинаций деформационного происхождения. Эти специфические мезодефекты ротационного типа играют важнейшую роль в процессе фрагментации, поскольку, зарождаясь и перемещаясь в ходе пластической деформации по кристаллу, именно они вызывают в нем относительные развороты кристаллических решеток прилегающих микрообъемов.

Впервые явление фрагментации было обнаружено в шейке, непосредственно под поверхностью излома цилиндрического образца поликристаллического ($D \approx 40\ \text{m}$) молибдена, продеформированного при комнатной температуре одноосным растяжением до величины $\varepsilon \approx 1$ со скоростью деформации $\dot{\varepsilon} \approx 10^{-2}\ \text{s}^{-1}$ [2,3]. В дальнейшем было установлено, что фрагментация не исчерпывается одним только этим частным случаем. Оказалось, что фрагментируются металлы и сплавы с разными кристаллическими решетками, разными химическими и фазовыми составами, разными исходными структурами и предысториями изготовления. Фрагментация наблюдается в широком диапазоне температурно-

¹ Здесь и далее через ε и $\dot{\varepsilon}$ будем обозначать величину истинной (логарифмической) деформации и ее скорость.

скоростных режимов ($T \leq 0.4T_m$, $10^{-3}\ \text{s}^{-1} \leq \dot{\varepsilon} \leq 10^5\ \text{s}^{-1}$) и технологических схем пластической деформации [1,4–10]. В совокупности эти и другие экспериментальные факты убедительно свидетельствуют о том, что фрагментация отнюдь не является неким необычным феноменом. Напротив, его следует рассматривать, как вполне закономерный и объективно существующий этап в пока еще не полностью изученной цепочке эволюционных превращений структур деформационного происхождения.

Фрагментация проявляется достаточно поздно, а именно на стадии развитой пластической деформации² ($\varepsilon \geq \varepsilon_0 \approx 0.2$), где она приходит на смену хорошо изученным методами дислокационной физики этапам формирования иррегулярных неразориентированных и/или слабо разориентированных ячеистых структур.

Понимание природы фрагментации сводится к ответу на вопрос: „как и почему в кристаллах, пластическая деформация которых на микроуровне происходит исключительно за счет трансляционных сдвигов решетки, тем не менее при $\varepsilon \geq \varepsilon_0$ формируются мезодефекты ротационного типа — частичные дисклинации деформационного происхождения?“. В настоящей работе предлагается модель, позволяющая на качественном и количественном уровнях исследовать эту проблему. В том числе проанализировать кинетику образования и роста частичных дисклинаций деформационного происхождения, а также связь между базовыми параметрами физики фрагментации (Θ_{\min} и ε_0).

1. Модель

Многочисленные экспериментальные данные, полученные с помощью методов дифракционной просвечивающей электронной микроскопии, показывают, что наблюдаемые на стадии развитой пластической деформации частичные дисклинации деформационного

² Структурным признаком начала стадии развитой пластической деформации служит образование частичных дисклинаций деформационного происхождения, а ее содержанием — последующая фрагментация кристалла [1].

происхождения имеют ряд общих квалификационных признаков [1,11,12]. А именно все они представляют собой плотные оборванные дислокационные границы: а) с преобладающей составляющей наклона, б) с разориентировкой Θ , примерно на порядок и более превосходящей разориентировку границ ранее сформировавшейся в кристалле (фоновой) ячеистой структуры, с) зарождающиеся на стыках, изломах и ступеньках большеугловых границ зерен³ [1–3].

Последняя отличительная особенность является ключевой для понимания природы происхождения частичных дисклинаций деформационного происхождения.

1.1. Стыковая дисклинация деформационного происхождения

В [1,13,14] было предположено, что в ходе пластической деформации на стыках границ зерен возникают особые, ранее не описанные в научной литературе линейные мезодефекты ротационного типа. Они были названы стыковыми дисклинациями деформационного происхождения. Предполагалось, что эти теоретически предсказанные мезодефекты⁴ генерируют вокруг себя упругие поля напряжений дисклинационного типа σ^j , мощность которых монотонно увеличивается с ростом ε . На стадии развитой пластической деформации (т.е. при $\varepsilon \geq \varepsilon_0$) они достигают критического значения и начинают релаксировать. Поскольку стыковые дисклинации неподвижны, подобная релаксация может осуществляться лишь за счет локального перераспределения окружающих ее дислокаций. Это приводит к зарождению на стыке оборванной дислокационной границы с минимальной разориентировкой Θ_{\min} . В терминах, описывающих эволюцию мезодефектов, это следует интерпретировать как реакцию отщепления от стыковой дисклинации элементарной частичной дисклинации мощности ω_0 . Связь между микро- и мезоуровнями описания устанавливается очевидным равенством $\Theta_{\min} = \omega_0$. Экспериментальная оценка мощности такой частичной дисклинации показывает, что $\omega_0 \approx (1 - 2)^\circ$ [1].

1.2. Стыковая дисклинация деформационного происхождения и классическая модель Тэйлора

Сформулированная выше модель образования частичных дисклинаций деформационного происхождения требует дополнительных комментариев, поскольку в классической дислокационной модели пластичности поликристаллов стыковые дисклинации деформационного происхождения отсутствуют. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим стык большеугловых границ, ориентированный вдоль единичного вектора \mathbf{j} (рис. 1). Обойдем

³ В дальнейшем все перечисленные линейные дефекты будем называть стыками большеугловых границ зерен.

⁴ Экспериментально существование стыковых дисклинаций деформационного происхождения было доказано значительно позже [15,16].

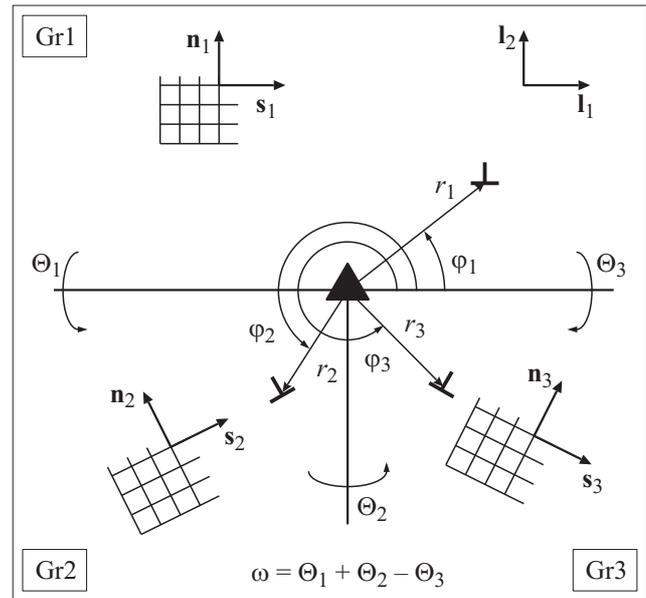


Рис. 1. Схематическое представление тройного стыка зерен.

его по замкнутому контуру в соответствии с правилом правого винта, занумеруем границы и прилежащие к ним зерна от $i = 1$ до k ($k = 2, 3, \dots$), а также обозначим через \mathbf{N}_i нормали к этим границам. Согласно модели Тэйлора, пластическая деформация каждого зерна при рассмотрении ее на микроуровне является результатом некоррелированного движения множества индивидуальных решеточных дислокаций, принадлежащих различным системам скольжения под воздействием внешних напряжений σ^{ext} . Выходя на границу, эти дислокации создают на ней дополнительную разориентировку деформационного происхождения Θ_i^{def} , которая, при прочих равных условиях, зависит от ориентации границы \mathbf{N}_i . Обозначим через ω^j вектор невязки разориентировок деформационного происхождения на границах, образующих j -й стык. Согласно [13,14], он равен

$$\omega^j \equiv - \sum_i \Delta \Theta_i^{\text{def}} = - \sum_i \mathbf{N}_i \times (\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}) \cdot \mathbf{N}_i. \quad (2)$$

Вычислим вектор ω^j в рамках классической дислокационной модели Тэйлора [17], которая, как известно, базируется на следующих постулатах.

П1. В пределах зерна пластическая деформация считается пространственно однородной.

П2. На микроуровне рассмотрения тензор пластической деформации i -го зерна записывается в виде

$$\varepsilon_i = \frac{1}{2} \sum_s \rho_s \lambda_s (\mathbf{n}_s \mathbf{b} + \mathbf{b} \mathbf{n}_s)_s, \quad (3a)$$

где \mathbf{n} и \mathbf{b} — вектор нормали к плоскости скольжения и вектор Бюргерса решеточных дислокаций, ρ_s и λ_s — плотность и средний пробег решеточных дислокаций, s — номер действующей системы скольжения.

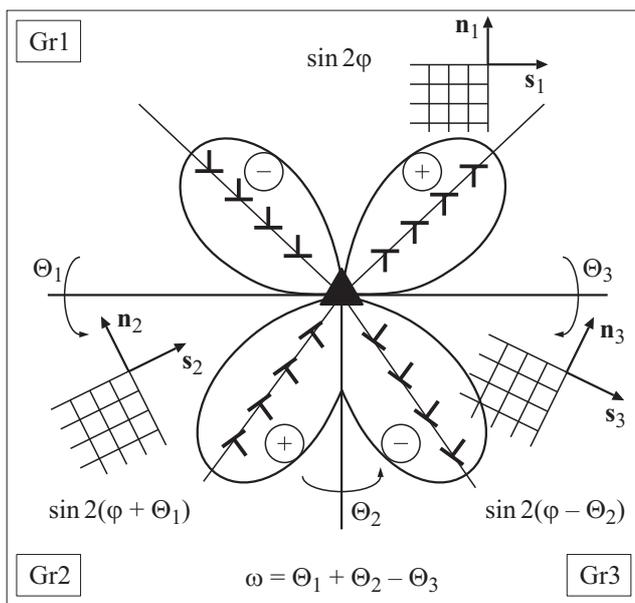


Рис. 2. Диаграмма, иллюстрирующая распределение сил, действующих на пробную дислокацию со стороны стыковой дисклинации, в различных зернах, образующих тройной стык.

П3. Записанные в одной и той же системе координат тензоры ε_i^j и E_i равны друг другу

$$\varepsilon_i = E_i. \quad (3b)$$

П4. Для выполнения условия (3b) в зерне допускается одновременная загрузка до пяти дислокационных систем скольжения.

П5. Тензоры пластической деформации равны тензору макропластической деформации поликристаллического агрегата в точке расположения i -го зерна

$$\varepsilon_i = E_i = E(r_i). \quad (3c)$$

Подставляя в уравнение (2) соотношение (3c), легко убедиться, что в рамках классической дислокационной модели пластической деформации поликристаллов вектор невязки ω^j разориентировок деформационного происхождения на всех без исключения стыках и изломах границ зерен тождественно обращается в ноль. По крайней мере для случая однородно деформированного поликристалла.

1.3. Мезоуровень пластической деформации

Причина столь странного на первый взгляд вывода заключается в том, что постулаты, на которых базируется модель Тэйлора, лишь приближенно описывают реальный процесс пластической деформации, происходящий в условиях сохранения сплошности поликристаллического агрегата. В самом деле:

1). Условие сплошности требует соблюдения на границах зерен равенства тензоров не пластической, как

в (3c), а полной деформации, т.е. суммы ее пластической и упругой составляющих [18]. По этой причине допускается рассогласование пластических деформаций соседних зерен на величину рассогласования их упругих деформаций.

2). Процесс пластической деформации кристалла инерционен, т.е. выравнивание тензоров пластической деформации соседних зерен требует конечного времени. Из-за этого в любой момент времени тензоры пластической деформации соседних зерен ε_i обязательно различаются.

3). Пластическая деформация зерна протекает неоднородно по объему, поскольку по мере роста ε_i границы зерен превращаются в плоские источники дальнедействующих напряжений. Структура и интенсивность их зависят от ε_i и ориентации фасетки N_i . По этой причине участки зерна, прилежащие к разным фасеткам, деформируются по-разному, что приводит в конечном итоге к разбиению первоначально однородно ориентированного зерна на совокупность разориентированных между собой мезообъемов.

Существуют и другие причины нарушения базовых условий (3c), однако их анализ выходит за рамки настоящей работы. Для дальнейшего достаточно понимать, что стыковые дисклинации деформационного происхождения реально существуют и их вектор Франка определяется уравнением (2).

2. Поля упругих напряжений, генерируемых стыковыми дисклинациями деформационного происхождения

Вектор Франка стыковой дисклинации деформационного происхождения в общем случае может иметь как клиновую компоненту ω_w^j , так и компоненту кручения ω_{tw}^j . Если последняя отлична от нуля, то стыковая дисклинация деформационного происхождения имеет сложное строение и, кроме линейного, расположенного вдоль линии стыка, источника внутренних напряжений включает в себя еще по крайней мере один планарный источник, который располагается вдоль одной из стыкующихся границ. Имея это в виду, в настоящей работе мы ограничимся рассмотрением только клиновой стыковой дисклинации деформационного происхождения и в рамках простейшей двумерной модели проанализируем силы, действующие со стороны клиновой стыковой дисклинации на окружающие ее решеточные дислокации.

Поместим клиновую стыковую дисклинацию в начало лабораторной системы координат с осями (l_1, l_2, j) . Обозначим наиболее нагруженные (действующие) системы скольжения дислокаций в i -м зерне осями $(n, s)_i$ ($i = 1, 2, 3$), где $s = \mathbf{b}/b$. Рассмотрим пробную дислокацию, помещенную в конце радиуса-вектора r_i с полярными координатами (r, φ) , где r_i — расстояние до стыковой дисклинации, φ_i — полярный угол,

отсчитываемый в лабораторной системе координат от орта \mathbf{l}_1 . Для удобства вычислений направим \mathbf{l}_1 вдоль \mathbf{s}_1 . Соответствующая геометрия представлена на рис. 1. Там же символами Θ_i обозначены относительные развороты кристаллических решеток соседних зерен. Положительное значение угла Θ_i соответствует повороту решетки в направлении правого винта, отрицательное — в противоположном направлении.

В принятых обозначениях силу f_{nb}^i , действующую со стороны стыковой дисклинации на пробную решеточную дислокацию в i -м зерне, можно представить в виде

$$f_{nb}^i = -\frac{G\omega}{4\pi(1-\nu)} b_i \sin 2(\varphi_i + \Theta_i), \quad (4)$$

где G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона. Она не зависит от расстояния до стыка и определяется только углом наблюдения, будучи положительной в первом и третьем квадрантах и отрицательной — во втором и четвертом. Графически распределение этой силы, выраженной в единицах $\frac{G\omega b}{4\pi(1-\nu)}$, в окрестностях рассматриваемого стыка показано на рис. 2.

Кроме силы со стороны стыковой дисклинации на пробные дислокации действуют силы со стороны внешних напряжений σ^{ext} . Суммарная сила, действующая на пробную дислокацию в i -м зерне, равна:

$$F_{nb}^i = \left(\mathbf{n}_i \cdot \sigma^{\text{ext}} \cdot \mathbf{s} - \frac{G\omega}{4\pi(1-\nu)} \sin 2(\varphi_i + \Theta_i) \right) b_i. \quad (5)$$

Как видно из формулы (5) и рис. 2, появление стыковой дисклинации приводит к формированию в первоначально однородном силовом поле зерна достаточно крупных мезообластей, в которых силы, действующие на скользящие решеточные дислокации, могут сильно отличаться как в большую, так и в меньшую сторону от средних по зерну. Поскольку они определяют скорости и плотности дислокационных потоков, различаться будут и пластические деформации соседних мезообъемов. С ростом пластической деформации эти различия увеличиваются, а при

$$\omega \geq \omega_c = 4\pi(1-\nu) \left(\frac{\sigma^{\text{ext}}}{G} \right) \approx 8.4 \left(\frac{\sigma^{\text{ext}}}{G} \right) \quad (6)$$

вдоль луча $\varphi_i + \Theta_i \approx \frac{\pi}{4}$ в i -м зерне будет выстраиваться стенка краевых дислокаций, поскольку при ω , определяемом условием (6), тормозящее поле от стыковой дисклинации деформационного происхождения достигнет и превысит внешнее.

Полученная оценка для ω_c явно завышена, поскольку для создания исходящей из стыка наклонной стенки краевых дислокаций вовсе нет необходимости полностью останавливать поток дислокаций. Она может появиться и при более мягком динамическом режиме.

Чтобы проверить эту гипотезу было проведено компьютерное моделирование.

3. Компьютерное моделирование критической мощности стыковой дисклинации деформационного происхождения

3.1. Постановка компьютерного эксперимента

Исследование динамики дислокационного потока в суммарном поле внешнего напряжения σ^{ext} и упругого поля клиновой стыковой дисклинации выполнено для прямоугольного зерна⁵ (упруго-изотропной среды), имеющего размеры $(d \times d)$, где $d = 2\mu\text{m}$. Стыковая дисклинация находится в центре нижней границы зерна. В расчетах мы использовали метод динамики дискретных дислокаций [19], модифицированный в [20–23] для анализа кинетики дислокационного ансамбля в упругом поле дисклинации.

Каждая дислокация характеризовалась вектором Бюргера \mathbf{b} , параллельным направлению скольжения дислокаций, координатами $(x^{(k)}, y^{(k)})$ и скоростями $(v^{(k)})$, $k = 1, \dots, N$, где N — число дислокаций. Вклад инерционных слагаемых в уравнение движения дислокации предполагался малым по сравнению со слагаемыми, обусловленными динамическим трением. При этом уравнение для скорости движения k -й дислокации в квазивязком приближении имеет вид

$$v^k = M^{(s)} \mathbf{n}_s \cdot \sigma_\Sigma \cdot \mathbf{b}, \quad (7)$$

где $M^{(s)}$ — подвижность дислокаций в s -й системе скольжения, $\mathbf{n}_s \cdot \sigma_\Sigma \cdot \mathbf{b}$ — сила, действующая на k -ю дислокацию в плоскости скольжения \mathbf{n}_s , $\sigma_\Sigma = \sigma^{\text{ext}} + \sigma^{\text{int}}$, σ^{int} — тензор внутренних напряжений, определяемый как суммарное упругое поле от стыковой дисклинации и других дислокаций.

В модели предполагается, что пластическая деформация в зерне начинается при достижении критического значения сдвигового напряжения σ_c . Размножение дислокаций в объеме зерна характеризуется некоторой скоростью зарождения в плоскостях скольжения пар дислокаций противоположного знака, находящихся друг от друга на расстоянии $x_c = Db/\sigma_c$ (σ_c — пороговое напряжение срабатывания источника типа Франка–Рида [24], $D = G/2\pi(1-\nu)$, при напряжении $\sigma_\Sigma < \sigma_c$ дислокации генерируемой пары аннигилируют). Координаты дислокационной пары генерировались в исследуемой области случайным образом по закону равномерного распределения. В модели учтены процессы рекомбинации. Процесс аннигиляции движущихся навстречу друг другу дислокаций противоположного знака характеризуется сечением захвата $S_a = \pi x_a^2/4$, где $x_a = 0.25x_c$. Сток учитывается, как исчезновение дислокаций при достижении ими боковых поверхностей верхнего зерна. При расчете использовались значения параметров $\sigma_c \approx 2.5 \cdot 10^{10-3} G$, $b = 0.25 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ и подвижности дислокаций $M^{(s)} \sim 10^{-4} \text{ Pa}^{-1} \text{ s}^{-1}$, обеспечивающие усредненную по объему зерна скорость пластической деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

⁵ Верхнее зерно на рис. 1 и 2.

4. Результаты моделирования

Для выбранного значения внешнего напряжения из интервала ($10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}G$) проводилось исследование эволюции дислокационного ансамбля при нарастающей мощности стыковой дисклинации. При малых мощностях дисклинации (меньше критической величины) вблизи нее кратковременно формируются области избыточной плотности дислокаций одного знака („рыхлые“ субграницы). Однако эти образования не устойчивы и периодически срываются внешним полем (рис. 3, *a*). По мере увеличения мощности стыковой дисклинации ω достигается такое ее критическое значение ω_c , при котором пространственное распределение дислокаций статистически мало изменяется, локализуясь вблизи дисклинации в виде достаточно узкой оборванной субграницы (рис. 3, *b*).

Стационарность субграницы проявляется в том, что в среднем за единицу времени субграница теряет и поглощает одинаковое количество дислокаций.

Зависимость критического значения мощности дисклинации ω_c от величины приведенного внешнего сдви-

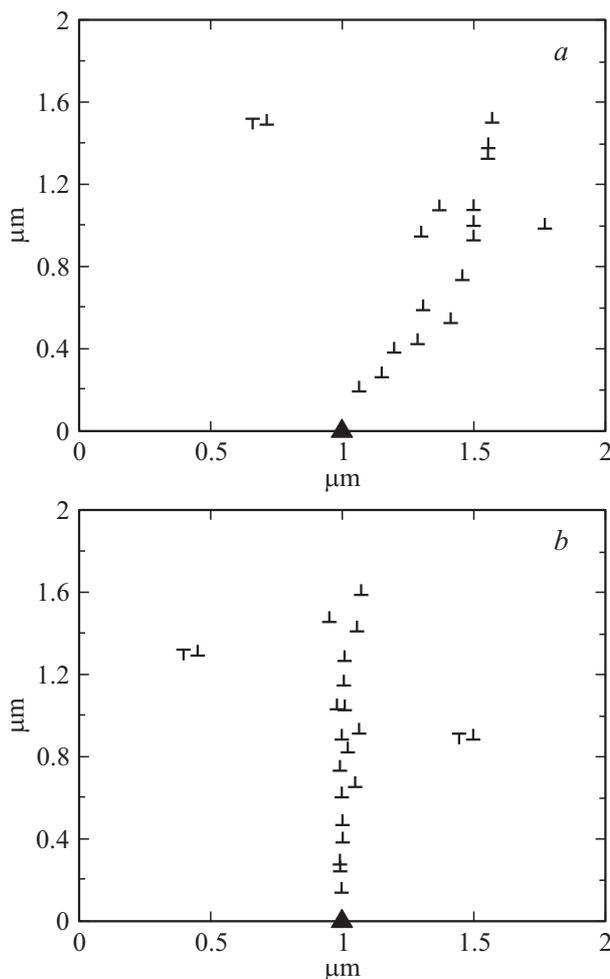


Рис. 3. Типичные дислокационные структуры, формирующиеся вблизи стыковой дисклинации в поле внешних напряжений $\sigma^{\text{ext}}/G = 10^{-2}$: *a* — $\omega < \omega_c$, *b* — $\omega > \omega_c$.

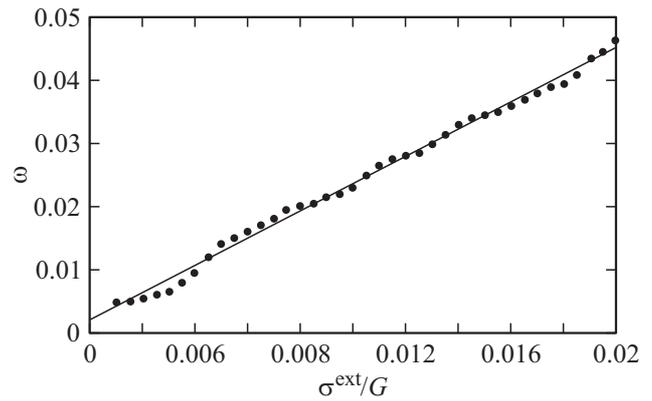


Рис. 4. Рассчитанная и аппроксимационная зависимости критической мощности стыковой дисклинации ω_c от величины приведенного внешнего сдвигового напряжения σ^{ext}/G .

гового напряжения σ^{ext}/G приведена на рис. 4. Каждая точка на данной кривой представляет собой среднюю величину ω_c , полученную по результатам пяти компьютерных экспериментов.

Из рис. 4 видно, что зависимость ω_c от σ^{ext} близка к линейной

$$\omega_c = 2.2 \frac{\sigma^{\text{ext}}}{G} + 0.002 \quad (8)$$

(аппроксимация методом наименьших квадратов). Небольшие отклонения от линейности обусловлены статистической природой формирования динамических стенок дислокаций. Как и предполагалось, зависимость (8) гораздо лучше соответствует имеющимся экспериментальным данным, чем зависимость (6). Из нее следует, что для напряжений $\sigma^{\text{ext}}/G \sim 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-2}$, типичных для временного предела прочности ОЦК-металлов, критическая мощность стыковой дисклинации составляет $\omega_c \sim 1.4 - 2.8^\circ$. Этот результат хорошо согласуется с известными экспериментальными данными [1].

5. Заключение

Проведенный выше анализ позволяет сделать несколько важных для понимания природы фрагментации выводов.

1. Фрагментация является следствием анизотропии пластического течения кристаллических твердых тел; в пластически деформируемых аморфных средах она, согласно представленной выше модели, очевидно должна отсутствовать.

2. Фрагментация поликристаллов является следствием неодинаковости макропластической деформации соседних зерен.

3. Последовательность причинно-следственных отношений, приводящих к фрагментации кристаллических твердых тел и формированию в них мезоуровня пластической деформации, выглядит следующим образом.

Неодинаковость макропластической деформации стыкующихся зерен (макроуровень пластической деформации) приводит к появлению разориентировок деформационного происхождения (планарных мезодефектов ротационного типа) на стыкующихся большеугловых границах зерен. В свою очередь, невязка этих разориентировок приводит к образованию стыковой дисклинации (линейный мезодефект ротационного типа) и увеличению ее мощности по мере пластической деформации. Упругое поле стыковой дисклинации вызывает возмущение ламинарного потока решеточных дислокаций (микроуровень пластической деформации), что приводит к возникновению и развитию оборванных дислокационных границ — частичных дисклинаций деформационного происхождения (мезоуровень пластической деформации).

На примере рассмотренной в настоящей работе упрощенной модели перечисленные взаимосвязи наблюдаются вполне отчетливо. Описание начальной стадии фрагментации в реальных поликристаллах представляет собой гораздо более сложную задачу. Необходимо учитывать множественное скольжение, более сложную геометрию стыкующихся границ и эффекты, связанные с формированием на стыкующихся границах планарных источников внутренних напряжений. Эти вопросы предполагается исследовать в последующих публикациях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-13-20030).

Список литературы

- [1] Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. 224 с.
- [2] Рыбин В.В., Вергазов А.Н., Лихачев В.А. // ФММ. 1974. Т. 37. С. 620–624.
- [3] Вергазов А.Н., Лихачев В.А., Рыбин В.В. // ФММ. 1976. Т. 42. С. 146–154.
- [4] Kaibyshev O.A. // J. Mater. Process. Technol., 2001. Vol. 117. P. 300–310.
- [5] Lowe T.C., Valiev R.Z. // Proc. NATO ARW on Investigations and Applications of Severe Plastic Deformation, Moscow, NATO Sci. Series (Kluwer, Netherlands 2000). 394 p.
- [6] Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы. М.: Академкнига, 2007. 398 с.
- [7] Zehetbauer M.J., Valiev R.Z. Nanomaterials by Severe Plastic Deformation. (Wiely_VCH, Weinheim, Germany, 2004). 850 p.
- [8] Langdon T.G. // Acta Mater. 2013, Vol. 61. P. 7035–7059.
- [9] Estrin Y., Vinogradov A. // Acta Mater. 2013. Vol. 761. P. 782–817.
- [10] Рыбин В.В., Золоторевский Н.Ю., Ушанова Э.А. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 12. С. 81–95.
- [11] Romanov A.E. // European Journal of Mechanics and Solids. 2003. Vol. 22. P. 727–741.
- [12] Romanov A.E., Kolesnikova A.L. // Progress in Materials Science, 2009. Vol. 54. P. 740–769.
- [13] Рыбин В.В., Зисман А.А., Золоторевский Н.Ю. // ФТТ. 1985. Вып. 27. № 1. С. 181–186.
- [14] Rybin V.V., Zisman A.A., Zolotarevsky N.Yu. // Acta Met. Mater. 1993. Vol. 41. N 7. P. 2211–2217.
- [15] Zisman A.A., Rybin V.V., Seefeldt M., van Boxel S., van Houtte P. // PMLPS-2007 (Proceedings. St.Petersburg, 2007). P. 37–50.
- [16] Zisman A.A., Seefeldt M., van Boxel S., van Houtte P. // PMLPS-2007. (Proceedings. St.Petersburg, 2007). P. 57–67.
- [17] Taylor G.I. // J. Inst. Metals. 1938. Vol. 62. P. 307–324.
- [18] De Wit R. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1972. V. 5. P.529–534.
- [19] Van der Giessen E., Needleman A. // Model Simul. Mater. Sci. Eng. 1995. Vol. 3. P. 689–735.
- [20] Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 9. С. 87–94.
- [21] Perevezentsev V.N., Sarafanov G.F. // Mater. Sci. Eng. A. 2009. Vol. 503. P. 137–140.
- [22] Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. Основы кинетической теории формирования разориентированных структур при пластической деформации металлов. Н. Новгород: Литера, 2011, 357 с.
- [23] Perevezentsev V.N., Sarafanov G.F., Svirina J.V. // Mater. Phys. and Mech. 2014. Vol. 21. P. 78–98.
- [24] Хурт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.