

Фасетированные границы зерен в поликристаллических пленках

© С.В. Бобылев, И.А. Овидько

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

E-mail: ovidko@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 14 ноября 2002 г.
В окончательной редакции 3 апреля 2003 г.)

Предложена теоретическая модель, описывающая новый механизм релаксации напряжений несоответствия в поликристаллических пленках, а именно образование фасетированных границ зерен, фасетки которых являются асимметричными границами наклона. Рассчитаны области параметров (толщина пленки, параметр несоответствия, угол между фасетками), в которых зарождение фасетированных границ зерен является энергетически выгодными. Показано, что при увеличении толщины пленки зарождение фасетированных границ зерен облегчается.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-16853), Офиса морских исследований США (the Office of US Naval Research) (проект N 00014-01-1-1020), программы „Интеграция“ (грант № Б0026), программы РАН „Структурная механика материалов и конструкций“ и Санкт-Петербургского научного центра РАН.

Поликристаллические пленки являются объектом интенсивных фундаментальных и прикладных исследований, что мотивируется их широким применением в современных высоких технологиях. Стабильность физических свойств пленок, имеющая первостепенную важность для их технологического использования, существенно зависит от присутствия дефектов и полей напряжений в пленках (см. например, обзоры [1–5], а также работы [6,7]). Так, различие между параметрами кристаллических решеток в кристаллической структуре материалов подложек и пленок обуславливает возникновение в пленках внутренних напряжений — напряжений несоответствия, которые существенно влияют на эволюцию структуры и функциональных свойств пленок. Обычно при превышении толщиной пленки некоторой критической величины напряжения несоответствия частично аккомодируются за счет образования дислокаций несоответствия на межфазной границе, разделяющей подложку и пленку [1–15]. Однако наличие границ зерен в поли- и нанокристаллических пленках обуславливает эффективное действие альтернативных механизмов релаксации напряжений несоответствия (и в общем случае остаточных напряжений другой природы) за счет зернограницных дислокаций и дисклинаций [16–19]. При анализе этих альтернативных механизмов основное внимание уделялось теоретическому описанию зернограницных дефектов в симметричных плоских границах наклона. В общем случае, однако, пленки содержат также асимметричные и фасетированные границы зерен [20]. В настоящей работе предлагается теоретическая модель, описывающая новый механизм релаксации напряжений несоответствия в поликристаллических пленках, связанный с образованием фасетированных границ зерен, фасетки которых являются асимметричными границами наклона.

1. Фасетированные границы зерен в пленках. Модель

Рассмотрим модель системы пленка–подложка, состоящей из бикристаллической пленки толщиной H и полубесконечной подложки (рис. 1). Пленка и подложка полагаются упругоизотропными твердыми телами с одинаковыми модулями сдвига G и коэффициентами Пуассона ν . Межфазная граница между пленкой и подложкой характеризуется одномерным параметром несоответствия

$$f = \frac{2(a_f - a_s)}{a_f + a_s}, \quad (1)$$

где a_f и a_s — параметры решеток пленки и подложки соответственно. Наличие несоответствия приводит к возникновению напряжений несоответствия в пленке.

В настоящей работе мы рассмотрим пленку в двух физических состояниях, а именно в состоянии с прямой симметричной границей наклона (рис. 1, *a*) и состоянии с фасетированной границей, фасетки которой являются асимметричными границами наклона (рис. 1, *b*). При этом для определенности будем исследовать малоугловые границы наклона, моделируемые как ансамбли краевых решеточных дислокаций. Вместе с тем результаты предлагаемого рассмотрения могут быть обобщены и на случай высокоугловых границ (моделируемых [20] как границы зерен, содержащие зернограницные дислокации с векторами Бюргерса полной решетки наложенных границы). Плоскость симметричной границы наклона располагается перпендикулярно свободной поверхности (рис. 1, *a*). Такая граница содержит M периодически упорядоченных краевых дислокаций с вектором Бюргерса \mathbf{b} , параллельным плоскости межфазной границы и перпендикулярным плоскости самой границы наклона. Разориентировка θ малоугловой симметричной границы

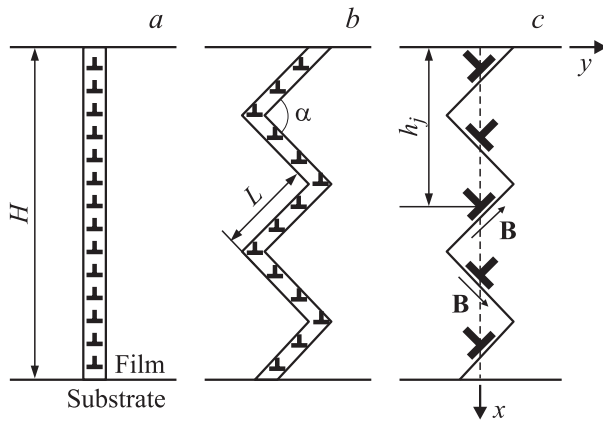


Рис. 1. Схема дислокационной структуры границ зерен в бикристаллической пленке. *a* — плоская симметричная граница наклона; *b* — фасетированная граница зерна; *c* — модель фасетированной границы зерна как стенки супердислокаций с чередующимися по направлению векторами Бюргерса.

наклона связана с параметрами дислокаций формулой Франка [20] $b = 2(H/M) \sin(\theta/2)$.

Фасетированная граница зерна состоит из фасеток (сегментов), каждая из которых имеет дислокационную структуру асимметричной границы наклона (рис. 1, *b*). Для простоты полагаем наличие фасеток только двух типов, имеющих одинаковую структуру и длину L ; угол между фасетками обозначим α , а их количество N . Фасетированная граница, как и симметричная, содержит M краевых дислокаций с вектором Бюргерса \mathbf{b} , параллельным плоскости межфазной границы между пленкой и подложкой. В силу этого ориентация кристаллических решеток вдали от фасетированной границы такая же, как и в случае симметричной границы наклона. Поскольку векторы Бюргерса \mathbf{b} дислокаций, составляющих фасетированную границу зерна, не перпендикулярны плоскостям фасеток, каждая из фасеток является асимметричной границей наклона.

Симметричная граница наклона и фасетированная граница в пленке различаются пространственной организацией ансамбля дислокаций. Это обуславливает различный характер взаимодействия рассматриваемых границ зерен с полем напряжений несоответствия в пленке. Периодическая стенка краевых дислокаций, составляющих симметричную границу наклона, характеризуется, по существу, короткодействующими полями напряжений. Поля напряжений дислокаций, составляющих периодическую стенку (рис. 1, *a*), полностью компенсируют (экранируют) друг друга на расстояниях, превышающих период H/M стенки. Поэтому симметричная граница наклона с периодической дислокационной структурой слабо взаимодействует с полем напряжений несоответствия.

В фасетированной границе дислокации расположены так, что взаимная экранировка их полей напряжений существенно ослаблена. Как следствие, фасетированная граница является источником дальнедействующих полей

напряжений и существенным образом взаимодействует с полями напряжений несоответствия в пленке. В частности, дислокации в фасетированной границе способны обеспечить эффективную релаксацию напряжений несоответствия, характеризуемую уменьшением общей упругой энергии системы, по сравнению со случаем симметричной границы наклона. Такое уменьшение является движущей силой для образования в пленках фасетированных границ зерен, которые наблюдаются экспериментально (см., например, обзор [21] и ссылки в нем). Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию условий образования фасетированных границ в рамках приближенного модельного представления (рис. 1, *c*) дислокационной структуры таких границ.

При не слишком большой длине фасеток дислокационная структура каждой из них, ответственная за асимметрию, в первом приближении эффективно моделируется как одна краевая супердислокация, помещенная в центр фасетки и имеющая вектор Бюргерса \mathbf{B} , который направлен параллельно плоскости фасетки, а по величине равен сумме проекций векторов Бюргерса решеточных дислокаций — элементов фасетки — на его направление. Таким образом, фасетированная граница зерна в пленке в поле напряжений несоответствия моделируется как вертикальная стенка из N краевых супердислокаций с чередующимся вектором Бюргерса \mathbf{B} (изменяется только его направление, модуль остается неизменным) в поле напряжений несоответствия (рис. 1, *c*).

В рамках модели будем рассматривать физические состояния (рис. 1, *a* и *b*) как независимые состояния, реализующиеся в результате роста пленки. При этом в пленке образуется либо симметричная, либо фасетированная граница зерна (в зависимости от соотношения между упругими энергиями пленки в указанных физических состояниях). Трансформации между состояниями пленки (и возможные соответствующие энергетические барьеры) в рамках нашей модели рассматриваться не будут.

Следует отметить определенное сходство явления образования фасетированных границ зерен с фасетированием свободных поверхностей кристаллов. Однако если причиной спонтанного фасетирования плоской поверхности кристалла является ориентационная зависимость поверхностной свободной энергии (см., например, [22]), то движущей силой образования фасетированных границ зерен является их участие в релаксации напряжений несоответствия.

2. Энергетические характеристики границ зерен в пленке

Энергия пленки с фасетированной границей зерна (рис. 1, *b*) больше энергии пленки с симметричной границей (рис. 1, *a*) на величину упругой энергии супердислокаций (рис. 1, *c*) и величину поверхностной

энергии границы, связанной с увеличением длины границы при образовании фасеток. При этом, однако, происходит релаксация напряжений несоответствия, что должно приводить к уменьшению общей энергии пленки. Конкуренция этих факторов определяет выгодность или невыгодность образования фасетированной границы зерна по сравнению с симметричной границей. Итак, характеристическая разность ΔW энергий фасетированной и симметричной границ зерен в пленке состоит из трех частей: упругой энергии супердислокаций W^{el} (включающей собственную энергию супердислокаций и энергию их взаимодействия), поверхностной энергии границы W^s и энергии взаимодействия супердислокаций с напряжениями несоответствия W^f .

$$\Delta W = W^{\text{el}} + W^s + W^f. \quad (2)$$

Если $\Delta W < 0$, фасетирование является энергетическим выгодным процессом. Отметим, что общий объем зерен пленки одинаков в обоих физических состояниях (рис. 1, *a* и *b*).

Вычислим слагаемые в выражении (2). Энергия W^{el} представима в виде

$$W^{\text{el}} = \sum_{i=1}^N W_i^{\text{d}} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N W_{ij}^{\text{d-d}}. \quad (3)$$

Здесь W_i^{d} — собственная энергия i -й дислокации, а $W_{ij}^{\text{d-d}}$ — энергия взаимодействия дислокаций i и j ($i, j = 1, \dots, N$, где первая дислокация является ближайшей к свободной поверхности, а номер дислокаций возрастает по мере приближения к межфазной границе). Следуя общей схеме расчета энергии взаимодействия дефектов [23], энергию взаимодействия двух дислокаций можно записать как работу по зарождению одной дислокации в поле напряжений другой следующим образом (в системе координат, принятой на рис. 1, *c*):

$$W_{ij}^{\text{d-d}} = - \int_0^{h_j} \left(B_{jx} \sigma_{xy}^{(i)}(x, y=0) + B_{jy} \sigma_{yy}^{(i)}(x, y=0) \right) dx. \quad (4)$$

Здесь B_{jx} и B_{jy} — компоненты вектора Бюргерса j -й дислокации, $\sigma_{xy}^{(i)}$ и $\sigma_{yy}^{(i)}$ — компоненты тензора напряжений i -й дислокации, h_j — расстояние от свободной поверхности до j -й дислокации. В соответствии с рис. 1, *c* h_j представимо в виде

$$h_j = \frac{2j-1}{2} L \sin \frac{\alpha}{2}. \quad (5)$$

Компоненты тензора напряжений могут быть разложены на слагаемые, характеризующие отдельно вклад от каждой компоненты вектора Бюргерса дислокации, т.е. $\sigma_{xy}^{(i)} = \sigma_{xy}^{(ix)} + \sigma_{xy}^{(iy)}$ и $\sigma_{yy}^{(i)} = \sigma_{yy}^{(ix)} + \sigma_{yy}^{(iy)}$. При этом интересующие нас компоненты тензора напряжений

i -й дислокации вблизи свободной поверхности имеют следующий вид [23]:

$$\sigma_{xy}^{(ix)}(x, y) = \frac{GB_{ix}}{4\pi(1-\nu)} \left(-2 \frac{x_1}{r_1^2} + 4 \frac{x_1^3}{r_1^4} + 2 \frac{x_2}{r_2^2} - 4 \frac{x_2^3}{r_2^4} - 2h_i \left[\frac{2}{r_2^2} - 16 \frac{x_2^2}{r_2^4} + 16 \frac{x_2^4}{r_2^6} + 2h_i \left(6 \frac{x_2}{r_2^4} - 8 \frac{x_2^3}{r_2^6} \right) \right] \right), \quad (6)$$

$$\sigma_{yy}^{(iy)}(x, y) = \frac{GB_{iy}}{4\pi(1-\nu)} \left(6 \frac{x_1}{r_1^2} - 4 \frac{x_1^3}{r_1^4} - 6 \frac{x_2}{r_2^2} + 4 \frac{x_2^3}{r_2^4} + 2h_i \left[-\frac{2}{r_2^2} + 16 \frac{x_2^2}{r_2^4} - 16 \frac{x_2^4}{r_2^6} - 2h_i \left(6 \frac{x_2}{r_2^4} - 8 \frac{x_2^3}{r_2^6} \right) \right] \right), \quad (7)$$

где $x_1 = x - h_i$, $x_2 = x + h_i$ и $r_n^2 = x_n^2 + y^2$, $n = 1, 2$. Компоненты $\sigma_{xy}^{(iy)}$ и $\sigma_{yy}^{(ix)}$ при $y = 0$ обращаются в нуль и поэтому здесь не приводятся. Подставляя (6) и (7) в формулу (4), получаем энергию парного взаимодействия

$$W_{ij}^{\text{d-d}} = D(B_{ix}B_{jx} + B_{iy}B_{jy}) \times \left(\ln \frac{h_i + h_j}{|h_i - h_j|} - \frac{2h_i h_j}{(h_i + h_j)^2} \right), \quad (8)$$

где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$. В нашей модели (рис. 1, *c*) компоненты B_{iy} одинаковы для всех дислокаций независимо от номера и имеют величину $B_{iy} = B \cos(\alpha/2)$. В то же время компоненты B_{ix} поочередно меняют знак с изменением номера, так что $B_{ix} = (-1)^i B \sin(\alpha/2)$. Таким образом, формулу (8) можно записать в более удобном для дальнейшего анализа виде

$$W_{ij}^{\text{d-d}} = DB^2 \left(\cos^2 \frac{\alpha}{2} + (-1)^{i+j} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right) \times \left(\ln \frac{h_i - h_j}{|h_i - h_j|} - \frac{2h_i h_j}{(h_i + h_j)^2} \right). \quad (9)$$

Используя схему расчетов, аналогичную приведенной выше для $W_{ij}^{\text{d-d}}$, найдем собственную энергию W_i^{d} i -й дислокации на расстоянии h_i от свободной поверхности. Она задается выражением

$$W_i^{\text{d}} = -\frac{1}{2} \int_0^{h_i-r_0} \left(B_{ix} \sigma_{xy}^{(i)}(x, y=0) + B_{iy} \sigma_{yy}^{(i)}(x, y=0) \right) dx = \frac{DB^2}{2} \left(\ln \frac{2h_i - r_0}{r_0} - \frac{2h_i(h_i - r_0)}{(2h_i - r_0)^2} \right), \quad (10)$$

где r_0 — радиус ядра дислокации.

Подставляя (9) и (10) в (3), получаем следующее выражение для упругой энергии W^{el} :

$$W^{el} = \frac{DB^2}{2} \sum_{i=1}^N \left[2 \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^N \left(\cos^2 \frac{\alpha}{2} + (-1)^{i+j} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right) \times \left(\ln \frac{h_i + h_j}{|h_i - h_j|} - \frac{2h_i h_j}{(h_i + h_j)^2} \right) + \left(\ln \frac{2h_i - r_0}{r_0} - \frac{2h_i(h_i - r_0)}{(2h_i - r_0)^2} \right) \right]. \quad (11)$$

Разность поверхностных энергий для фасетированной и симметричной границ равна

$$W^s = N\gamma L - \gamma H = \gamma(NL - H). \quad (12)$$

Здесь N — число фасеток, L — длина фасетки, H — толщина пленки, γ — поверхностная плотность энергии границы зерна.

Энергия взаимодействия i -й дислокации с полем напряжений несоответствия (по аналогии с выражением (4)) в общем виде задается следующей формулой:

$$W_i^f = - \int_0^{h_j} \left(B_{ix} \sigma_{xy}^{(f)}(x, y = 0) + B_{iy} \sigma_{yy}^{(f)}(x, y = 0) \right) dx, \quad (13)$$

где $\sigma_{xy}^{(f)}$ и $\sigma_{yy}^{(f)}$ — компоненты тензора напряжений несоответствия. Поскольку недиагональные компоненты тензора напряжений несоответствия равны нулю, а диагональные имеют вид $\sigma^{(f)} = 4\pi D(1 + \nu)f$ [6], из (13) получаем

$$W_i^f = -B_{iy} \int_0^{h_j} \sigma^{(f)} dx = -4\pi DB \cos \frac{\alpha}{2} (1 + \nu) f h_i. \quad (14)$$

Суммируя по i , из (14) получаем (с учетом (5)) выражение для W^f

$$\begin{aligned} W^f &= \sum_{i=1}^N W_i^f = -4\pi DB \cos \frac{\alpha}{2} (1 + \nu) f \sum_{i=1}^N h_i \\ &= -4\pi DB \cos \frac{\alpha}{2} (1 + \nu) f \sum_{i=1}^N \frac{(2i-1)}{2} L \sin \frac{\alpha}{2} \\ &= -\pi DB (1 + \nu) f L \sin \alpha \sum_{i=1}^N (2i-1) \\ &= -\pi DB (1 + \nu) f L N^2 \sin \alpha. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, мы нашли все составляющие характеристической разности ΔW энергий фасетированной

и симметричной границ. Подставляя (11), (12) и (15) в (2), получаем окончательное выражение

$$\begin{aligned} \Delta W &= \frac{DB^2}{2} \sum_{i=1}^N \left[2 \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^N \left(\cos^2 \frac{\alpha}{2} + (-1)^{i+j} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right) \times \left(\ln \frac{h_i + h_j}{|h_i - h_j|} - \frac{2h_i h_j}{(h_i + h_j)^2} \right) + \left(\ln \frac{2h_i - r_0}{r_0} - \frac{2h_i(h_i - r_0)}{(2h_i - r_0)^2} \right) \right] \\ &+ \gamma(NL - H) - \pi DB(1 + \nu) f L N^2 \sin \alpha. \end{aligned} \quad (16)$$

3. Результаты расчета по модели

Используя полученную формулу (16) для характеристической разности ΔW энергий фасетированной и плоской симметричной границ зерен, найдем зависимости ΔW от параметров системы. Сначала построим зависимость ΔW от параметра несоответствия f при разных значениях вектора Бюргерса супердислокации. При этом используем следующие значения параметров: модуль упругости $G = 100$ ГПа, $\nu = 0.3$, длина фасеток $L = 10$ нм, угол между фасетками $\alpha = 90^\circ$, количество фасеток $N = 100$ (что дает толщину пленки $H = NL \sin \frac{\alpha}{2} \approx 700$ нм), характеристическое значение поверхностной плотности энергии для алюминия $\gamma = 0.6$ Дж/м² [24]. Величина вектора Бюргерса супердислокаций есть $B = nb$, где b — вектор Бюргерса решеточной дислокации. Радиус ядра супердислокации положим $r_0 = B$.

Результаты расчета зависимости $\Delta W(f)$ по формуле (16) приведены на рис. 2 для $b = 0.4$ нм и $H = 700$ нм. Видно, что с ростом параметра несоответствия f разность энергий ΔW линейно уменьшается, становясь в конце концов отрицательной, т.е. вклад релаксационного члена преобладает, что определяет энергетическую выгодность образования фасетированной границы по сравнению с симметричной границей

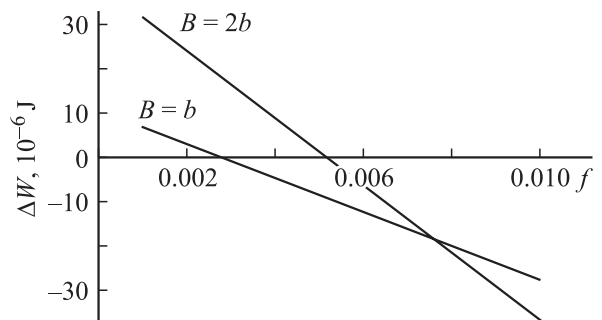


Рис. 2. Зависимость характеристической разности ΔW энергий фасетированной и плоской границ зерен от параметра несоответствия f в пленке толщиной $H = 700$ нм при разных величинах вектора Бюргерса супердислокаций.

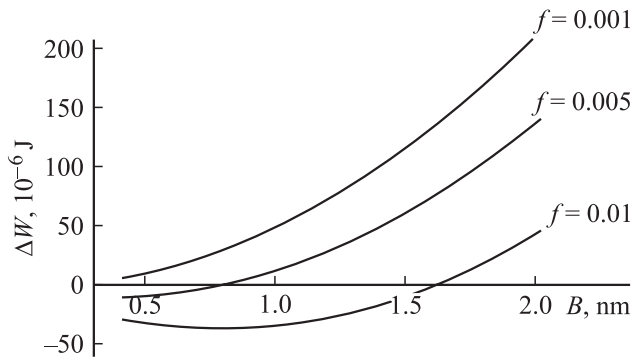


Рис. 3. Зависимость характеристической разности ΔW энергии фасетированной и плоской границ зерен от величины вектора Бюргера супердислокации для пленки толщиной $H = 700$ nm при разных значениях параметра несоответствия f .

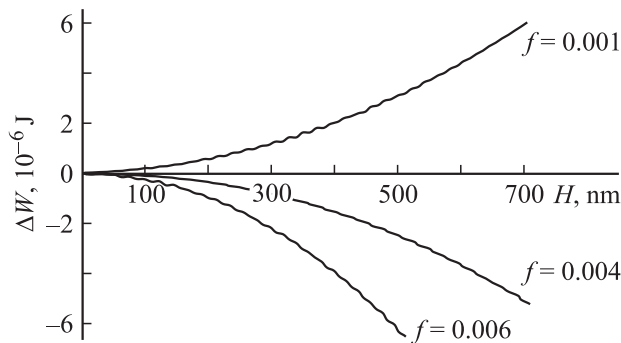


Рис. 4. Зависимость ΔW от толщины пленки при разных значениях параметра несоответствия.

наклона. Данные рис. 2 позволяют сделать следующий вывод о влиянии векторов Бюргера супердислокаций на ΔW : в области малых несоответствий увеличение вектора Бюргера приводит к увеличению ΔW , поскольку упругая энергия супердислокаций растет пропорционально B^2 , а энергия взаимодействия супердислокаций с полем напряжений несоответствия линейно зависит от B . В области же больших несоответствий, когда релаксация напряжений несоответствия играет определяющую роль, увеличение вектора Бюргера супердислокаций, напротив, понижает ΔW .

Зависимости $\Delta W(B)$ при разных значениях f , рассчитанные по формуле (16), представлены на рис. 3 для значений параметров системы, указанных выше. Значение B варьировалось в диапазоне от b до $5b$. Графики на рис. 3 обнаруживают очень сильную зависимость ΔW от величины вектора Бюргера супердислокаций: при реалистичных значениях параметра несоответствия максимальное значение B , при котором еще выгодно образование фасетированной границы по сравнению с симметричной границей наклона, равно $3b$. На рис. 4 приведены зависимости ΔW от толщины пленки для разных значений параметра несоответствия при $B = b$.

Эти зависимости указывают на три возможных типа поведения: 1) образование фасетированной границы (рис. 1, *b*) является энергетически невыгодным во всем диапазоне толщин; 2) образование фасетированной границы является энергетически выгодным во всем диапазоне толщин; 3) образование фасетированной границы энергетически невыгодно в тонкой пленке и становится выгодным при превышении некоторой критической толщины. Кривая для $f = 0.004$ на рис. 4 иллюстрирует третий тип поведения. Эта же кривая показана в более крупном масштабе на рис. 5.

График на рис. 6 показывает зависимость ΔW от угла α между фасетками (при $f = 0.003$, $B = b$, $H \cong 700$ nm). Поскольку и упругий, и релаксационный члены в ΔW зависят от угла между фасетками (причем вклад последнего падает до нуля при $\alpha = 180^\circ$), на зависимости $\Delta W(\alpha)$ обнаруживается минимум, соответствующий наиболее выгодному углу между фасетками.

Итак, в настоящей работе проведено теоретическое исследование нового механизма релаксации напряжений несоответствия в поликристаллических пленках, а именно формирования фасетированных границ зерен, фасетки которых являются асимметричными границами наклона. Построена модель, описывающая фасетированную границу зерна в пленке на полубесконечной подложке при наличии напряжений несоответствия. В рамках модели проведен расчет разности энергий,

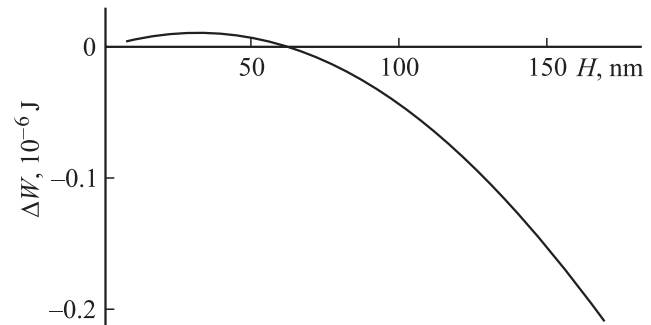


Рис. 5. Зависимость ΔW от толщины пленки H при $f = 0.004$, $B = b$.

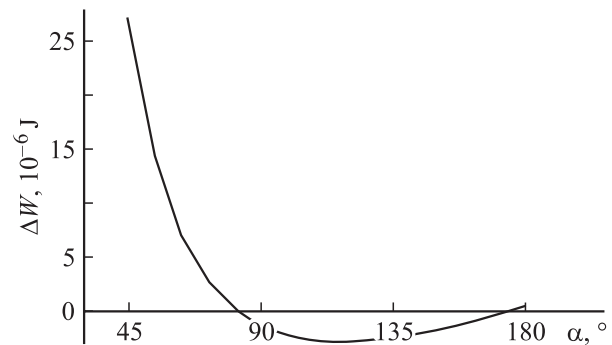


Рис. 6. Зависимость ΔW от угла α между фасетками при $f = 0.003$, $B = b$.

характеризующих состояния пленки с фасетированной границей (рис. 1, *b*) и симметричной границей наклона (рис. 1, *a*). К параметрам системы, существенно влияющим на формирование фасетированных границ зерен в пленках, относятся параметр несоответствия, степень асимметрии фасеток (характеризуемая вектором Бюргерса **V** супердислокаций), толщина пленки, угол между фасетками. В рамках предложенной модели выявлены области значений параметров системы, в которых фасетирование границ зерен является энергетически выгодным. Модель согласуется с экспериментальными данными (см. обзор [21] и ссылки в нем) о наблюдении фасетированных границ зерен в сверхпроводящих пленках. Результаты, полученные в рамках предложенной модели, могут быть эффективно использованы для получения поликристаллических пленок с заданной (фасетированной/нефасетированной) структурой границ зерен, которая существенно влияет на физические (в частности, сверхпроводящие [25,26]) свойства пленок.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность А.Г. Шейнерману за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] E.A. Fitzgerald Mater. Sci. Rep. **7**, 1, 87 (1991).
- [2] J.H. van der Merve. Crit. Rev. Sol. State Mater. Sci. **17**, 3, 187 (1991).
- [3] S.C. Jain, A.H. Harker, R.A. Cowley. Phil. Mag. A **75**, 6, 1461 (1997).
- [4] I.A. Ovid'ko. Nanostructured Films and Coatings /Ed. G.M. Chow, I.A. Ovid'ko, T. Tsakalakos. Kluwer, Dordrecht, (2000). P. 231.
- [5] I.A. Ovid'ko. Rev. Adv. Mater. Sci. **1**, 2, 61 (2000).
- [6] Ю.А. Тхорик, Л.С. Хазан. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетероэпитаксиальных системах. Наук. Думка, Киев, (1983). 304 с.
- [7] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. Дефекты и механизмы пластичности в наноструктурных и некристаллических материалах. СПб, Янус (2001). 180 с.
- [8] S.C. Jain, T.J. Gosling, J.R. Willis, D.H.J. Totterdell, R. Bullough. Phil Mag. A **65**, 5, 1151 (1992).
- [9] T.J. Gosling, R. Bullough, S.C. Jain, J.R. Willis. J. Appl. Phys. **73**, 12, 8267 (1993).
- [10] U. Jain, S.C. Jain, S. Nijs, J.R. Willis, R. Bullough, R.P. Mertens, R. van Overstraeten. Solid State Electron. **36**, 3, 331 (1993).
- [11] T.J. Gosling, J.R. Willis. Phil. Mag. A **69**, 1, 65 (1994).
- [12] F. Bailly, M. Barbé, G. Cohen-Solal. J. Cryst. Growth **153**, 115 (1995).
- [13] M.Yu. Gutkin, A.E. Romanov, E.C. Aifantis. Phys. Stat. Sol. (a) **151**, 2, 281 (1995).
- [14] М.Ю. Гуткин, К.Н. Микаелян, И.А. Овидько. ФТТ **40**, 11, 2059 (1998); **43**, 1, 42 (2001).
- [15] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, J. Phys.: Cond. Matter **12**, 25, 5391 (2000).
- [16] I.A. Ovid'ko, J. Phys.: Cond. Mater **11**, 34, 6521 (1999); **13**, 4, L97 (2001).
- [17] И.А. Овидько. ФТТ **41**, 9, 1637 (1999).
- [18] S.V. Bobylev, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. Phys. Rev. B **64**, 224 507 (2001).
- [19] A.L. Kolesnikova, I.A. Ovid'ko, A.E. Romanov. Solid State Phenom. **87**, 265 (2002).
- [20] A.P. Sutton, R.W. Balluffi. Interfaces in Crystalline Materials. Clarendon Press, Oxford (1995).
- [21] S.E. Babcock, J.L. Vargas. Ann. Rev. Mater. Sci. **25**, 1, 193 (1995).
- [22] А.Ф. Андреев, Ю.А. Косевич. ЖЭТФ **81**, 1435 (1981).
- [23] T. Mura. Micromechanics of Defects in Solids. Martinus Nijhoff Publishers. Dordrecht–Boston–Lancaster (1987). P. 1.
- [24] G.C. Hasson, C. Goux. Scr. Met. **5**, 11, 889 (1971).
- [25] H. Hilgenkamp, J. Mannhart, B. Mayer. Phys. Rev. B **53**, 14 586 (1996).
- [26] I.A. Ovid'ko. Mater. Sci. Eng. A **313**, 1/2, 207 (2001).