Дислокации несоответствия в тонких пленках на пластически деформированных подложках

© И.А. Овидько, А.Г. Шейнерман

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

E-mail: ovidko@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 8 октября 2001 г.
В окончательной редакции 8 ноября 2001 г.)

Предложена теоретическая модель, описывающая зарождение дислокаций несоответствия (ДН) на межфазных границах между пленками и пластически деформированными подложками с дисклинациями. Рассчитана область параметров (мощности дисклинаций, плотности дисклинационного ансамбля, толщины пленки и несоответствия), в которой зарождение ДН является энергетически выгодным. Показано, что при определенных значениях мощности дисклинаций в подложке и плотности их ансамбля критическая толщина пленки на пластически деформированной подложке с дисклинациями может в несколько раз превышать критическую толщину пленки на недеформированной бездефектной подложке.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-16853), INTAS (проект № 99-0216), Офиса морских исследовний США (the Office of US Naval Research) (проект N 00014-01-1-1020) и фонда Фольксвагена (Volkswagen Foundation) (исследовательский проект N 05019225).

Тонкопленочные гетероструктуры находят широкое применение в современной микро- и наноэлектронике. Стабильность свойств гетероструктур, имеющая первостепенную важность для их технологического использования, существенно зависит от присутствия дефектов и полей напряжений в пленках, см., например, обзоры [1–5] и книги [6,7]. Так, различие между параметрами кристаллических решеток в кристаллической структуре материалов подложек и пленок обусловливает возникновение в пленках внутренних напряжений — напряжений несоответствия, которые существенно влияют на эволюцию структуры и функциональных свойств пленок. В частности, при превышении толщиной пленки некоторой критической толщины напряжения несоответствия частично аккомодируются за счет образования дислокаций несоответствия (ДН) на межфазной границе, разделяющей подложку и пленку [1–16]. Такие ДН нарушают когерентность межфазной границы, что нередко приводит к деградации функциональных свойств гетероструктур. В последние годы были предложены методы увеличения критической толщины пленок на подложках, которые основаны на идее о формировании между пленками и подложками тонких буферных слоев с заданной структурой (например, [17–20]). В настоящей работе предлагается и теоретически исследуется альтернативный метод увеличения критической толщины пленок на подложках. Предлагаемый метод представляет собой предварительную пластическую деформацию подложек, приводящую к образованию в них стенок краевых дислокаций с полями напряжений, которые препятствуют зарождению ДН и соответственно увеличивают критическую толщину пленок.

1. Дисклинации в пластически деформированных подложках

Пластическая деформация кристаллов часто сопровождается образованием в них стенок краевых дислокаций (малоугловых границ зерен) [21,22]. Так, дислокационные стенки одного типа формируются, например, при изгибе подложки. Такие стенки представляют собой малоугловые границы зерен, каждая из которых проходит через всю подложку и оканчивается на противоположных свободных поверхностях подложки. Дислокационные стенки (малоугловые границы) в подложках могут существенным образом влиять на процессы релаксации напряжений несоответствия в нанесенных на них эпитаксиальных слоях. В частности, образование в пластически деформированной подложке дислокационных стенок одного типа способно сузить область параметров (толщины пленки и несоответствия), в которой образование ДН на границе пленки и подложки энергетически выгодно. Для расчета критических параметров образования ДН на границе пластически деформированной подложки (содержащей дислокационные стенки) и пленки необходимо определить поля напряжений, создаваемые в пленке дислокационными стенками. На расстояниях, превышающих расстояние между соседними дислокациями в дислокационных стенках, дисклинационная составляющая вносит определяющий вклад в поля напряжений таких дислокационных стенок. Поэтому в дальнейшем для удобства расчета полей напряжений, создаваемых в пленке стенками краевых дислокаций, будем моделировать каждую такую стенку как клиновую дисклинацию (ограничивающую стенку) вблизи границы пленка–подложка (рис. 1). (Вообще говоря, каждая конечная дислокационная стенка ограничена двумя дисклинациями. Вторая дисклинация ограничивает дислокационную стенку вблизи свободной поверхности подложки, противоположной той, на которую наносится пленка. Поля напряжений второй дисклинации эффективно экранируются (ближайшей) свободной поверхностью и поэтому не оказывают никакого влияния на зарождение дислокаций в пленке).

2. Пленка на подложке с дисклинациями. Модель

Рассмотрим систему, состоящую из полубесконечной подложки с дисклинациями и пленки толщиной h (рис. 1). Пленка и подложка предполагаются упругоизотропными твердыми телами с одинаковыми модулями сдвига G и одинаковыми коэффициентами Пуассона ν. Мы предполагаем, что дисклинации в подложке являются клиновыми, имеют одинаковую мощность ω, находятся на равном расстоянии p друг от друга и образуют два бесконечных ортогональных ряда, расположенных на расстоянии d от поверхности подложки (рис. 1). Будем также предполагать, что подложка и пленка имеют одинаковые типы кристаллической решетки, два базисных вектора каждой из кристаллических решеток лежат в плоскости границы и попарно параллельны, а параметры каждой из кристаллической решеток, соответствующие этим базисным векторам, равны между собой. (Например, для системы $\mathrm{Ge}_x\mathrm{Si}_{1-x}/\mathrm{Si}$ кристаллические решетки имеют взаимную ориентацию $(001)[110] \parallel (001)[110]$). В этом случае граница между кристаллическими решетками подложки и пленки характеризуется двумерным дилатационным несоответствием f, определяемым по формуле $f = 2(a_1 - a_2)/(a_1 + a_2)$, где a_1 и a_2 — параметры кристаллических решеток подложки и пленки соответственно.

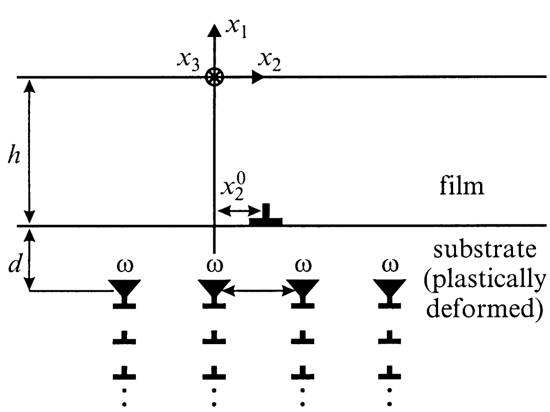

Рис. 1. Дислокация несоответствия на межфазной границе пленки и пластически деформированной подложки. Клиновые дисклинации (треугольники) ограничивают дислокационные стенки деформационного происхождения. Ряд дисклинаций вдоль оси x_3 не показан.

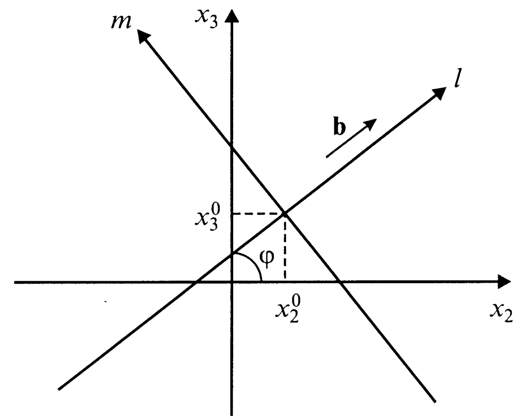

Рис. 2. Две системы координат на плоскости. Вектор Бюргерса дислокации направлен вдоль оси l, а ее линия совпадает с осью m.

При когерентном росте пленки на подложке несоответствие параметров кристаллических решеток различных фаз и дисклинации в подложке приводят к упругой деформации пленки. При определенных значениях параметров системы (несоответствия f, толщины h пленки, расстояния d от дисклинаций до границы пленка–подложка, расстояния p между дисклинациями и мощности ω дисклинаций) межфазная граница может трансформироваться в полукогерентное состояние, характеризуемое образованием ДН на этой границе (рис. 2). Для определения условий зарождения ДН будем сравнивать энергию системы в когерентном состоянии (без ДН) с энергией системы после зарождения в ней первой одиночной ДН. При этом будем предполагать, что положения дисклинаций в подложке фиксированы и не изменяются при зарождении ДН. В рамках предлагаемой модели ДН является краевой, с вектором Бюргерса $\mathbf{b} = (b_l\mathbf{e}_l)$, где $\mathbf{e}_l$ — единичный вектор, параллельный плоскости $0x_2x_3$ и образующий угол φ с осью x_2. Линия этой ДН расположена на оси m, связанной с координатами x_2 и x_3 соотношениями $x_2 = x_2^0 - m\sin\varphi$, $x_3 = x_3^0 + m\cos\varphi$, где x_2^0 и x_3^0 — некоторые постоянные (рис. 2).

В случае когерентного роста пленки на подложке энергия W_0 системы складывается из энергии W^f собственных деформаций пленки, связанных с наличием несоответствия, собственной энергии W^{ar} двух ортогональных рядов дисклинаций и энергии W^{ar-f} взаимодействия рядов дисклинаций с напряжениями несоответствия

$$W_0 = W^f + W^{af} + W^{ar-f}. \tag{1}$$

Выражение для энергии W системы с одиночной ДН можно представить в виде

$$W = W^f + W^{ar} + W^{ar-f} + W^d + W^{f-d} + W^{ar-d} + W^c, \tag{2}$$

где W^d — собственная упругая энергия ДН, W^{f-d} — энергия взаимодействия ДН с напряжениями несоответствия, W^{ar-d} — энергия взаимодействия ДН с рядами дисклинаций, а W^c — энергия ядра ДН. (Все энергии относятся к единице длины ДН). Для зарождения ДН на границе пленки и подложки необходимо, чтобы энергия W системы с ДН была меньше энергии W_0 системы без ДН,

$$W - W_0 = W^d + W^{f-d} + W^{ar-d} + W^c < 0. \quad (3)$$

Для определения области параметров, в которой возможно зарождение ДН, в следующем разделе вычислим величины W^d, W^{f-d}, W^{ar-d} и W^c, входящие в формулу (3). Как указано выше, величины W^d, W^{f-d}, W^{ar-d} и W^c представляют собой средние линейные плотности соответствующих энергий на единицу длины ДН. Необходимо отметить, что линейные плотности собственной энергии ДН, энергии ее взаимодействия с полем упругих напряжений несоответствия, а также энергии ядра ДН одинаковы в любой точке линии ДН. Между тем, линейная плотность энергии взаимодействия ДН с рядом дисклинаций различна в разных точках линии ДН. Поэтому в дальнейшем при расчете W^{ar-d} усредним эту плотность энергии по линии ДН.

3. Энергия дислокации в тонкопленочной системе с дисклинациями

Найдем сначала собственную энергию W^d ДН, расположенной на границе пленки и подложки (на единицу длины этой ДН). Выражение для W^d имеет вид [23]

$$W^d = \frac{Db^2}{2}\left(\ln\frac{2h-b}{b} - \frac{1}{2}\right), \quad (4)$$

где b — величина вектора Бюргерса $\mathbf{b}$ ДН, а $D = G/[2\pi(1-\nu)]$.

Энергия W^{f-d} (на единицу длины ДН) упругого взаимодействия ДН с полями напряжений несоответствия рассчитывается по формуле [23]

$$W^{f-d} = -4\pi(1+\nu)db_l hf. \quad (5)$$

Средняя энергия W^{ar-d} (на единицу длины ДН) взаимодействия ДН с двумя рядами дисклинаций определяется выражением [24]

$$W^{ar-d} = -b_l\left\langle\int_{-h}^{0}\sigma_{ll}^{ar}\left(x_1, x_2 = x_2^0 - m\sin\varphi,\; x_3 = x_3^0 + m\cos\varphi\right)dx_1\right\rangle_m, \quad (6)$$

где

$$\sigma_{ll}^{ar}(x_1,x_2,x_3) = \sigma_{22}^{ar}(x_1,x_2)\cos^2\varphi + \sigma_{33}^{ar}(x_1,x_3)\sin^2\varphi$$

— компонента тензора напряжений, создаваемых двумя рядами дисклинаций, $\sigma_{22}^{ar}(x_1,x_2)$ и $\sigma_{33}^{ar}(x_1,x_3)$ — напряжения, создаваемые рядами дисклинаций, параллельными соответственно осям x_2 и x_3, а $\langle\ldots\rangle_m$ обозначает усреднение по координате m, изменяющейся вдоль линии ДН. Для расчета энергии W^{ar-d} представим напряжения $\sigma_{22}^{ar}(x_1,x_2)$ и $\sigma_{33}^{ar}(x_1,x_3)$ в виде

$$\sigma_{kk}^{ar}(x_1,x_k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\sigma_{kk}^{\Delta}(x_1, x_k - np), \quad k = 2,3, \quad (7)$$

где $\sigma_{kk}(x_1,x_k)$ — компонента тензора напряжений, создаваемых дисклинацией мощностью ω с линией $(x_1 = -h-d,\ x_k = 0)$. Напряжение $\sigma_{kk}^{\Delta}(x_1,x_k)$ выражается через функцию напряжений $\chi(x_1,x_k)$ этой дисклинации по формуле [25]

$$\sigma_{kk}^{\Delta}(x_1,x_k) = \frac{\partial^2\chi(x_1,x_k)}{\partial x_1^2}, \qquad k = 2,3. \quad (8)$$

Из (6)–(8) и выражения [22]

$$\chi(x_1,x_k) = \frac{D\omega}{4}\left[(x_1+h+d)^2 + x_k^2\right] \times \ln\frac{(x_1+h+d)^2 + x_k^2}{(x_1-h-d)^2 + x_k^2} \quad (k = 2,3) \quad (9)$$

для двух функций напряжений $\chi(x_1,x_2)$ и $\chi(x_1,x_3)$ получаем

$$W^{ar-d} = -\frac{D\omega b_l d}{2}\Big[\big\langle g\big((x_2^0 - m\sin\varphi)/p\big)\big\rangle_m\cos^2\varphi + \big\langle g\big((x_3^0 + m\cos\varphi)/p\big)\big\rangle_m\sin^2\varphi\Big], \quad (10)$$

где

$$g(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\left[\ln\frac{d^2 + p^2(t-n)^2}{(2h+d)^2 + p^2(t-n)^2} - \frac{4h(h+d)(2h+d)/d}{(2h+d)^2 + p^2(t-n)^2}\right]. \quad (11)$$

Суммирование ряда в формуле (11) дает

$$g(t) = \ln\frac{\mathrm{ch}(2\pi d/p) - \cos(2\pi t)}{\mathrm{ch}(2\pi(2h+d)/p) - \cos(2\pi t)} - \frac{4\pi h(h+d)}{pd}\,\frac{\mathrm{sh}(2\pi(2h+d)/p)}{\mathrm{ch}(2\pi(2h+d)/p) - \cos(2\pi t)}. \quad (12)$$

Энергия W^c ядра дислокации приблизительно равна $Db^2/2$ [21].

Из (3)–(5) и (10) получаем следующее необходимое условие зарождения ДН:

$$\frac{b}{h}\Big\{\ln\frac{2h-b}{b} + \frac{1}{2} - \frac{\omega d}{b}\,\mathrm{sgn}(b_l) \times \Big[\big\langle g\big((x_2^0 - m\sin\varphi)/p\big)\big\rangle_m\cos^2\varphi + \big\langle g\big((x_3^0 + m\cos\varphi)/p\big)\big\rangle_m \times \sin^2\varphi\Big]\Big\} < 8\pi(1+\nu)\,\mathrm{sgn}(b_1)f. \quad (13)$$

4. Критические параметры пленок на подложках с дисклинациями

Для определения областей параметров, в которых зарождение ДН на границе пленки и подложки энергетически выгодно, рассмотрим сначала ситуацию, в которой проекция линии ДН на плоскость, включающую сетку дисклинаций, параллельна одному из дисклинационных рядов, т.е. $\varphi = s\pi/2$, $s = -1, 0, 1, 2$. В этом случае

$$\langle g((x_2^0 - m\sin\varphi)/p)\rangle_m \cos^2\varphi = 0,$$

$$\langle g((x_3^0 + m\cos\varphi)/p)\rangle_m \sin^2\varphi = g(x_3^0/p)$$

при $\varphi = \pm\pi/2$; и

$$\langle g((x_2^0 - m\sin\varphi)/p)\rangle_m \cos^2\varphi = g(x_2^0/p),$$

$$\langle g((x_3^0 + m\cos\varphi)/p)\rangle_m \sin^2\varphi = 0$$

при $\varphi = 0$ или π. Следовательно, в рассматриваемом случае область параметров f и h, в которой на границе пленка/подложка может зародиться ДН, зависит от координаты x_2^0 (или x_3^0) линии ДН относительно сетки дисклинаций. Величины x_2^0 и x_3^0 будут вычислены далее из условия минимума энергии W^{ar-d}.

Зависимости $g(x_k^0/p)$ $(k = 2$ или $3)$ представлены для различных значений d/p и h/p на рис. 3. Как можно видеть из рис. 3, при любых значениях d/p и h/p максимумы функций $g(x_k^0/p)$ находятся в точках $x_k^0 = (j + 1/2)p$, а минимумы — в точках $x_k^0 = \tilde{j}p$, где j и $\tilde{j}$ — целые числа, $k = 2$, если $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi$ и $k = 3$, если $\varphi = \pm\pi/2$.[1] Следовательно, энергия W^{ar-d} имеет минимум при $x_k^0 = (j + 1/2)p$ для случая $b_l = +b$ и при $x_k^0 = \tilde{j}p$ для случая $b_l = -b$. Подставляя в (13) две различные пары равенств ($x_k^0 = p/2$, $b_l = +b$) и ($x_i^0 = 0$, $b_l = -b$) ($k = 2$, если $\varphi = 0$, $\varphi = \pi$ и $k = 3$, если $\varphi = \pm\pi/2$), получаем следующие выражения для критических значений несоответствия:

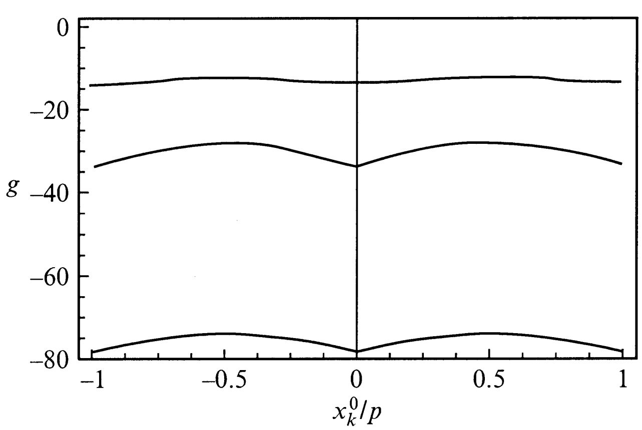

Рис. 3. Графики кривых $g(x_k^0/p)$ для случаев $d/p = 0.2$, $h/p = 0.3$; $d/p = 0.05$, $h/p = 0.3$; $d/p = 0.05$, $h/p = 0.5$ (сверху вниз).

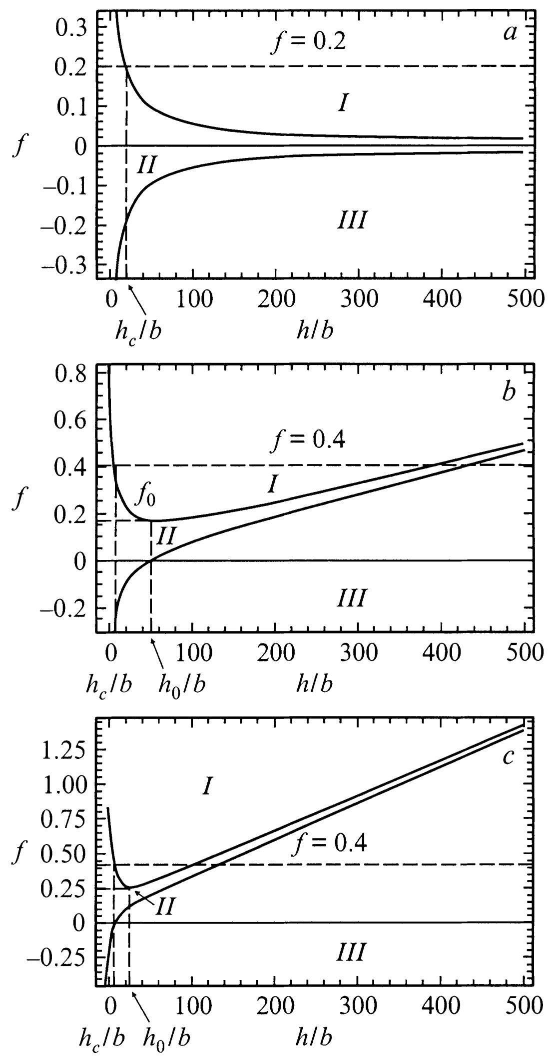

Рис. 4. Диаграмма состояния системы в координатах $(h/b,\ f)$ для случая вектора Бюргерса ДН, параллельного линиям дисклинационной сетки, при значениях параметров $d = 20b$, $p = 250b$; $\omega = 0$ (a), $\omega = 1°$ (b), $\omega = 3°$ (c). Кривые f^- и f^+ (снизу вверх) разделяют область (I), где могут зарождаться ДН с $b_l = +b$, область (II), в которой ДН не зарождаются, и область (III) возможного зарождения ДН с $b_l = -b$. Величины f^+ и f^- нормированы на $1/[8\pi(1+\nu)]$.

$$8\pi(1+\nu)f^+ = \frac{b}{h}\left\{\ln\frac{2h-b}{b} + \frac{1}{2} + \frac{2\omega d}{b}\right.$$
$$\left.\times\left[\ln\frac{\operatorname{ch}\pi(2h+d)/p}{\operatorname{ch}\pi d/p} + \frac{2\pi h(h+d)}{pd}\operatorname{th}\pi(2h+d)/p\right]\right\}, \quad (14)$$

$$8\pi(1+\nu)f^- = \frac{b}{h}\left\{-\ln\frac{2h-b}{b} - \frac{1}{2} + \frac{2\omega d}{b}\right.$$
$$\left.\times\left[\ln\frac{\operatorname{sh}\pi(2h+d)/p}{\operatorname{sh}\pi d/p} + \frac{2\pi h(h+d)}{pd}\operatorname{ch}\pi(2h+d)/p\right]\right\}. \quad (15)$$

[1] К такому же результату приводит дифференцирование формулы (12).

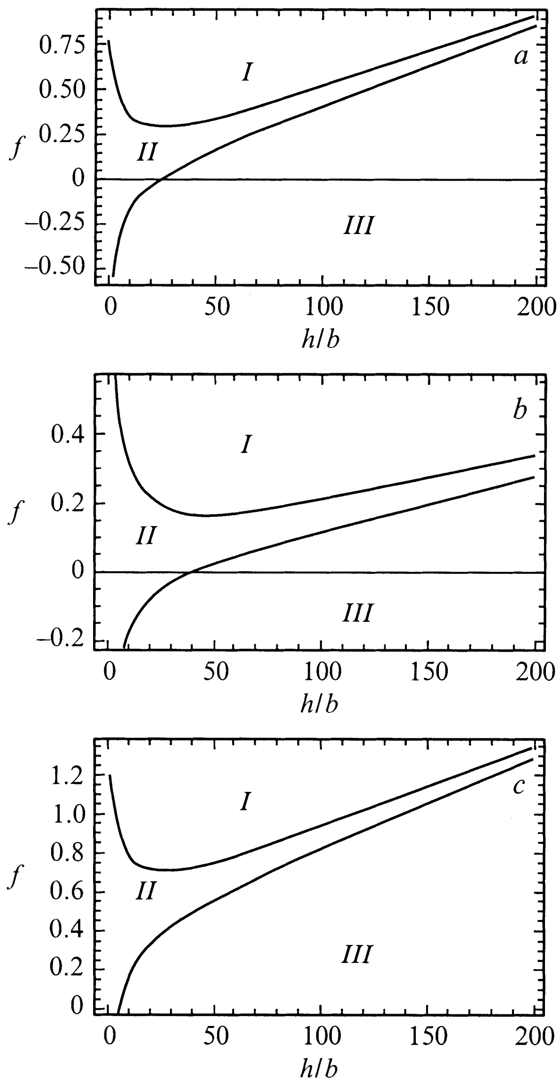

Рис. 5. Диаграмма состояния системы в координатах $(h/b,\ f)$ для случая вектора Бюргерса ДН, параллельного линиям дисклинационной сетки, при значениях параметров $\omega = 2°$; $d = 5b$, $p = 100b$ (a); $d = 5b$, $p = 300b$ (b); $d = 50b$, $p = 100b$ (c). Обозначения те же, что на рис. 4.

В формулах (14) и (15) f^+ и f^- — минимальное и максимальное значения несоответствия f, при которых на границе пленки и подложки возможно зарождение ДН с φ, кратными $\pi/2$, и b_l, равным $+b$ и $-b$ соответственно.

Кривые $f^+(h/b)$ и $f^-(h/b)$ приведены на диаграмме $(h/b, f)$ на рис. 4 для различных значений ω. Зарождение ДН с $b_l = b$ энергетически выгодно при $f > f^+(h/b)$ (область (I) на рис. 4). ДН с $b_l = -b$ могут зарождаться в области $f < f^-(h/b)$ (область (III)). Зарождение ДН обоих знаков энергетически невыгодно при $f^-(h/b) < f < f^+(h/b)$ (область (II)). При отсутствии дисклинаций в подложке ($\omega = 0$) (рис. 4, a) ДН могут зарождаться при превышении толщиной пленки h некоторого критического значения h_c, определяемого точкой пересечения кривой $f^+(h/b)$ (если $f > 0$) или $f^-(h/b)$ (если $f < 0$) с горизонтальной линией $f = \text{const}$. При $\omega > 0$ кривая $f^+(h/b)$ имеет минимум f_0, и в случае $f < f_0$ критическая толщина пленки определяется пересечением горизонтальной линии $f = \text{const}$ с кривой $f^-(h/b)$. В результате при $f < f_0$, $f \approx f_0$ наличие в подложке дисклинаций приводит к значительному (в несколько раз) увеличению критической толщины h_c по сравнению с критической толщиной пленки на бездефектной недеформированной подложке. Максимальное значение h_0 критической толщины пленки достигается в случае $f \to f_0$, $f < f_0$. Сравнение рис. 4, b и c свидетельствует о том, что значение h_0 для $\omega = 1°$ больше, чем для $\omega = 3°$.

На рис. 5 диаграмма состояния системы в координатах $(h/b,\ 8\pi(1+\nu)f)$ приведена для различных значений расстояния d от дисклинаций до межфазной границы и расстояния p между дисклинациями. Как следует из рис. 5, увеличение d или уменьшение p сдвигает область (II), в которой ДН не зарождаются, в сторону бо́льших несоответствий, однако приводит к уменьшению h_0.

Рассмотрим случай, когда проекция линии ДН на плоскость, включающую сетку дисклинаций, не параллельна ни одному из дисклинационных рядов ($\varphi \neq n\pi/2$, где n — целое число). Для анализа этого случая необходимо вычислить величины $\langle g(x_2^0 - m\sin\varphi)\rangle_m$ и $\langle g(x_3^0 + m\cos\varphi)\rangle_m$, входящие в формулу (14). Учитывая периодичность функции $g(t)$, а также условия $\sin\varphi \neq 0$ и $\cos\varphi \neq 0$, получаем

$$\big\langle g(x_2^0 - m\sin\varphi)\big\rangle_m = \big\langle g(x_3^0 + m\cos\varphi)\big\rangle_m = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} g(t)dt$$

$$= -\frac{4\pi h(h+2d)}{pd}. \tag{16}$$

Подставляя (16) в (13), получаем два уравнения для минимального и максимального значений f'^+ и f'^- несоответствия f, при которых на границе пленки и подложки возможно зарождение ДН с $\varphi \neq n\pi/2$ и b_l, равным $= +b$ и $-b$ соответственно

$$8\pi(1+\nu)f'^+ = \frac{b}{h}\left(\ln\frac{2h-b}{b} + \frac{1}{2} + \frac{4\pi\omega h(h+2d)}{bp}\right), \tag{17}$$

$$8\pi(1+\nu)f'^- = \frac{b}{h}\left(-\ln\frac{2h-b}{b} - \frac{1}{2} + \frac{4\pi\omega h(h+2d)}{bp}\right). \tag{18}$$

Из формул (17) и (18) следует, что при увеличении ω или d или при уменьшении p кривые $f'^+(h/b)$ и $f'^-(h/b)$ смещаются в сторону бо́льших f.

Для определения области параметров, в которой не происходит зарождения ДН с любыми векторами Бюргерса (как параллельными, так и непараллельными линиям дисклинационной сетки), зависимости f^-, f^+, f'^- и f'^+ от h/b были построены на одной диаграмме (не показанной в данной работе). Оказалось, что область параметров, в которой не зарождаются ДН с вектором Бюргерса, произвольно ориентированным в плоскости межфазной границы, совпадает с областью, где не зарождаются ДН с векторами Бюргерса, параллельными одному из дисклинационных рядов (область (II) на рис. 4, b).

Таким образом, в настоящей работе проведено теоретическое исследование условий зарождения дислокаций несоответствия в тонких пленках на пластически деформированных подложках, содержащих ансамбли дисклинаций. Показано, что дисклинации в подложке вызывают изменение области параметров (толщины пленки h и несоответствия f), в которой энергетически выгоден рост пленки без образования ДН. При определенных значениях f (зависящих от мощности ω дисклинаций, расстояния p между дисклинациями и расстояния d от дисклинаций до межфазной границы) критическая толщина пленки на подложке с дисклинациями значительно превышает критическую толщину пленки на недеформированной бездефектной подложке. Увеличение параметров d или ω или уменьшение параметра p сдвигает область (h, f), в которой ДН не зарождаются, в сторону бóльших значений f. Полученные результаты свидетельствуют о возможности эффективного увеличения критической толщины монокристаллических пленок посредством предварительной пластической деформации их подложек.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.Л. Колесниковой 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. **A75**, *6*, 1461 (1997).
[4] I.A. Ovid'ko. Nanostructered Films and Coatings / Ed. by G.M. Chow, I.A. Ovid'ko, T. Tsakalakos. Dordrecht, Kluwer (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. Янус, СПб (2001). 180 с.
[8] S.C. Jain, T.J. Gosling, J.R. Willis, D.H.J. Totterdell, R. Bullough. Phil. Mag. **A65**, *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. **A69**, *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] I.A. Ovid'ko. J. Phys.: Condens. Matter **11**, *34*, 6521 (1999); **13**, *4*, L97 (2001).
[16] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. J. Phys.: Condens. Matter **12**, *25*, 5391 (2000).
[17] D. Maroudas, L. Zepeda-Riiz, W.H. Weinberg. Appl. Phys. Lett. **73**, *6*, 753 (1998).
[18] G. Kästner, U. Gösele, T.Y. Tan. Appl. Phys. **A66**, *1*, 13 (1998).
[19] L. Zepeda-Ruiz, W.H. Weinberg, D. Maroudas. J. Appl. Phys. **85**, *7*, 3677 (1999).
[20] Y. Obayshi, K. Shintani. J. Appl. Phys. **88**, *10*, 105 (2000).
[21] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
[22] В.И. Владимиров, А.Е. Романов. Дисклинации в кристаллах. Наука, Л. (1986). 224 с.
[23] В.И. Владимиров, М.Ю. Гуткин, А.Е. Романов. Поверхность *6*, 46 (1988).
[24] T. Mura. Micromechanics of Defects in Solids. Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht–Boston–Lancaster (1987). P. 1.
[25] В.В. Новожилов. Теория упругости. Судпромгиз, Л. (1958). 366 с.