

МЕХАНИКА МАТЕРИАЛОВ И КОНСТРУКЦИЙ

УДК 621.923

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОЙ МЕЗОСКОПИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ, ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ОБЪЕМНОЙ ДИЛАТАЦИИ И СИЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ «КЛИНОВИДНЫЙ НАНОДВОЙНИК – ПОЛНАЯ ДИСЛОКАЦИЯ»

О. М. ОСТРИКОВ

УО «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», пр. Октября, 48, 246746 г. Гомель, Беларусь.

На основании дислокационной мезоскопической модели показана методика расчета полей напряжений, относительной объемной дилатации и силы взаимодействия в системе «клиновидный нанодвойник – полная дислокация».

Введение

Двойникование кристаллов редко происходит в чистом виде [1–3]. Как правило, двойникование сопровождается скольжением [4–6]. С другой стороны, трудно получить кристаллы с отсутствием дефектов. Наиболее распространенными дефектами при этом являются дислокации [7]. Поэтому в деформируемых твердых телах двойникование неизбежно осуществляется в условиях активного взаимодействия со скольжением [8–10]. Изучению закономерностей взаимодействия двойников и дислокаций посвящено много экспериментальных работ [11–17]. Это указывает на большую важность данной проблематики. Несмотря на наличие работ [18–21], посвященных разработке дислокационных моделей некогерентных двойников, моделирование процессов двойникования, протекающих в кристаллах с дефектной структурой не проводилось. Особый интерес представляет система «клиновидный нанодвойник – полная дислокация», так как дислокационные процессы сопровождают двойникование, а также обуславливают его зарождение.

Таким образом, представляется актуальной цель данной работы, заключающаяся в изучении закономерностей взаимодействия двойника и дислокации с использованием дислокационной мезоскопической модели двойника.

Постановка задачи

Дислокационная мезоскопическая модель двойника разрабатывалась в [1, 17–22]. В этой мо-

дели двойник рассматривался на таком масштабном уровне, когда нельзя пренебречь расстоянием между соседними двойнивающими дислокациями. Использование такой модели целесообразно в случае малой плотности двойнивающих дислокаций на двойниковых границах, либо в случае нанодвойников [22] с числом двойнивающих дислокаций на двойниковых границах меньшим 10^2 .

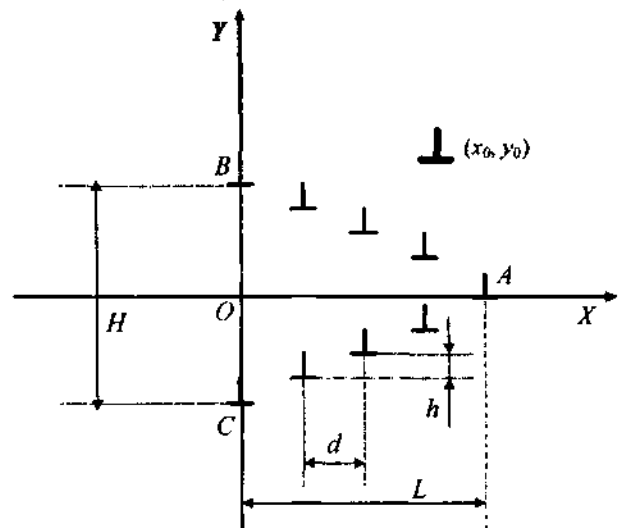


Рис. 1. Схематическое изображение системы клиновидный нанодвойник – полная дислокация

На рис. 1 клиновидный двойник схематически представлен в виде совокупности двойнивающих дислокаций, расстояние между которыми определяется проекциями d и h на оси OX и OY

соответственно отрезка, соединяющего две соседние дислокации. Пусть длина такого двойника L , а ширина у устья – H . Согласно разрабатываемой в [1] методике, компоненты тензора напряжений у такого двойника, находящегося вдали от поверхности, могут быть найдены по формулам:

$$\sigma_{xx}^{nv} = -\frac{\mu b_{kp}^{nv}}{2\pi(1-\nu)} \left(\sum_{n=0}^N \frac{(y+nh)[3(x+nd-L)^2 + (y+nh)^2]}{[(x+nd-L)^2 + (y+nh)^2]^2} + \sum_{n=1}^N \frac{(y-nh)[3(x+nd-L)^2 + (y-nh)^2]}{[(x+nd-L)^2 + (y-nh)^2]^2} \right); \quad (1)$$

$$\sigma_{yy}^{nv} = \frac{\mu b_{kp}^{nv}}{2\pi(1-\nu)} \left(\sum_{n=0}^N \frac{(y+nh)[(x+nd-L)^2 - (y+nh)^2]}{[(x+nd-L)^2 + (y+nh)^2]^2} + \sum_{n=1}^N \frac{(y-nh)[(x+nd-L)^2 - (y-nh)^2]}{[(x+nd-L)^2 + (y-nh)^2]^2} \right); \quad (2)$$

$$\sigma_{zz}^{nv} = -\frac{\mu b_{kp}^{nv} \nu}{2\pi(1-\nu)} \left(\sum_{n=0}^N \frac{y+nh}{(x+nd-L)^2 + (y+nh)^2} + \sum_{n=1}^N \frac{y-nh}{(x+nd-L)^2 + (y-nh)^2} \right); \quad (3)$$

$$\sigma_{xy}^{nv} = \frac{\mu b_{kp}^{nv}}{2\pi(1-\nu)} \left(\sum_{n=0}^N \frac{(x+nd-L)[(x+nd-L)^2 - (y+nh)^2]}{[(x+nd-L)^2 + (y+nh)^2]^2} + \sum_{n=1}^N \frac{(x+nd-L)[(x+nd-L)^2 - (y-nh)^2]}{[(x+nd-L)^2 + (y-nh)^2]^2} \right); \quad (4)$$

$$\sigma_{xz}^{nv} = -\frac{\mu b_{kp}^{nv}}{2\pi} \left(\sum_{n=0}^N \frac{y+nh}{(x+nd-L)^2 + (y+nh)^2} + \sum_{n=1}^N \frac{y-nh}{(x+nd-L)^2 + (y-nh)^2} \right); \quad (5)$$

$$\sigma_{yz}^{nv} = \frac{\mu b_{kp}^{nv}}{2\pi} \left(\sum_{n=0}^N \frac{x+nd-L}{(x+nd-L)^2 + (y+nh)^2} + \sum_{n=1}^N \frac{x+nd-L}{(x+nd-L)^2 + (y-nh)^2} \right); \quad (6)$$

где b_{kp} и b_v – модули краевой и винтовой составляющих вектора Бюргера частичных двойниующих дислокаций (вектор краевой составляющей вектора Бюргера двойниующей дислокации направлен в сторону положительного направления оси Ox , а винтовой – перпендикулярно плоскости рис. 1 в сторону положительного направления оси

Oz правой декартовой системы координат); μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона; N – число двойниующих дислокаций на двойниковых границах; n – индекс суммирования. В формулах (1)–(6) учтено, что в вершине клиновидного двойника находится только одна двойниующая дислокация.

Компоненты тензора напряжений у краевой дислокации, находящейся вдали от поверхности в точке с координатами (x_0, y_0) (рис. 1), в приближении однородной изотропной среды определяются по формулам [23]

$$\sigma_{xx}^d = -\frac{\mu b_{kp}^d}{2\pi(1-\nu)} \frac{(y-y_0)[3(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]}{[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]^2}; \quad (7)$$

$$\sigma_{yy}^d = \frac{\mu b_{kp}^d}{2\pi(1-\nu)} \frac{(y-y_0)[(x-x_0)^2 - (y-y_0)^2]}{[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]^2}; \quad (8)$$

$$\sigma_{xy}^d = \frac{\mu b_{kp}^d}{2\pi(1-\nu)} \frac{(x-x_0)[(x-x_0)^2 - (y-y_0)^2]}{[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]^2}; \quad (9)$$

$$\sigma_{zz}^d = -\frac{\mu b_{kp}^d \nu}{2\pi(1-\nu)} \frac{y-y_0}{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}. \quad (10)$$

В случае винтовой дислокации имеем [23]

$$\sigma_{zz}^d = -\frac{\mu b_v^d}{2\pi} \frac{y-y_0}{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}; \quad (11)$$

$$\sigma_{yz}^d = \frac{\mu b_v^d}{2\pi} \frac{x-x_0}{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}. \quad (12)$$

Распределение результирующих напряжений в системе «нанодвойник – дислокация» в приближении суперпозиции напряжений находятся из соотношения

$$\sigma_{ij}(x, y) = \sigma_{ij}^{nv}(x, y) + \sigma_{ij}^d(x, y). \quad (13)$$

Анализ напряженного состояния в системе «нанодвойник – дислокация»

Результаты расчетов компонент тензора напряжений в системе «клиновидный нанодвойник – полная дислокация» представлены на рис. 2. Принималось $b_{kp}^d = 2b_{kp}^{nv}$, $b_v^d = 2b_v^{nv}$, $d = 2,5$ нм, $h = 0,25$ мкм, $N = 10$, $L = Nd$, $x_0 = L + a$, $a = 30$ нм, $y_0 = 10$ нм. Это соответствует важному с практической точки зрения случаю двойниования железа. Рассчитывались величины

$$\sigma_{ij}^*(x, y) = \frac{\sigma_{ij}(x, y)}{A_{ij}}, \quad (14)$$

$$\text{где } A_{xx} = A_{yy} = A_{xy} = \frac{\mu b_{kp}^{nv}}{2\pi(1-\nu)L}, \quad A_{zz} = \frac{\mu \nu b_{kp}^{nv}}{2\pi(1-\nu)L},$$

$$A_{xz} = A_{yz} = \frac{\mu b_n^{tw}}{2\pi L}$$

На рис. 2 представлена ситуация, когда вектор Бюргера полной краевой (винтовой) дисло-

кации направлен в одну сторону с направлением вектора Бюргера краевой (винтовой) составляющей частичных двойнивающих дислокаций клиновидного двойника. Наличие дислокации у двой-

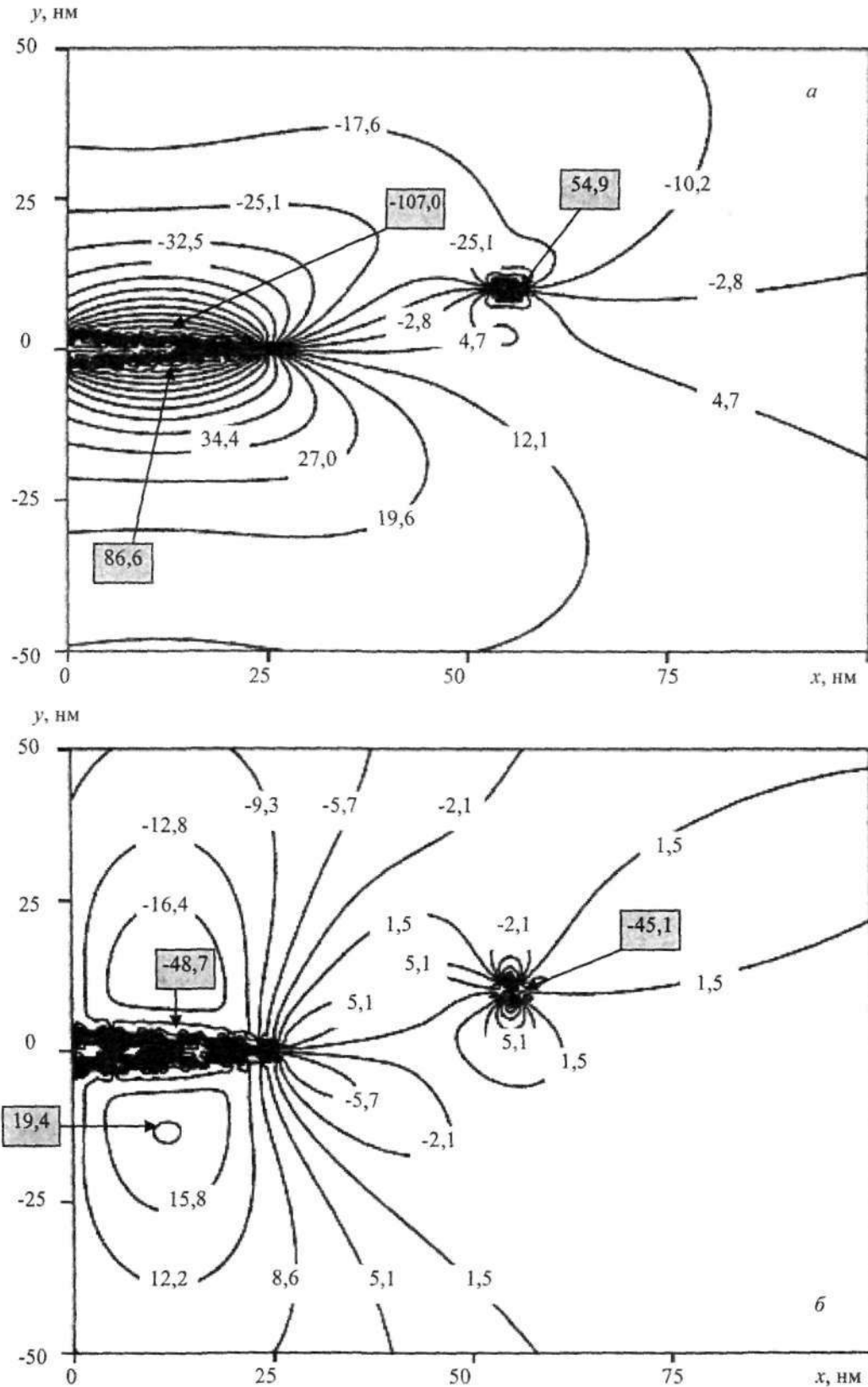


Рис. 2. Распределение напряжений в системе клиновидный нанодвойник – полная дислокация: а – σ_{xx} ; б – σ_{yy}

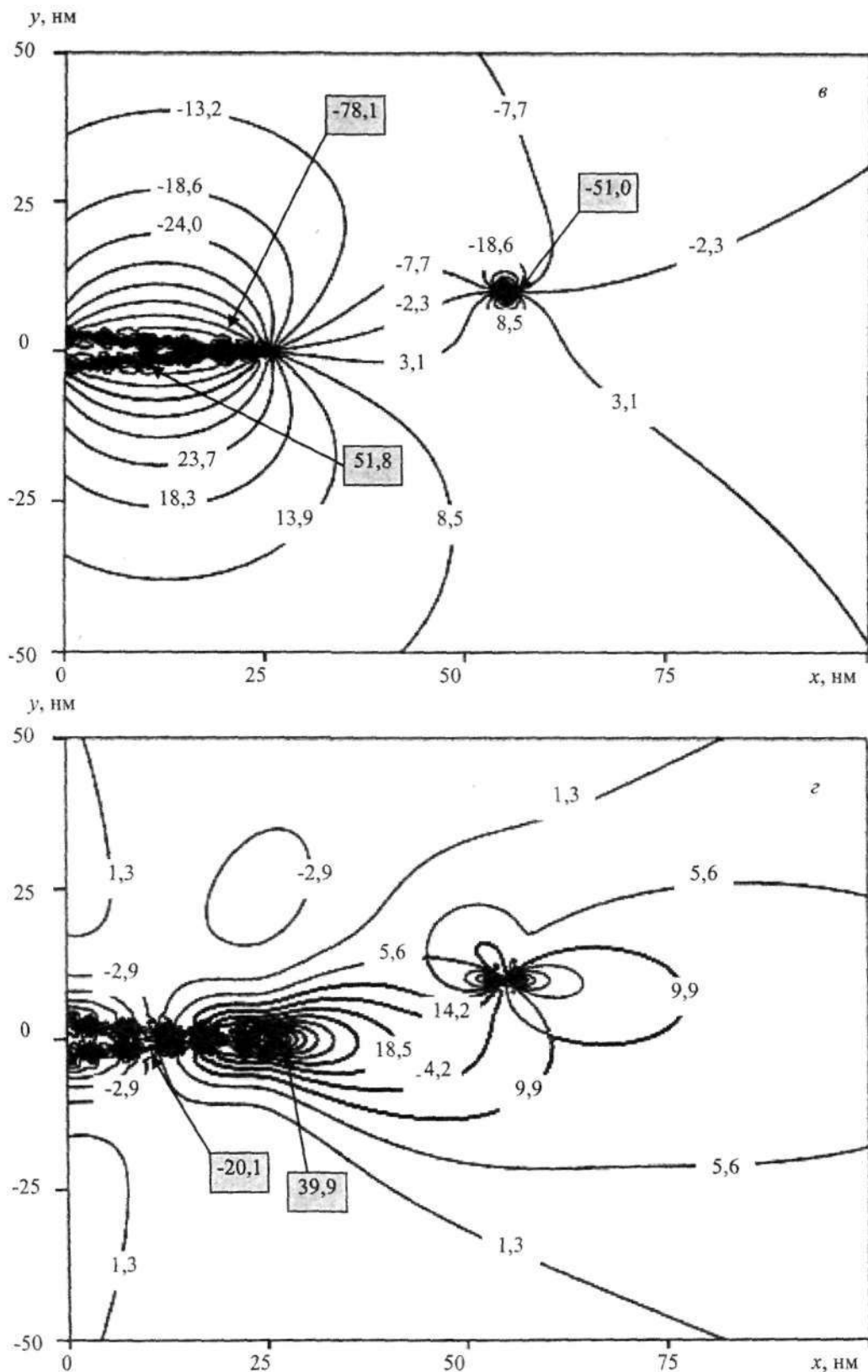


Рис. 2 (продолжение). Распределение напряжений в системе клиновидный нанодвойник – полная дислокация: б – σ_{xx}^* и σ_{yy}^* ; в – σ_{xy}^*

ника приводит к искажению у него конфигурации полей напряжений по сравнению с ситуацией, когда полная дислокация у двойника отсутствует [1]. Это искажение становится несущественным, когда высока плотность двойниующих дислока-

ций на двойниковых границах или когда полная дислокация находится в непосредственной близости у двойника в области создаваемого им высокого уровня напряжений.

Напряжения σ_{xx}^* у клиновидного двойника

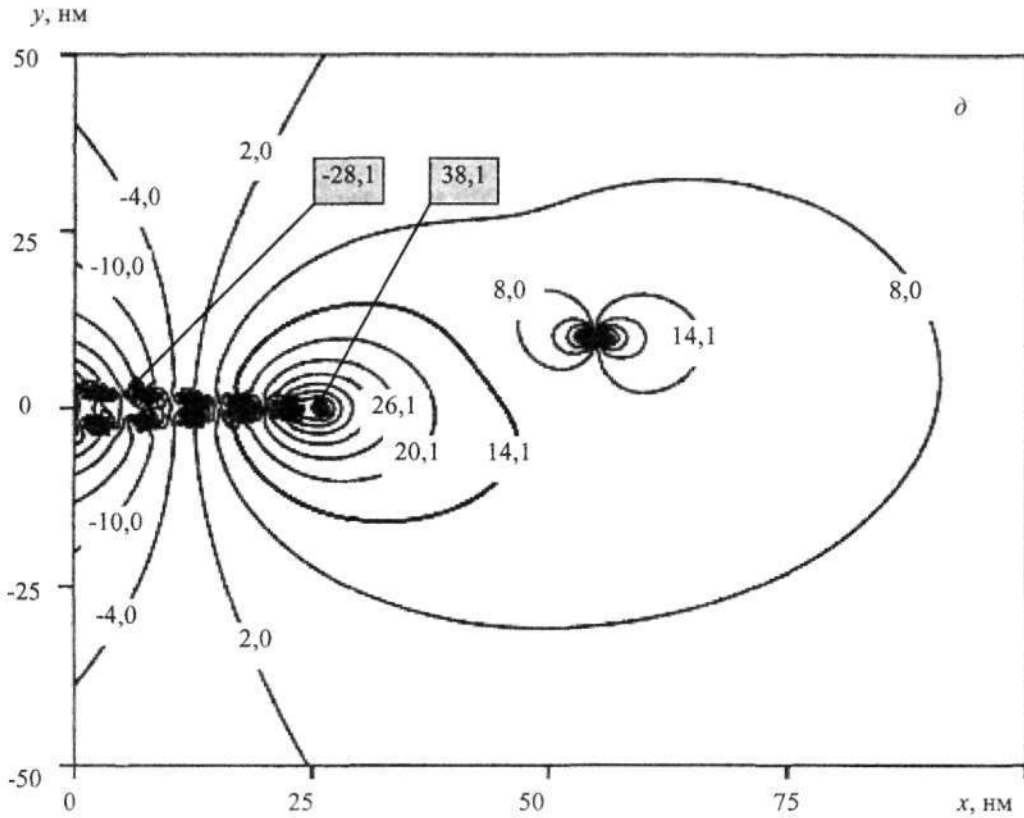


Рис. 2 (продолжение). Распределение напряжений в системе клиновидный нанодвойник – полная дислокация: δ – σ_{yz}^*

положительны у одной из границ двойника и отрицательны у другой (рис. 2, а). Нахождение у двойника в области отрицательных напряжений полной краевой дислокации, вектор Бюргера которой направлен в одну сторону с краевой составляющей вектора Бюргера двойникующих дислокаций, приводит к некоторому увеличению уровня положительных и отрицательных напряжений у двойниковых границ. Несколько иная ситуация наблюдается, когда векторы Бюргера полной краевой дислокации и краевой составляющей двойникующих дислокаций направлены в разные стороны. В этом случае наблюдается уменьшение уровня напряжений σ_{xx}^* у границ клиновидного двойника. Это обусловлено зеркальной симметрией в конфигурации положительных и отрицательных напряжений у двойника и полной дислокации.

Аналогичная картина наблюдается и в случае таких компонент тензора напряжений, как σ_{yy}^* , σ_{zz}^* (рис. 2, б и в), когда у двойника находится краевая дислокация, и σ_{xz}^* (рис. 2, в), когда на месте краевой находится винтовая дислокация.

Конфигурация напряжений σ_{xy}^* (рис. 2, з) и σ_{yz}^* (рис. 2, д) отличается от конфигураций напряжений, представленных на рис. 2, а, б и з. Напряжения σ_{xy}^* и σ_{yz}^* знакопеременны относитель-

но оси, параллельной оси OY и проходящей через середину двойника, т.е. данные напряжения у устья двойника и у его вершины имеют разный знак. Поэтому наличие полной дислокации способствует увеличению или уменьшению уровня напряжений либо у вершины двойника, либо у его устья.

Относительная объемная дилатация

Согласно данным работы [24], относительная объемная дилатация может быть найдена из соотношения

$$\frac{\Delta V(x, y)}{V} = \frac{1}{E} (\sigma_{xx}(x, y) + \sigma_{yy}(x, y)) [1 - \mu(2\mu + 1)], \quad (15)$$

где E – модуль Юнга.

На рис. 3 представлены результаты расчета величины

$$\delta(x, y) = A \frac{\Delta V(x, y)}{V}, \quad (16)$$

где

$$A = \frac{2\pi E(1 - \nu)}{b_{sp}^{ew} \mu(1 - \mu(2\mu + 1))}. \quad (17)$$

Расчетные параметры принимались такие же, как и в случае расчета $\sigma_{ij}^*(x, y)$.

На рис. 3, а показано распределение относи-

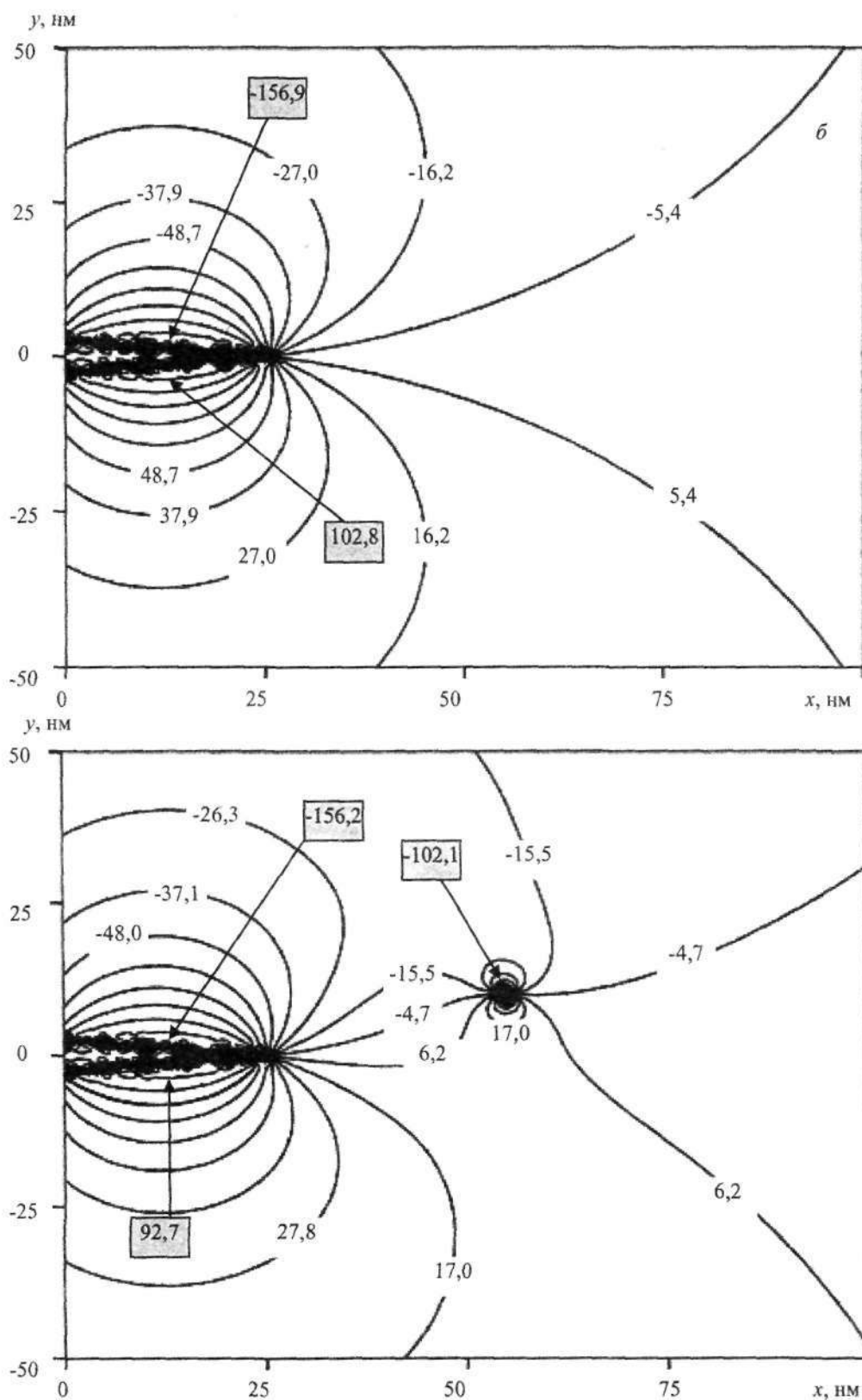


Рис. 3. Распределение относительной объемной дилатации у клиновидного нанодвойника: *a* – при отсутствии полной дислокации; *b* – при наличии в системе полной дислокации

тельной объемной дилатации у клиновидного нанодвойника при отсутствии у него полной дислокации, а на рис. 3, *b* – при наличии краевой дислокации, вектор Бюргера которой направлен в ту же сторону, что и краевая составляющая вектора

Бюргера двойнивающей дислокации.

Из рис. 3 видно, что наличие полной краевой дислокации у клиновидного нанодвойника существенно искажает поле объемной дилатации. Характер этих искажений зависит от знака полной

дислокации. Из-за отсутствия в тензоре напряжений винтовой дислокации компонент σ_{xx} и σ_{yy} наличие такой дислокации у клиновидного двойника не приводит к каким-либо изменениям поля объемной дилатации.

Силы взаимодействия в системе клиновидный нанодвойник – полная дислокация

Для определения сил взаимодействия клиновидного нанодвойника с полной дислокацией можно воспользоваться приведенными, например, в [24] соотношениями для расчета силы взаимодействия дислокации с дислокационной границей:

$$F_x = -\sigma_{xy}^{nv} b_{кр}^d; \tag{18}$$

$$F_y = -\sigma_{yy}^{nv} b_{кр}^d, \tag{19}$$

где F_x и F_y – компоненты силы, действующей на краевую дислокацию со стороны клиновидного нанодвойника. Модуль этой силы находится из соотношения

$$F_{кр} = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} = b_{кр}^d \sqrt{(\sigma_{xy}^{nv})^2 + (\sigma_{yy}^{nv})^2}. \tag{20}$$

Ориентацию этой силы в плоскости XOY можно задать углом между осью OX и вектором силы. Этот угол находится по формуле

$$\alpha = \arctg \frac{F_y}{F_x} = \arctg \frac{\sigma_{yy}^{nv}}{\sigma_{xy}^{nv}}. \tag{21}$$

Аналогично для полной винтовой дислокации, взаимодействующей с клиновидным нанодвойником будем иметь [22]

$$F_b = -\sigma_{yz}^{nv} b_b^d. \tag{22}$$

Конфигурация распределения поля действия сил F_x и F_y взаимодействия полной краевой дислокации с нанодвойником совпадает с распределением компонент тензора напряжений $\sigma_{xy}^*(x, y)$ и $\sigma_{yy}^*(x, y)$ соответственно (рис. 2, б и в). Результат расчета модуля силы, определяемой формулой (23), представлен на рис. 4. При этом для удобства расчетов определялась величина

$$F_{кр}^* = F_{кр} / B, \tag{23}$$

где

$$B = \frac{\mu (b_{кр}^{nv})^2}{2\pi(1-\nu)L}. \tag{24}$$

Конфигурация поля силы взаимодействия винтовой дислокации с нанодвойником совпадает с распределением $\sigma_{yz}^*(x, y)$, показанным на рис. 2, д.

Из рис. 4 видно, что модуль силы взаимодействия краевой дислокации с нанодвойником имеет один знак во всей рассматриваемой области. Максимальные значения эта сила имеет у границ нанодвойника и у его вершины. Сила взаимодействия винтовой дислокации с клиновидным нанодвойником имеет разный знак у его вершины и устья (рис. 2, д).

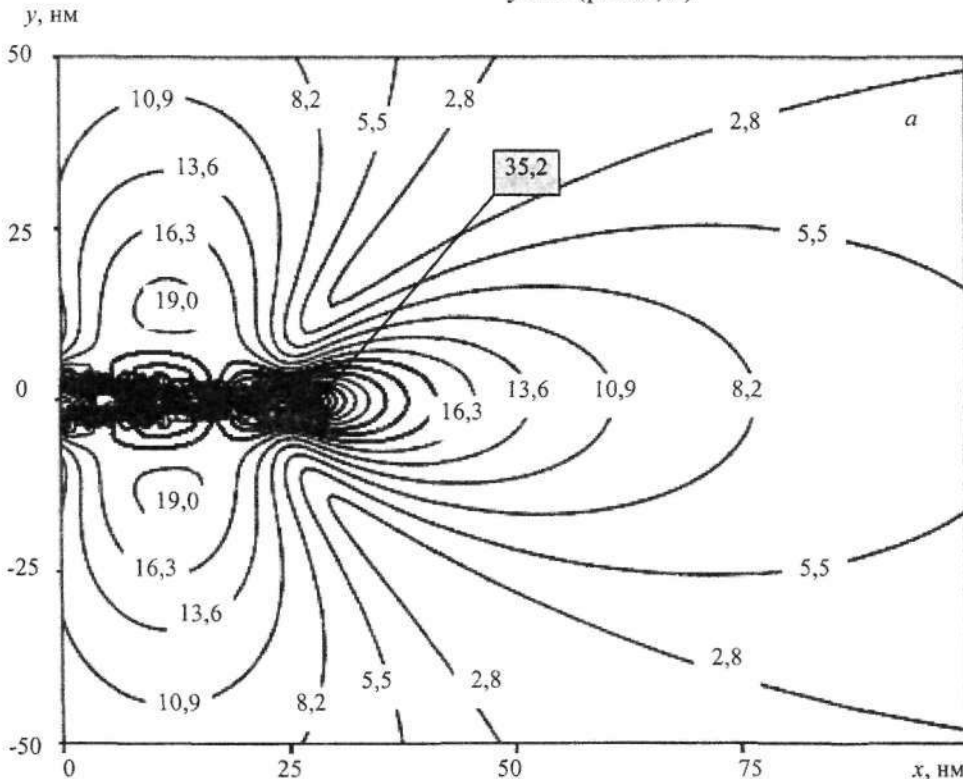


Рис. 4. Силовое поле, действующее на краевую дислокацию со стороны клиновидного нанодвойника

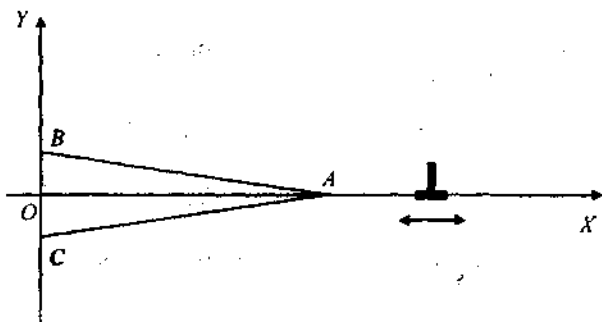


Рис. 5. Схематическое изображение частного случая расположения полной дислокации на пути развития клиновидного нанодвойника

В плане детального анализа сил взаимодействия полной дислокации с нанодвойником интересно рассмотрение случая, когда дислокация находится на пути движения вершины двойника (рис. 5). Этот частный случай имеет важное практическое значение, так как от характера взаимодействия вершины развивающегося двойника с

дефектами во многом зависит форма микродвойника [10]. Для моделирования данной ситуации необходимо в (2), (4) и (6) положить $y=0$. Результаты расчетов представлены на рис. 6.

Видно, что внутри клиновидного нанодвойника сила взаимодействия полной дислокации с двойниковыми границами носит осциллирующий характер. В случае краевой дислокации эта сила внутри двойника положительна (рис. 6, а), а в случае винтовой – у устья двойника положительна, а у вершины – отрицательна (рис. 6, б). Максимальное положительное значение сила F_{sp}^* принимает в вершине двойника (рис. 6, а). В этой же точке сила F_b^* , определяемая по формуле

$$F_b^* = F_s/D. \quad (25)$$

Здесь $D = \frac{\mu(b_s^{nv})^2}{2\pi L}$, принимает максимальное отрицательное значение (рис. 6, б).

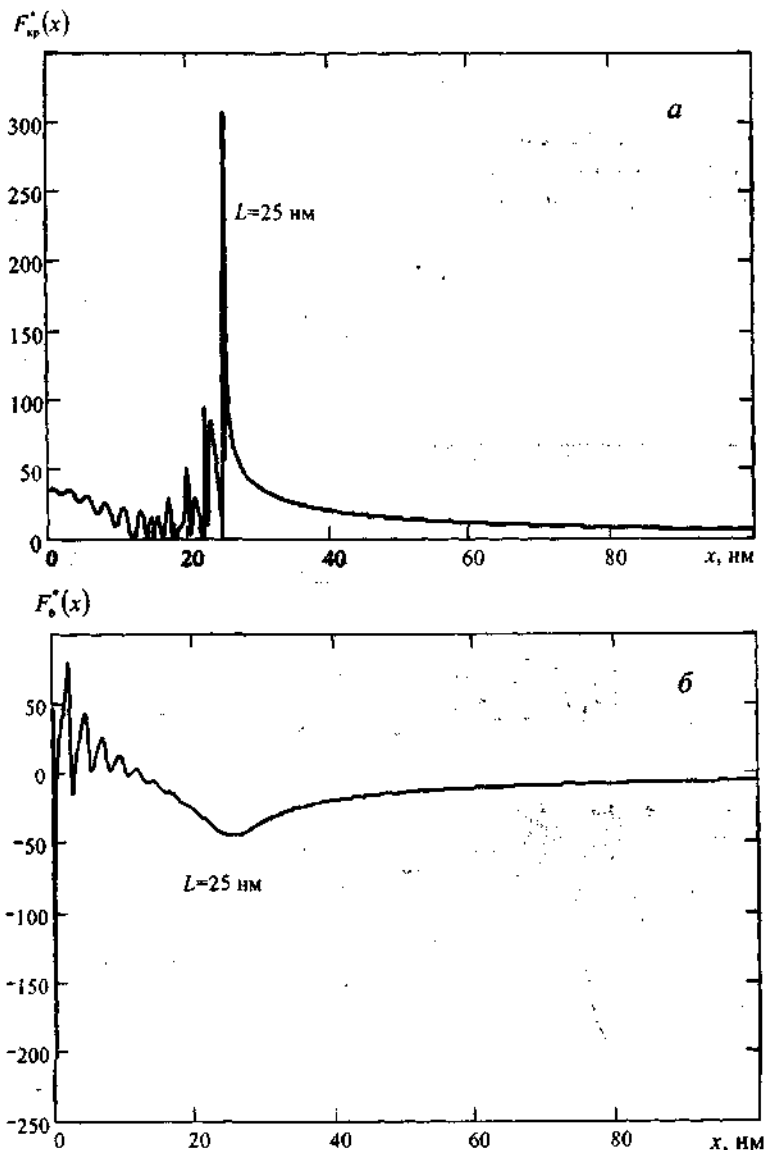


Рис. 6. Зависимость силы, действующей на краевую (а) и винтовую (б) дислокацию со стороны клиновидного нанодвойника, от расстояния в случае расположения полной дислокации на линии развития двойника

При удалении полной дислокации от вершины нанодвойника величина силы взаимодействия стремится к нулю (рис. 6).

Общий случай, когда полная дислокация перемещается вдоль оси OX (вдоль прямой DD_1) при $y = \text{const}$ (изменения y задаются вдоль прямой EE_1), схематически представлен на рис. 7.

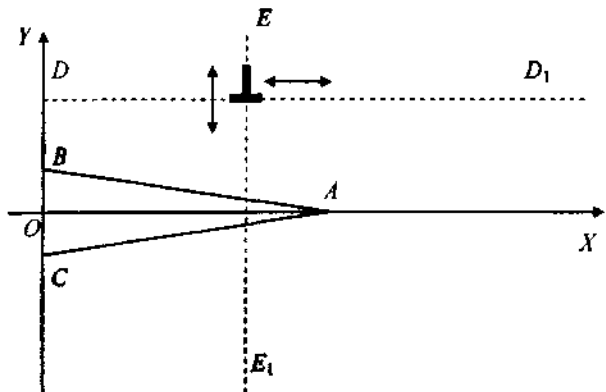


Рис. 7. Схематическое изображение общего случая расположения полной дислокации относительно клиновидного нанодвойника

При $y = H/2$ зависимости $F_{кр}^*(x)$ и $F_v^*(x)$ имеют вид, показанный на рис. 8. Как и внутри нанодвойника, так и с наружной стороны у его границ силы $F_{кр}^*$ (рис. 8, а) и F_v^* (рис. 8, б) в зависимости от x носят осциллирующий характер, но максимальные значения эти силы приобретают на уровне $x = L/2$. Как и в случае $y = 0$, в рассматриваемом случае с удалением полной дислокации от двойника вдоль прямой DD_1 силы $F_{кр}^*$ и F_v^* стремятся к нулю.

Выводы

Таким образом, с использованием мезоскопической дислокационной модели проведен расчет полей напряжений, относительной объемной дилатации и сил взаимодействия в системе клиновидный нанодвойник – полная дислокация. Установлено, что полная дислокация, находящаяся у нанодвойника, приводит к изменению уровня напряжений у двойниковых границ. Эти изменения уменьшаются при приближении дислокации к двойниковой границе, либо увеличении плотности двойникующих дислокаций на границах двойника. Аналогичная ситуация наблюдается и в случае относительной объемной дилатации. Сила взаимодействия клиновидного нанодвойника с полной дислокацией носит осциллирующий характер как внутри двойника, так и с наружной части его границ.

Литература

1. Остриков, О.М. Механика двойникового твердых тел. Монография / О.М. Остриков. – Гомель: Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», 2008. – 301 с.
2. Косевич, А.М. Дислокационная теория упругого двойникового кристаллов / А.М. Косевич, В.С. Бойко // Успехи физических наук. – 1971. – Т. 104, № 2. – С. 101–255.
3. Классен-Неклюдова, М.В. Механическое двойникование кристаллов / М.В. Классен-Неклюдова. – М.: АН СССР, 1960. – 262 с.
4. Лифшиц, И.М. Несколько соображений о двойниковании кальцита / И.М. Лифшиц, И.В. Обренмов // Известия АН СССР. Сер. физическая. – 1948. – Т. 12, № 2. – С. 65–80.
5. Гарбер, Р.И. Механические свойства единичных двойниковых прослоек / Р.И. Гарбер // Физика твердого тела. – 1959. – Т. 1, № 5. – С. 814–825.
6. Остриков, О.М. Экспресс-методика определения вклада двойникового скольжения в пластическую деформацию монокристаллов при индентировании / О.М. Остриков // Физика металлов и металловедение. – 2000. – Т. 89, № 5. – С. 106–109.

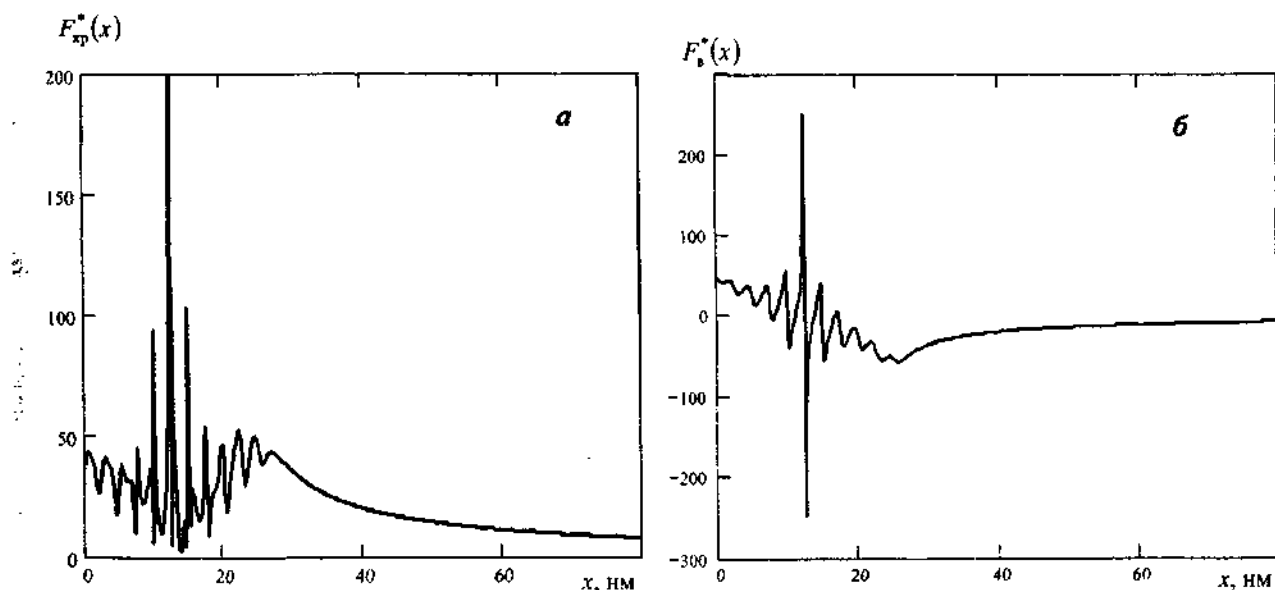


Рис. 8. Зависимость силы, действующей на крайнюю (а) и винтовую (б) дислокацию со стороны клиновидного нанодвойника, от расстояния при $y = H/2$

7. Китель, Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Китель. – М.: Наука, 1978. – 792 с.
8. Косевич, А.М. Дислокации в теории упругости / А.М. Косевич. – Киев: Наук. Думка, 1978. – 220 с.
9. Liu, Y. Twinning and detwinning of $\langle 011 \rangle$ type II twin in shape memory alloy / Y. Liu, Z.L. Xie // *Acta mater.* – 2003. – V. 51, № 18. – P. 5529–5543.
10. Остриков, О.М. Некоторые особенности формы клиновидных двойников в монокристаллах висмута, деформированных сосредоточенной нагрузкой / О.М. Остриков // *Физика металлов и металловедение.* – 2000. – Т. 90, № 1. – С. 91–95.
11. Yan, F. Simulation of twin boundary effect on characteristics of single grain-silicon thin film transistors / F. Yan, P. Migliorato, R. Ishihara // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V. 91, № 7. – P. 1–3.
12. Hay, R.S. Deformation twinning in monazite / R.S. Hay, D.B. Marshall // *Acta mater.* – 2003. – V. 51, № 18. – P. 5235–5254.
13. Остриков, О.М. Влияние скорости нагружения на механизм пластической деформации в висмуте / О.М. Остриков, С.Н. Дуб // *Журнал технической физики.* – 2001. – Т. 71, № 5. – С. 44–46.
14. Boyko, V.S. Microstructure design by twinning in high-temperature superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ for enhanced J_c at high magnetic fields / V.S. Boyko, Siu-Wai Chan // *Physica C.* – 2007. – N 466. – P. 56–60.
15. Mei Linfeng, Boyko V.S., Chan Siu-Wai Twin engineering for high critical current densities in bulk $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ // *Physica C.* – 2006. – N 439. – P. 78–84.
16. Wang, P. Observation of twins in the α_2 phase in a quenched Ti-46,54 at.% Al alloy / P. Wang, D. Velraraghavan, V.K. Vasudevan // *Scr. Mater.* – 1996. – V. 34, № 10. – P. 1601–1607.
17. Hay, R.S. Deformation twinning in monazite / R.S. Hay, D.B. Marshall // *Acta mater.* – 2003. – V. 51, № 18. – P. 5235–5254.
18. Остриков О.М. Расчет деформаций у вершины клиновидного двойника на основании мезоскопической дислокационной модели // *Вестник Могилевского государственного университета.* – 2008, № 1(29). – С. 166–175.
19. Остриков, О.М. Дислокационная модель нанодвойника / О.М. Остриков // *Механика твердого тела.* – 2008, № 5. – С. 124–129.
20. Остриков, О.М. Расчет энергии нанодвойника клиновидной формы в рамках дислокационной мезоскопической модели / О.М. Остриков // *Журнал технической физики.* – 2008. – Т. 78, № 2. – С. 58–62.
21. Остриков, О.М. Мезоскопическая дислокационная динамическая модель клиновидного двойника / О.М. Остриков // *Современные проблемы машиноведения. Тез. докл. VII Международн. научно-технической конф. – Гомель: ГГТУ им. П.О. Сухого, 2008. – С. 55–56.*
22. Остриков, О.М. Нанодвойникование монокристаллов висмута / О.М. Остриков // *Известия высших учебных заведений. Черная металлургия.* – 2002. – № 3. – С. 51–52.
23. Хирт, Дж. Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – М.: Атомиздат, 1972. – 600 с.
24. Грабский, М.В. Структура границ зерен в металлах / М.В. Грабский. – М.: Металлургия, 1972. – 160 с.

Ostrikov O. M.

Use of a dislocational mesoscopic model in computing stress fields, relative volume dilatation and interaction forces in the system «tapered nanotwin – pure dislocation».

A design procedure of the stress fields, relative volume dilatation and interaction forces in the system «tapered nanotwin – pure dislocation» is described on the example of a dislocation mesoscopic model.

Поступила в редакцию 26.08.2011.

© О. М. Остриков, 2012.