

СПОСОБ РАСЧЕТА ПОЛЕЙ СМЕЩЕНИЙ У КЛИНОВИДНОГО ДВОЙНИКА

Белорусский национальный технический университет
Минск, Беларусь

Двойникование относится к основным каналам пластической деформации твердых тел [1 - 3]. Чаще оно проявляется в условиях затруднения развития скольжения, например, при низких температурах деформирования, при скоростной деформации, при наличии ориентационного запрета на скольжение [1].

Экспериментально двойникование исследовано на высоком уровне [1, 4 - 9]. Однако теория двойникования развита не достаточно [1]. Например, существующая дислокационная теория оперирует понятием тонкого двойника и не позволяет производить расчеты напряжений внутри двойника [10]. Нельзя назвать удовлетворительными и расчеты на основании этой теории напряжений в непосредственной близости у двойника. Необходимость в таких расчетах возникла из-за увеличения возможностей экспериментального оборудования, позволяющего изучать наноразмерные объекты, для образования которых, в частности, существуют благоприятные условия у двойниковых границ, являющихся концентраторами больших внутренних напряжений. Более того, дислокационная теория тонкого двойника удовлетворительно применима для двойников, у которых отношение их ширины и длины имеет порядок $10^{-4} - 10^{-3}$ [1, 10], в то время, как на практике эта величина составляет $10^{-2} - 10^{-1}$ [4 - 9]. В последнем случае модель тонкого двойника неприменима.

Целью данной работы является расчет на основании дислокационного подхода полей смещения у клиновидного двойника на таком масштабном уровне, когда расстояние между двойническими дислокациями можно считать пренебрежимо малым, и когда неприменима модель тонкого двойника.

В общем случае в плоскости XOY форма границ клиновидного двойника может быть описана функциями $f_1(x_0)$ и $f_2(x_0)$ (рис. 1). Пусть дислокации на данных границах параллельны друг другу и оси OZ , перпендикулярной плоскости XOY . Примем длину и ширину двойника равными L и H соответственно (см. рис. 1). Двойнические дислокации являются частичными дислокациями [1, 2], поэтому их вектор Бюргера (b) можно разложить на винтовую (b_v) и краевую ($b_{кр}$) составляющие, которые в нашем случае пусть будут ориентированы так, как это показано на рис. 1. Плотность двойнических дислокаций на границах клиновидного двойника равна ρ_1 и ρ_2 . Рассмотрим случай, когда клиновидный двойник имеет форму равнобедренного треугольника.

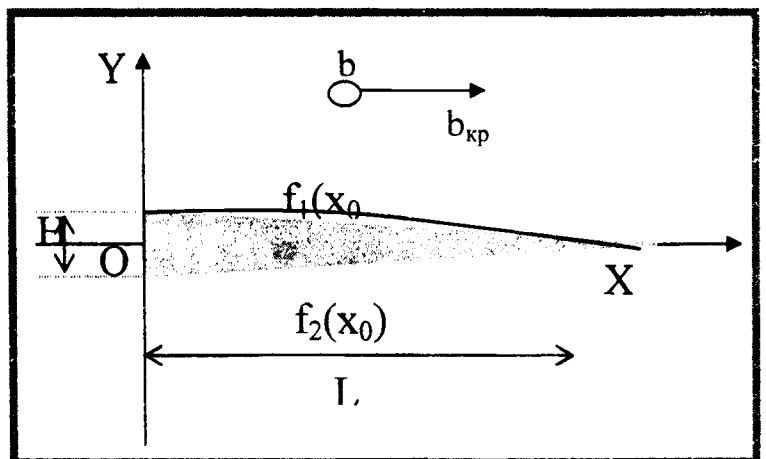


Рисунок 1. Схематическое изображение клиновидного двойника и направления компонент вектора Бюргера двойнических дислокаций

Тогда профиль его границ может быть описан функциями

$$f_1(x_0) = \frac{H}{2} \left(1 - \frac{x_0}{L} \right), \quad (1)$$

$$f_2(x_0) = -\frac{H}{2} \left(1 - \frac{x_0}{L} \right). \quad (2)$$

Поля смещений, которые создает такой двойник, определяются из соотношения

$$u_i(x, y) = u_i^{(1)}(x, y) + u_i^{(2)}(x, y), \quad (3)$$

где i принимает значения x , y или z ; $u_i^{(1)}(x, y)$ и $u_i^{(2)}(x, y)$ - смещения, создаваемые первой и второй двойниковыми границами соответственно, которые определяются из соотношений

$$u_i^{(1)}(x, y) = \int_0^L \rho_1(x_0) u_i^{(1,0)}(x, y, x_0) \sqrt{1 + \left(\frac{df_1(x_0)}{dx_0} \right)^2} dx_0, \quad (4)$$

$$u_i^{(2)}(x, y) = \int_0^L \rho_2(x_0) u_i^{(2,0)}(x, y, x_0) \sqrt{1 + \left(\frac{df_2(x_0)}{dx_0} \right)^2} dx_0. \quad (5)$$

Смещения, которые создает единичная двойникующая дислокация в однородной изотропной среде, находятся из соотношений [11]

$$u_x^d(x, y) = \frac{b_{kp}}{2\pi} \left[\operatorname{arctg} \frac{y}{x} + \frac{xy}{2(1-\nu)(x^2 + y^2)} \right], \quad (6)$$

$$u_y^d(x, y) = -\frac{b_{kp}}{2\pi} \left[\frac{1-2\nu}{2\pi} \ln(x^2 + y^2) + \frac{x^2 - y^2}{4(1-\nu)(x^2 + y^2)} \right], \quad (7)$$

$$u_z^d(x, y) = \frac{b_s}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{y}{x}. \quad (8)$$

Здесь ν - коэффициент Пуассона.

Данные соотношения позволяют определить $u_i^{(1,0)}(x, y, x_0)$ и $u_i^{(2,0)}(x, y, x_0)$ следующим образом

$$\begin{aligned} u_x^{(1,0)}(x, y, x_0) &= \frac{b_{kp}}{2\pi} \left[\operatorname{arctg} \frac{y - f_1(x_0)}{x - x_0} + \frac{(x - x_0)(y - f_1(x_0))}{2(1-\nu)((x - x_0)^2 + (y - f_1(x_0))^2)} \right], \\ u_y^{(1,0)}(x, y, x_0) &= -\frac{b_{kp}}{2\pi} \left[\frac{1-2\nu}{2\pi} \ln((x - x_0)^2 + (y - f_1(x_0))^2) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(x - x_0)^2 - (y - f_1(x_0))^2}{4(1-\nu)((x - x_0)^2 + (y - f_1(x_0))^2)} \right], \\ u_z^{(1,0)}(x, y, x_0) &= \frac{b_s}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{y - f_1(x_0)}{x - x_0}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} u_x^{(2,0)}(x, y, x_0) &= \frac{b_{kp}}{2\pi} \left[\operatorname{arctg} \frac{y - f_2(x_0)}{x - x_0} + \frac{(x - x_0)(y - f_2(x_0))}{2(1-\nu)((x - x_0)^2 + (y - f_2(x_0))^2)} \right], \\ u_y^{(2,0)}(x, y, x_0) &= -\frac{b_{kp}}{2\pi} \left[\frac{1-2\nu}{2\pi} \ln((x - x_0)^2 + (y - f_2(x_0))^2) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(x - x_0)^2 - (y - f_2(x_0))^2}{4(1-\nu)((x - x_0)^2 + (y - f_2(x_0))^2)} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

$$u_z^{(2,0)}(x, y, x_0) = \frac{b_a}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{y - f_2(x_0)}{x - x_0}.$$

Результат решения поставленной задачи представлен на рис. 2. Принималось $H = 11$ мкм; $L = 100$ мкм (отношение ширины и длины двойника имеет порядок 10^{-1} , как во многих экспериментах [1, 4, 5, 9]); $\rho_1 = \rho_2 = 105$; $\nu = 0,33$.

Без ущерба общности полученных результатов для исключения необходимости учета численных значений величин $b_{KP}/2\pi$ и $b_B/2\pi$, рассчитывались безразмерные распределения

$$\chi_i(x, y) = u_i(x, y)/B_i, \quad (11)$$

имеющие аналогичный вид, что и распределения $u_i(x, y)$. В (11) принималось

$$B_x = B_y = b_{KP}/2\pi, \quad B_z = b_a/2\pi.$$

Конфигурация распределения смещений ζ и u_i (рис. 2, а) имеет схожий вид. Отличие заключается в величине численных значений у изолиний в одних и тех же областях относительно клиновидного двойника. Следует отметить, что данные смещения знакопеременны относительно оси ОХ (рис. 2, а), а также относительно оси, параллельной оси ОУ, и проходящей у устья двойника.

Смещения ζ отрицательны и имеют высокое численное значение также в удалении от вершины двойника (рис. 2, б).

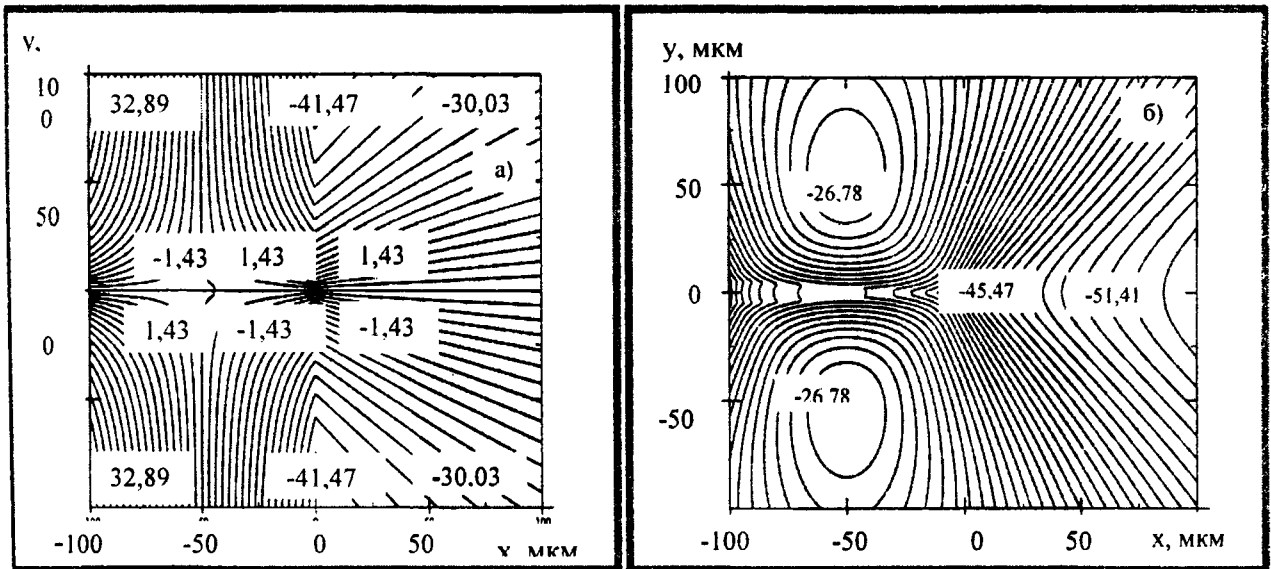


Рисунок 2 а, б)-Распределения: а) - $\chi_x(x, y)$; б) - $\chi_y(x, y)$ (аналогичный вид имеют распределения смещений $u_x(x, y)$, $u_y(x, y)$ и $u_z(x, y)$, соответственно)

Таким образом, разработана модель клиновидного двойника, которая в отличие от популярной модели тонкого двойника, позволяет рассматривать поля смещений у клиновидных двойников, отношение ширины у устья и длины которых имеет порядок $10^{-2} - 10^{-1}$. На основании данной модели предложен способ расчета полей смещений при условии непрерывного распределения двойникоующих дислокаций на двойниковых границах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Классен-Неклюдова М.В. Механическое двойникование кристаллов. - М.: АН СССР, 1960. - 262 с. 2. Полухин П.И., Горелик С.С., Воронцов В.К. Физические основы пла-

стической деформации. – М.: Металлургия, 1982. – 584 с. 3. Остриков О.М. Напряженное состояние у клиновидного двойника при дисбалансе плотностей двойнивающих дислокаций // Прикладная механика и техническая физика. – 2002. Т. 43, №4. – С. 180 - 182. 4. Пинчук А.И. Влияние электромагнитного поля на пластическую деформацию двойникованием кристаллов висмута // Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук. - Минск, 1998. - 18 с. 5. Остриков О.М. Двойникование ионно-имплантированных монокристаллов висмута // Автореф. дис. ... к. ф. - м. н. - Минск, 1999. 17 с. 6. Остриков О.М., Дуб С.Н. Влияние скорости нагружения на механизм пластической деформации в висмуте // Журнал технической физики. - 2001. Т. 71, №5. – С. 44 - 46. 7. Остриков О.М. Физические закономерности двойникования при воздействии внешних ортогональных друг другу электрических и магнитных полей, прикладываемых к монокристаллам висмута, облученных ионами бора // Журнал технической физики. - 2000. Т. 70, № 12. – С. 39 - 42. 8. Остриков О.М. Магнитопластический эффект при двойниковании монокристаллов висмута // Прикладная механика и техническая физика. - 2001. Т. 42, № 3. – С. 159 - 161. 9. Савенко В.С. Влияние импульсов тока на двойникование металлических кристаллов // Автореф. дис. ... к. ф. - м. н. - Минск, 1982. 16 с. 10. Косевич А.М., Бойко В.С. Дислокационная теория упругого двойникования кристаллов // Успехи физических наук. - 1971. - Т. 104, № 2. - С. 101 - 255. 11. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. – М.: Атомиздат, 1972. – 600 с.

УДК 548.24

Остриков О.М., Василевич Ю.В.

АНАЛИЗ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ У ВЕРШИНЫ КЛИНОВИДНОГО МЕХАНИЧЕСКОГО ДВОЙНИКА

Белорусский национальный технический университет
Минск, Беларусь

Изучено напряженное состояние у вершины клиновидного механического двойника. Установлено, что компоненты напряжения знакопеременны не только в зависимости от баланса двойнивающих дислокаций на двойниковых границах, но и от соотношения между проекциями на оси декартовой системы координат отрезка, соединяющего две соседние дислокации.

Механические клиновидные двойники, как правило, возникают у концентраторов напряжений в условиях ориентационного запрета на скольжение или при его затруднении в связи с температурными условиями деформирования. В настоящее время накоплено большое количество экспериментального материала, который позволяет полагать хорошую изученность явления двойникования кристаллов [1 - 2]. Однако теоретические аспекты двойникования еще требуют своего развития. Так, например, существующая в настоящая время дислокационная модель тонкого двойника обладает рядом существенных ограничений, не позволяющими анализировать напряженное состояние внутри двойника [1]. Поэтому развитие теоретических модельных представлений о двойниковании кристаллов представляется целесообразным и актуальным.

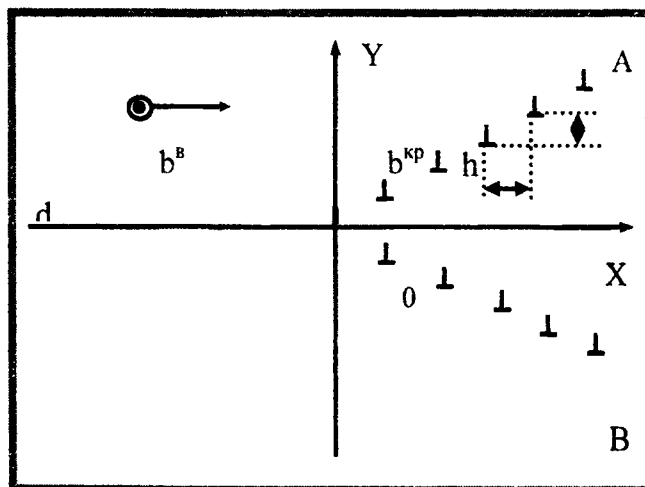


Рисунок 1