

05;12

## Физические закономерности двойникования при воздействии внешних ортогональных друг другу электрических и магнитных полей, прикладываемых к монокристаллам висмута, облученных ионами бора

© О.М. Остриков

Мозырский государственный педагогический институт,  
247760 Мозырь, Гомельская область, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 1 ноября 1999 г.)

Исследовалось влияние импульсов электрического тока длительностью  $10^{-5}$  с и плотностью до  $60 \text{ A/mm}^2$  при наличии внешнего магнитного поля величиной  $0.2 \text{ T}$  на поведение ансамблей клиновидных двойников в монокристаллах висмута, облученных ионами бора энергией  $25 \text{ keV}$ , дозой  $10^{17} \text{ ion/cm}^2$ . Установлено, что как облучение ионами, так и пропускание через кристалл импульсов тока при действии магнитного поля ведут к стимуляции подвижности двойникоующих дислокаций. Дан вывод условия равновесия двойникоующих дислокаций в имплантированном веществе при пропускании через него электрического тока и одновременном действии внешнего магнитного поля.

В настоящее время ведутся исследования двойникования монокристаллов висмута как облученных ионами различных веществ [1,2], так и необлученных кристаллов [3–5]. Представляет интерес также изучение влияния импульсного электрического поля [2–4] и ортогонального ему магнитного поля [5] на характер реализации пластической деформации кристаллов двойникованием. Актуальность указанных исследований заключается в том, что и облучение ионами, и энергетические воздействия электрического и магнитного полей являются хорошими методами управления физическими (в частности, прочностными) свойствами твердых тел, применяемых в производстве и технике. Ставшее целью данной работы изучение закономерностей двойникования монокристаллов висмута при комплексном воздействии отмеченных факторов позволяет расширить спектр методов управления пластическими свойствами эксплуатационных материалов. С физической точки зрения при этом представляет интерес развитие представлений о взаимодействии и кинетике двойникоующих дислокаций в облученных ионами кристаллах при наложении на них внешних электрических и магнитных полей.

### Методика эксперимента

Монокристалльные образцы, выращенные методом Бриджмена из сырья чистотой  $99.999\%$ , имели исходную плотность дислокаций леса  $10^5 \text{ cm}^{-2}$  базисных и  $10^3 \text{ cm}^{-2}$  пирамидальных. Для исследования использовались образцы размером  $4 \times 5 \times 10 \text{ mm}$ , которые выкалывались из выращенного монокристалла вдоль плоскости спайности (111).

Свежесколотая поверхность (111) монокристалла висмута облучалась ионами бора энергией  $24 \text{ keV}$ , дозой  $10^{17} \text{ ion/cm}^2$ , после чего деформировалась сосре-

доточенной нагрузкой, в качестве которой использовалась алмазная пирамидка Виккерса стандартного микротвердомера ПМТ-3. Нагрузка на индентор изменялась от  $5 \cdot 10^{-2}$  до  $30 \cdot 10^{-2} \text{ N}$ . Время нагружения составляло  $5 \text{ s}$ . Одновременно с действием сосредоточенной нагрузки через кристалл пропускался одиночный импульс тока формы, близкой к треугольной, длительностью  $10^{-5} \text{ s}$ , плотность которого изменялась от нуля до  $60 \text{ A/mm}^2$ . Амплитуда импульса задавалась с помощью генератора импульсов ГИ-3М, а его форма контролировалась с помощью осциллографа С1-17. Деформирование кристалла производилось во внешнем магнитном поле величиной  $0.2 \text{ T}$ , ортогональном направлению вектора плотности тока, пропускаемого через образец (рис. 1).

В ходе микроскопического исследования фиксировалось среднее число двойников, возникающих у отпечатка индентора, а также измерялась длина и ширина устья отдельных двойников.

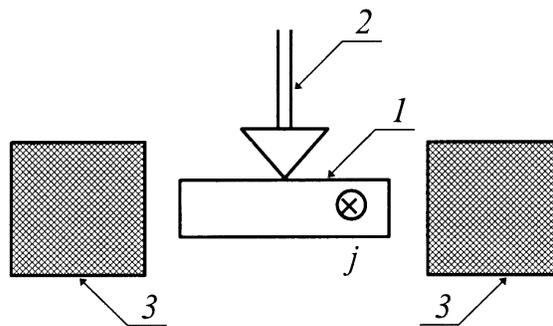


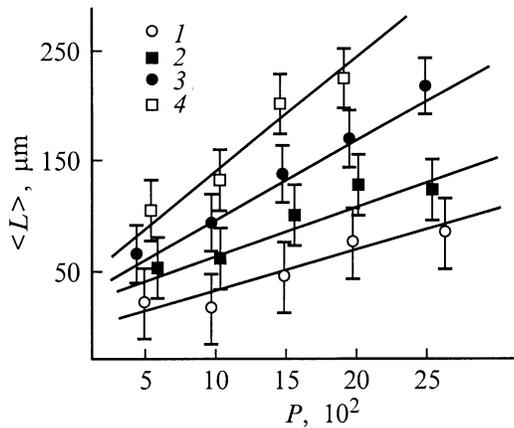
Рис. 1. Схема нагружения образца во внешних электрическом и магнитном полях: 1 — образец, 2 — индентор, 3 — полоса магнита.

## Результаты эксперимента и их обсуждение

Вокруг отпечатка алмазной пирамидки Виккерса на поверхности (111) монокристалла висмута обычно возникает 6–8 клиновидных двойников. Статистические характеристики (средняя длина и ширина, среднее число) данного ансамбля клиновидных двойников довольно устойчивы [5]. На их изменение оказывают влияние лишь условия, при которых происходит деформирование кристалла: чистота материала, температурные условия, наличие электрических и магнитных полей, дефектность поверхности. Поэтому изучение эволюции ансамблей двойников может выступать как метод исследования пластических свойств двойникующих материалов, подвергнутых внешним энергетическим воздействиям.

Сравнение зависимостей средней длины двойника  $\langle L \rangle$  от нагрузки на индентор  $P$  (рис. 2) показало, что как облучение ионами бора монокристаллов висмута, так и пропускание через них импульсов электрического тока при одновременном действии внешнего магнитного поля стимулируют подвижность двойникующих дислокаций, увеличивая длину их пробега. Данный факт можно объяснить, имея в виду напряжения, вызываемые в кристалле имплантированной примесью и электрическим током в результате пинч-эффекта, заключающегося в сжатии электронной плазмы.

Пусть  $\tau_{xy}^i$  — скальвающие напряжения, вызванные в кристалле имплантированной примесью, а  $\tau_{xy}^j$  и  $\tau_{xy}^B$  — напряжения, вызванные электрическим током и магнитным полем соответственно. В результате суперпозиции энергетических воздействий, которым подвергался кристалл в момент пропускания через него импульса



**Рис. 2.** Зависимость средней длины двойника от нагрузки на индентор: 1 — необлученный образец; 2 — образец, облученный ионами бора; 3 — необлученный образец при пропускании импульса тока плотностью  $60 \text{ A/mm}^2$  и наличии внешнего магнитного поля величиной  $0.2 \text{ T}$ ; 4 — образец, облученный ионами бора при пропускании импульса тока плотностью  $600 \text{ A/mm}^2$  и наличии внешнего магнитного поля величиной  $0.2 \text{ T}$ .

электрического тока, в нем действовали напряжения

$$\tau_{xy}^e = \tau_{xy}^i + \tau_{xy}^j + \tau_{xy}^p + \tau_{xy}^B, \quad (1)$$

где  $\tau_{xy}^p$  — скальвающие напряжения, вызванные сосредоточенной нагрузкой.

Со стороны данных напряжений на единицу длины двойникующих дислокаций будет действовать сила

$$f_x = b\tau_{xy}^e, \quad (2)$$

где  $b$  — вектор Бюргерса.

Соответственно нормальные составляющие тензора деформации

$$\sigma_{xx}^e = \sigma_{xx}^i + \sigma_{xx}^j + \sigma_{xx}^p + \sigma_{xx}^B, \quad (3)$$

$$\sigma_{yy}^e = \sigma_{yy}^i + \sigma_{yy}^j + \sigma_{yy}^p + \sigma_{yy}^B \quad (4)$$

приведут к появлению сил переползания

$$f_x = -b\sigma_{yy}^e, \quad f_y = -b\sigma_{xx}^e, \quad (5), (6)$$

способствующих облегчению преодоления дислокациями дефектов кристаллической решетки. Результат действия сил (2), (5), (6) и есть наблюдаемое в эксперименте увеличение длины двойников. Выражения, необходимые для расчета напряжений, действующих на двойникующие дислокации, приводятся ниже при выводе условий равновесия дислокаций на двойниковых границах при рассматриваемых в работе внешних энергетических воздействий на кристалл.

При изучении двойникования монокристаллов висмута имплантированных ионами в условиях возбуждения электронной подсистемы импульсами электрического тока интересно знать условие равновесия двойникующих дислокаций, находящихся в полях напряжений, вызванных указанными внешними энергетическими воздействиями. Приведем вывод данных условий.

В обзоре [6] были даны уравнения равновесия дислокаций на каждой из границ двойника (ориентация осей координат по отношению к двойниковым границам показана на рис. 3)

$$\begin{aligned} & -a\tau_0 \int_{-L}^L \frac{\rho(t)dt}{t-x} + \tau_1 \left\{ h(x)\eta_2''(x) - 2a\rho(x)\eta'(x) \right\} \\ & = \sigma^e(x, 0) + \eta_1(x) \left( \frac{d\sigma^e}{dy} \right)_0 + S_1(x), \\ & -a\tau_0 \int_{-L}^L \frac{\rho(t)dt}{t-x} - \tau_1 \left\{ h(x)\eta_1''(x) - 2a\rho(x)\eta'(x) \right\} \\ & = \sigma^e(x, 0) + \eta_2(x) \left( \frac{d\sigma^e}{dy} \right)_0 + S_2(x), \quad (7) \end{aligned}$$

где  $a$  — межатомное расстояние в направлении, перпендикулярном плоскости двойникования; константы  $\tau_0$  и  $\tau_1$  соответственно равны

$$\tau_0 = \frac{2\alpha\lambda_{1111}}{\pi(m_1 + m_2)}, \quad \tau_1 = \alpha\lambda_{1111}, \quad (8)$$

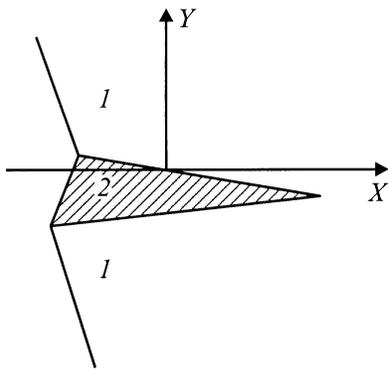


Рис. 3. Клиновидный двойник: 1 — материнский кристалл, 2 — двойниковая прослойка.

$\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения межфазной границы двойник–материнский кристалл;  $\lambda_{1111}$  — коэффициент Ламэ;  $m_1$  и  $m_2$  определяются модулями упругости среды; а  $\rho(x) = -h'(x)$ ;  $h(x)$  — толщина двойника в каждой точке вдоль оси  $OX$  ( $h(x) = \eta_1(x) - \eta_2(x)$ );  $\eta = \eta_1(x)$  — уравнение верхней границы двойника,  $\eta = \eta_2(x)$  — уравнение нижней границы двойника (в этом случае  $\eta_1(x) \geq \eta_2(x)$ ); функция  $\eta(x) = 1/2(\eta_1(x) + \eta_2(x))$  задает положение средней линии двойника.

Соотношения (7) получены при допущении, что величины  $h(x)$  и  $\eta(x)$  малые. Такое возможно в случае тонкого двойника.  $S_1(x)$  и  $S_2(x)$  — силы неупругого происхождения соответственно на верхней и нижней границах двойника. Различие этих сил на каждой из границ, как это отмечалось в [6], может быть обусловлено наличием стопоров на какой-либо из границ, неодинаковыми условиями зарождения дислокаций на каждой из границ и т.д. Если силы неупругого происхождения на обеих границах одинаковы ( $S_1(x) = S_2(x) = S(x)$ ) и несимметричность формы двойника обусловлена только градиентом внешних напряжений, то можно получить основное приближение по параметру  $h/L$  [6]

$$-a\tau_0 \int_{-L}^L \frac{\rho(t)dt}{t-x} = \sigma^e(x, 0) + S(x). \quad (9)$$

В уравнениях (7) и (9) функция  $\sigma^e(x, y)$  определяет распределение неоднородных внешних напряжений вблизи плоскости двойникования,  $(\partial\sigma^e(x))/\partial y$  в уравнении (7) — их градиент.

Как отмечалось выше, источниками напряжений в случае деформирования поверхности кристалла, облученного ионами, при одновременном пропускании импульса электрического тока и действии внешнего магнитного поля будут выступать имплантированная примесь, сжимающаяся в результате пинч-эффекта электронная плазма, напряжения, создаваемые магнитным полем, и сосредоточенная нагрузка.

Напряжения, создаваемые в кристалле имплантированной примесью, в приповерхностной области кристалла толщиной  $h = 2R_p + \Delta R_p$ , по данным работ [1,2], можно определить из соотношения

$$\sigma^i = k(x/h), \quad (10)$$

где  $k$  — константа материала.

В остальной части материала, толщина которой во много раз превышает толщину выделенного нами слоя, напряжения, обусловленные имплантированной примесью, будем считать равными нулю. Это, в частности, следует из выражения (10), если в нем  $h$  положить бесконечно большим. Тогда (10) можно записать в виде

$$k(x/h), \quad 0 \leq x \leq 2R_p + \Delta R_p, \\ \sigma^i = 0, \quad x > 2R_p + \Delta R_p. \quad (11)$$

В работе [7] было приведено соотношение, позволяющее определять распределение напряжений, вызванных в кристалле электрическим током

$$\sigma^j = \sigma_0^j \exp(-x/l), \quad (12)$$

где  $l$  — длина свободного пробега электронов;  $x$  — координата, отсчитываемая по нормали к поверхности;  $\sigma_0^j = P p_F j / e$ , где  $P$  — параметр диффузности Фукса ( $0 < P \leq 1$ ),  $p_F$  — фермиевский импульс,  $j$  — плотность электрического тока,  $e$  — заряд электрона.

Влияние магнитного поля в (7) может быть учтено соотношением [8]

$$\sigma^B = \frac{\text{grad } U(x)}{b^2}, \quad (13)$$

где  $U(x)$  — потенциал поверхностного стопора, как отмечалось в [8].

Влияние магнитного поля в отличие от метода, использованного в [8], можно учесть и с помощью формулы (12), исходя из представлений о том, что в зависимости от взаимной ориентации векторов напряженности и плотности электрического тока, пропускаемого через кристалл, в приповерхностной области кристалла в результате эффекта Холла будет наблюдаться избыток или недостаток электронов по сравнению со случаем отсутствия внешнего магнитного поля. Изменение концентрации электронов в (12) отразится в изменении величины  $j$ , а следовательно, и величины внутренних напряжений, создаваемых электрическим током в кристалле, что проявится в увеличении либо уменьшении длины клиновидных двойников, экспериментально наблюдавшемся в [9].

Поля напряжений, вызванные сосредоточенной нагрузкой, можно определить исходя из зависимости  $H = f(\sigma)$ . По данным работы [10], выражение для этих напряжений имеет вид

$$\sigma^P = H/a, \quad (14)$$

где  $H$  — микротвердость материала; для висмута  $a = 3$ .

В результате напряжения в кристалле будут равны суперпозиции напряжений, задаваемых соотношениями (11)–(14), а именно

$$\sigma^e(x, 0) = k(x/h) + \sigma_0^j \exp(-x/l) + H/a + \frac{\text{grad} U(x)}{b^2} \quad (15)$$

при  $0 \leq x \leq 2R_p + \Delta R_p$  и

$$\sigma^e(x, 0) = \sigma_0^j \exp(-x/l) + H/a + \frac{\text{grad} U(x)}{b^2} \quad (16)$$

при  $x > 2R_p + \Delta R_p$ .

Подставляя (15) и (16) в (7), получим уравнения равновесия двойникующих дислокаций в облученном кристалле при пропускании через него электрического тока. Отметим, что для данных уравнений необходимо потребовать непрерывности функций  $\eta_1(x)$  и  $\eta_2(x)$  на границе раздела выделенного нами имплантированного слоя и остальной части образца.

## Выводы

Таким образом, в результате исследования эволюции ансамблей двойников в монокристаллах висмута, облученных ионами бора энергией 25 keV, дозой  $10^{17}$  ion/cm<sup>2</sup> при пропускании через них импульсов тока длительностью  $10^{-5}$  s, плотностью до 60 A/mm<sup>2</sup>, при наличии внешнего магнитного поля величиной 0.2 Т, было установлено, что 1) облучение монокристаллов висмута ионами бора ведет к стимуляции подвижности двойникующих дислокаций; 2) пропускание через кристалл импульсов тока при наличии внешнего магнитного поля также ведет к повышению пластичности монокристаллов висмута, как не облученных, так и облученных ионами бора.

На основании дислокационной модели двойников получены уравнения равновесия двойникующих дислокаций на двойниковых границах в облученном ионами кристалле при воздействии на него внешних электрических и магнитных полей.

## Список литературы

- [1] Савенко В.С., Углов В.В., Остриков О.М., Ходоскин А.П. // Письма в ЖТФ. 1998. Вып. 8. С. 1–9.
- [2] Савенко В.С., Углов В.В., Остриков О.М., Ходоскин А.П. // ФММ. 1998. Т. 85. № 5. С. 97–105.
- [3] Савенко В.С., Остриков О.М. // Материалы IV Междунар. конф. "Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов". Воронеж, 1996. С. 20.
- [4] Савенко В.С., Остриков О.М. // Изв. вузов. Черная металлургия. 1998. № 6. С. 12–14.
- [5] Савенко В.С., Остриков О.М. // Изв. НАН Беларуси, 1998. Сер. физ.-мат. наук. № 2. С. 96–98.
- [6] Косевич А.М., Бойко В.С. // УФН. 1971. Т. 104. № 2. С. 201–254.
- [7] Роцупкин А.М., Батаронов И.Л. // Изв. вузов. Физика. 1996. № 3. С. 57–65.

- [8] Пинчук А.И. Влияние электромагнитного поля на пластическую деформацию двойникованием кристаллов висмута. Автореф. канд. дис. Минск, 1998. 17 с.
- [9] Пинчук А.И., Савенко В.С., Шаврей С.Д., Остриков О.М. // Материалы IV Междунар. конф. "Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов". Воронеж, 1996. С. 19.
- [10] Булычев С.И., Алехин В.П., Шорохов М.У. // Физ. и хим. обраб. материалов. 1979. № 5. С. 69–81.