

05;10

Двойникование монокристаллов висмута, облученных ионами бора

© В.С. Савенко, В.В. Углов, О.М. Остриков, А.П. Ходоскин

Мозырский государственный педагогический институт
Белорусский государственный университет, Минск

Поступило в Редакцию 27 августа 1997 г.

Впервые исследовалось двойникование монокристаллов, облученных ионами. Установлено, что облучение монокристаллов висмута ионами бора ведет к стимуляции подвижности двойнивающих дислокаций и гашению их источников. Полученный результат объясняется с точки зрения дислокационной модели клиновидного двойника.

Введение

Изучение двойникования металлов перспективно как с научной точки зрения, так и с точки зрения практического применения конструкционных материалов, пластическая деформация которых реализуется двойникованием [1–5]. В настоящее время внимание многих исследователей обращено на рассмотрение дислокационных механизмов изменения физических свойств кристаллов [6–9]. Это вызвано тем, что у подавляющего большинства материалов пластические свойства реализуются путем эволюции в них совокупностей дислокаций. Однако имеется ряд материалов, таких как, например, альфа-железо, кремнистое железо, цинк и т. д., пластическая деформация которых протекает путем реализации процесса двойникования. Поэтому недостаточное изучение

данного вида пластической деформации металлов не оправдано, вследствие чего сужается круг материалов, применяемых в производстве, технике, из-за отсутствия возможности программирования их физических свойств.

В предлагаемой работе изучался процесс двойникования монокристаллов висмута, облученных ионами бора. Данное исследование ведется впервые, и полученные результаты говорят об их целесообразности, так как ионно-кластерное легирование дает новый метод управления процессом двойникования и рядом физических свойств конструкционных материалов.

Выбор материала и методика эксперимента

В качестве исследуемого материала был выбран висмут, так как при деформировании его плоскости спайности (111) сосредоточенной нагрузкой в нем сравнительно легко реализуется процесс пластической деформации двойникованием в трех направлениях (фактор Шмидта равен 0,48). По причине данный материал широко применяется в подобного рода исследованиях [1–2].

Облучение ионами бора производилось по причине его нерастворения в висмуте [10], что позволяет исключить из рассмотрения влияние химических соединений, возникающих в результате взаимодействия имплантированной примеси облучаемым веществом.

Монокристаллы висмута выращивались методом Бриджмена. Размер выращенного монокристалла составлял $50 \times 10 \times 5$ mm. Образцы размером $10 \times 5 \times 4$ mm выкалывались из кристалла вдоль плоскости спайности (111).

Свежесколотая поверхность (111) монокристалла висмута облучалась ионами бора энергией 30 keV, дозой 10^{17} ions/cm². Обработанная таким образом поверхность исследуемого материала деформировалась сосредоточенной нагрузкой, в качестве которой использовалась алмазная пирамидка стандартного микротвердомера ПМТ-3. Нагрузка на индентор изменялась от $5 \cdot 10^2$ до $30 \cdot 10^2$ N. Вокруг отпечатка алмазного индентора в результате деформации появлялся ансамбль клиновидных двойников, у которых измерялась длина L и ширина устья (h).

Результаты эксперимента

Вокруг отпечатка индентора на поверхности (111) монокристалла висмута обычно возникает 6–7 клиновидных двойников типа $\{101\}\langle 001\rangle$. На рис. 1 показаны отдельные двойники, полученные у отпечатка от сосредоточенной нагрузки.

По результатам проведенных нами исследований было установлено, что количество двойников, возникающих при индентировании монокристаллов висмута, не зависит от нагрузки на индентор P (рис. 2). Однако существенное влияние на среднее число двойников N оказывают энергетические воздействия на кристалл. В нашем случае в качестве такого воздействия выступало облучение кристалла ионами бора. Из рис. 2 видно, что у образцов, облученных ионами бора, у отпечатка индентора в среднем возникают на два двойника меньше, чем у необлученных образцов, т. е. процессы генерации двойникующих дислокаций тормозятся.

Максимальная длина двойникового луча (L_m), т. е. длина наибольшего двойника в ансамбле двойников, возникающих у отпечатка индентора, линейно растет с увеличением нагрузки на индентор P (рис. 3). Причем у облученных образцов при всех нагрузках на индентор (от $5 \cdot 10^2$ до $30 \cdot 10^2$ N) длина двойников была больше, чем у необлученных образцов. В данном случае можно говорить о стимуляции процесса пробегания двойникующих дислокаций вдоль границ раздела двойник–материнский кристалл.

Качественный анализ полученных результатов

На рис. 4 изображен двойник в виде совокупности двойникующих дислокаций. Плоскость ADEK соответствует плоскости спайности монокристалла висмута (111), а плоскость ABCD является секущей, проходящей через линию действия силы \mathbf{P} перпендикулярно плоскости (111). Пусть L — длина двойника в плоскости (111), равная длине отрезка MG (рис. 4), а L_1 — расстояние от поверхности кристалла до головной дислокации, проникающей в глубь кристалла, равное длине отрезка GN . Оси декартовой системы координат выберем направленными так, как показано на рис. 4.

1* Письма в ЖТФ, 1998, том 24, № 8

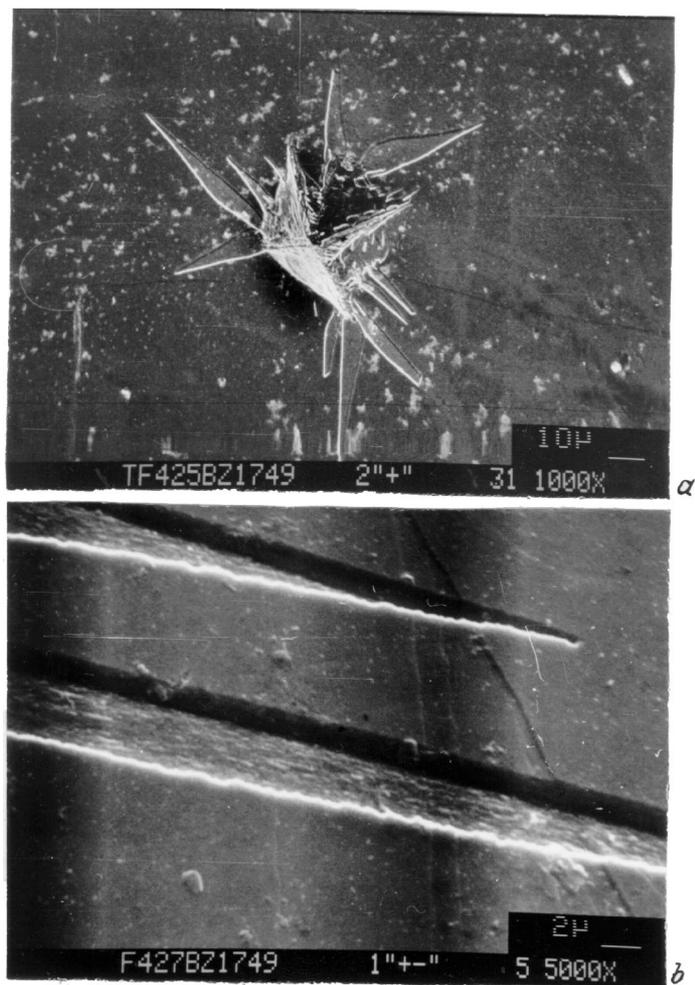


Рис. 1. Двойникование монокристалла висмута: *a* — типичная картина клиновидных двойников, возникающих у отпечатка индентора на плоскости (111) монокристалла висмута; *b* — увеличенное изображение отдельных двойников.

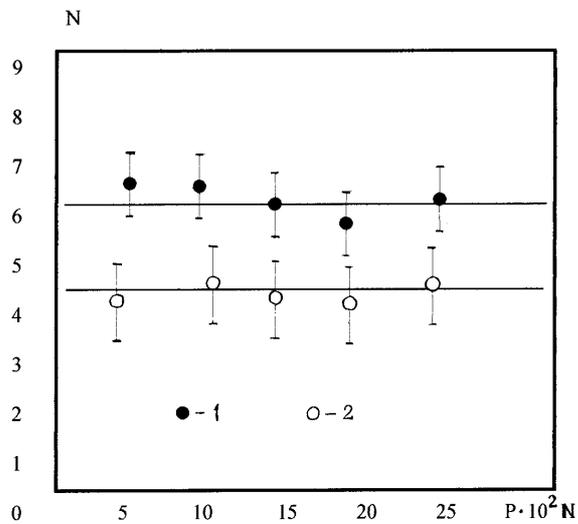


Рис. 2. Зависимость среднего числа двойников (N) от нагрузки на индентор (P): 1 — необлученный кристалл; 2 — монокристалл висмута, облученный ионами бора.

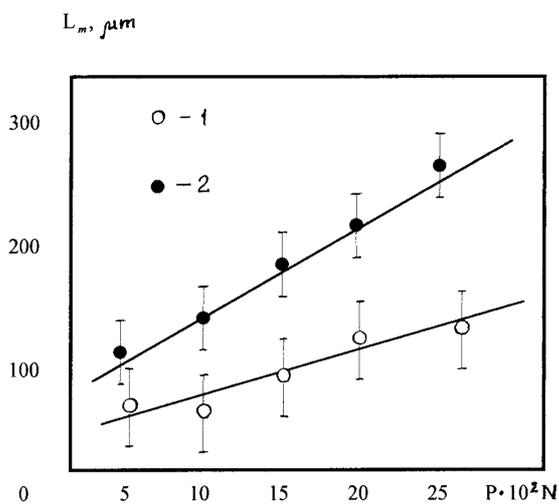


Рис. 3. Зависимость максимальной длины двойника (L_m) от нагрузки на индентор (P): 1 — необлученный кристалл; 2 — монокристалл висмута, облученный ионами бора.

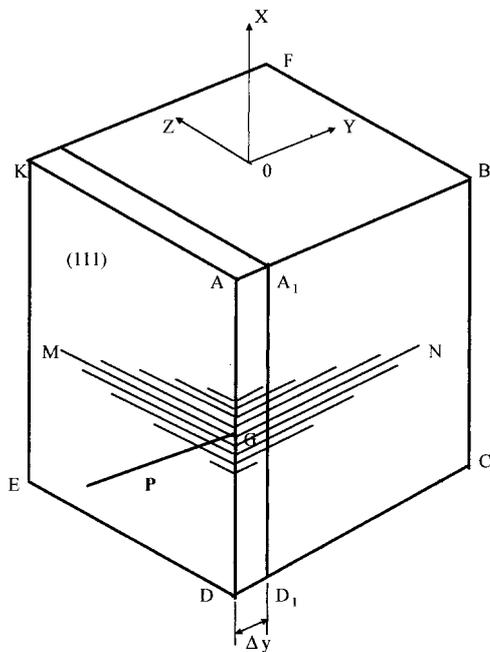


Рис. 4. Изображение двойника в виде совокупности дислокаций.

В точке N вектор Бюргерса \mathbf{b} перпендикулярен линии головной дислокации, а в точке M — параллелен ей. В результате от точки N к точке M головная дислокация плавно переходит от краевой к винтовой. Аналогичная ситуация обстоит и с остальными двойническими дислокациями.

Имплантированная примесь в кристалле распределена по закону Пирсона [11]. Распределение Пирсона является экстремальной функцией, поэтому в грубом приближении можно считать, что внедренные в материал ионы находятся на глубине их максимальной концентрации в бесконечно тонком слое. На рис. 4 расстояние от поверхности кристалла до данного слоя обозначено Δy .

Такое представление позволяет считать, что имплантированная примесь в слое Δy создает равномерно распределенные по плоскости,

проходящей на расстоянии Δy параллельно поверхности кристалла, напряжения, компенсируемые на плоскости (111) силами поверхностного натяжения. Это дает возможность свести расчет полей напряжений в приповерхностном слое к хорошо известной задаче Прандтля [12,13], согласно которой компоненты тензора деформации для рассматриваемого нами слоя равны:

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = -p - k(x/h - 2\sqrt{1 - (y/h)^2}) \\ \sigma_{yy} = -p - k(x/h) \\ \tau_{xy} = k(y/h), \end{cases} \quad (1)$$

где σ_{xx} , σ_{yy} — нормальные, а τ_{xy} — скалывающие напряжения [14], $h = \Delta y$ — ширина слоя, k — константа материала, p — произвольная постоянная.

Напряжения, создаваемые в кристалле сосредоточенной нагрузкой \mathbf{P} , действующей перпендикулярно поверхности кристалла ($\mathbf{P} \perp (111)$), определяются по формуле [14]:

$$\sigma_{rr} = -\frac{2P}{\pi r}, \quad (2)$$

где σ_{rr} — радиальная составляющая компонента тензора напряжений, создаваемых силой \mathbf{P} , приложенной к точке поверхности упругой среды; P — модуль этой силы; r — расстояние от точки приложения силы до некоторой точки среды.

Вдоль оси OX на краевую составляющую двойникующей дислокации действует сила переползания F_x [15], способствующая преодолению дислокаций при ее движении препятствий в виде дефектов кристаллической решетки, в том числе возникших в результате облучения. Отношение данной силы к длине дислокационной линии L задается соотношением

$$F_x/L = b\sigma_{yy}, \quad (3)$$

где b — модуль вектора Бюргера; σ_{yy} — нормальные напряжения, возникшие в кристалле в результате внедрения ионов (см. соотношение (1)).

На винтовую составляющую двойнивающей дислокации вдоль оси OZ действует сила F_z , величина которой определяется из выражения

$$F_z/L = b\tau_{xy}, \quad (4)$$

где τ_{xy} — скальвающие напряжения, определяемые из соотношения (1).

Результатом действия этих сил на двойнивающие дислокации и является увеличение длины клиновидных двойников.

Следует отметить, что увеличение длины двойникового луча вызвано не только действием дополнительных сил на дислокации при их движении, но и ростом стартовых скоростей двойнивающих дислокаций в результате увеличения стартовых напряжений, обусловленных повышенным напряженным состоянием в приповерхностном слое материала, в котором находятся источники двойнивающих дислокаций.

Очевидно, что в случае нерастворимой в матрице имплантируемого материала примеси с увеличением ее радиуса и дозы облучения будет наблюдаться увеличение силы, действующей на двойнивающие дислокации со стороны имплантированного слоя.

Уменьшение числа двойников, возникающих у отпечатка индентора в облученном кристалле, можно объяснить уменьшением числа источников двойнивающих дислокаций за счет изменения под действием облучения упругих характеристик приповерхностного слоя, в котором находятся источники двойнивающих дислокаций.

Выводы

В результате проведенных нами исследований кинетики двойникования монокристаллов висмута, облученных ионами бора энергией 30 keV, дозой 10^{17} ions/cm², было установлено, что

- 1) имплантированная примесь стимулирует подвижность двойнивающих дислокаций;
- 2) длина клиновидных двойников увеличивается за счет возникновения дополнительных сил, действующих на винтовую и краевую составляющие двойнивающих дислокаций, а также увеличением их стартовых скоростей, обусловленным напряженным состоянием в приповерхностном слое, в котором находятся источники двойнивающих дислокаций;

3) причиной гашения источников двойникующих дислокаций в результате ионной обработки кристаллов является изменение упругих характеристик приповерхностного слоя.

Список литературы

- [1] Савенко В.С., Цедрик М.С. // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1980. № 1. С. 105–108.
- [2] Савенко В.С., Спицын В.И., Троицкий О.А. // ДАН СССР. 1985. Т. 283. № 5. С. 1181–1183.
- [3] Босин М.Е., Лаврентьев Ф.Ф., Никифоренко В.В., Салита О.П. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 10. С. 3130–3134.
- [4] Босин М.Е., Лаврентьев Ф.Ф., Никифоренко В.В., Салита О.П. // ФТТ. 1996. Т. 38. № 12. С. 3619–3624.
- [5] Босин М.Е., Лаврентьев Ф.Ф., Никифоренко В.В., Салита О.П. // ФТТ. 1996. Т. 38. № 12. С. 3625–3627.
- [6] Савенко В.С., Троицкий О.А., Липский Н.П., Баранов Ю.В., Пинчук А.И. // Изв. АНБ. 1994. Сер. физ.-техн. наук. № 1. С. 14–17.
- [7] Роцупкин А.М., Батаронов И.Л. // Изв. вузов. 1996. Сер. физика. № 3. С. 57–65.
- [8] Алиев М.А., Алиева Х.О., Селезнев В.В. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 12. С. 3732–3734.
- [9] Свиридов В.В. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 10. С. 3097–3107.
- [10] Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. Т. 1. М. 1962. 608 с.
- [11] Комаров Ф.Ф., Новиков А.П., Буренков А.Ф. Ионная имплантация. Минск, 1994. 303 с.
- [12] Качанов Л.М. Основы теории пластичности. М., 1969. 420 с.
- [13] Соколовский В.В. Теория пластичности. М., 1969. 608 с.
- [14] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Т. VII. М., 1987. 248 с.
- [15] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., 1972. 600 с.