

УДК 548.0

## МЕХАНИЗМЫ ФОРМОИЗМЕНЕНИЯ КЛИНОВИДНЫХ ДВОЙНИКОВ В ЛОКАЛЬНО ДЕФОРМИРУЕМЫХ ИОННОИМПЛАНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ ВИСМУТА

**О. М. ОСТРИКОВ**

*Учреждение образования «Гомельский государственный  
технический университет имени П. О. Сухого»,  
Республика Беларусь*

Форма клиновидных двойников зависит от характера взаимодействия двойни-  
кующих дислокаций друг с другом и от плотности дислокаций на двойниковых гра-  
ницах [1]–[3]. Характер взаимодействия двойни-кующих дислокаций во многом обу-  
славливается дефектностью области, в которой развивается двойниковая прослойка,  
и активным взаимодействием двойни-кующих дислокаций с данными дефектами.  
Ионная имплантация создает особый каскад дефектов в приповерхностной области  
кристалла, оказывающий существенное влияние на работу источников двойни-  
кующих дислокаций и на развитие в ней клиновидных двойников [4], [5]. Изучение  
влияния ионной имплантации на форму двойников представляет интерес не только с  
точки зрения построения физической картины развития групп частичных двойни-  
кующих дислокаций Шоккли в ионноимплантированных кристаллах, но и с техниче-  
ской точки зрения, т. к. характер развития двойни-кования во многом обуславливает  
пластические свойства используемых в технике материалов.

### **Цель работы**

Исследование влияния имплантации ионов бора, азота, углерода, аргона, цирко-  
ния и тантала в висмут на форму клиновидных двойников, возникающих у концен-  
тратора внешних напряжений, и анализ возможных механизмов формоизменения  
двойников в ионноимплантированных монокристаллах висмута.

Монокристаллы висмута чистотой 99,99 % выращивались горизонтальным мето-  
дом Бриджмена. Образцы получали путем раскалывания выращенных монокристал-  
лов вдоль плоскости спайности (111).

Свежесколотая поверхность образцов облучалась ионами бора, азота, углерода,  
аргона, циркония или тантала энергией 25 кэВ, дозами  $10^{16}$  и  $10^{17}$  ион /  $\text{см}^2$  в ионном  
ускорителе ИЛУ-4.

Облученная поверхность (111) монокристаллов висмута индентировалась алмаз-  
ной пирамидой Виккерса прибора ПМТ-3. Наблюдение за двойниками, образующи-  
мися у отпечатка пирамидки, велось с помощью оптического микроскопа прибора  
ПМТ-3 и растрового электронного микроскопа NANOLAB-7.

Типичная картина ансамбля двойников, возникающих у отпечатка пирамидки  
Виккерса, представлена на рис. 1. С помощью оптической микроскопии получен  
рис. 1, а, а рис. 1, б – с помощью растровой электронной микроскопии, позволяющей  
более детально рассматривать двойники. В деформированной сосредоточенной на-  
грузкой области обычно возникает 5–10 клиновидных двойников. Как было замече-

но в данной работе, на форму этих двойников существенным образом влияет обработка поверхности монокристалла ионным пучком.

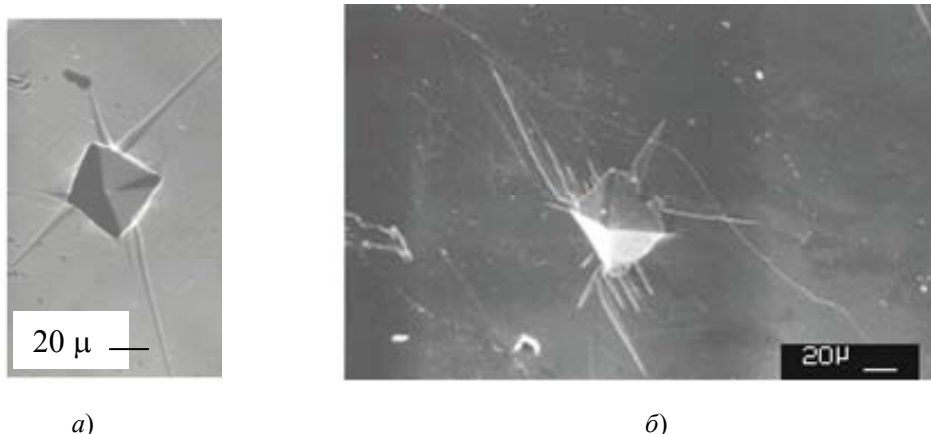


Рис. 1. Типичная деформационная картина, возникающая у отпечатка индентора на поверхности (111) необлученного монокристалла висмута:  
*a* – оптическая микроскопия; *б* – растровая электронная микроскопия (NANOLAB-7)

В ионноимплантированных монокристаллах висмута часто возникали двойники с малой степенью некогерентности двойниковых границ (рис. 2). Эти двойники имеют малый угол раствора при вершине. Степень некогерентности двойниковых границ  $\eta$  находится из соотношения [3]

$$z = H / 2L,$$

где  $H$  – ширина двойника у устья;  $L$  – длина этого двойника.

Линейная плотность двойникующих дислокаций  $\rho^{(1)}$  на двойниковой границе связана со степенью некогерентности соотношением

$$\rho^{(1)} = z / a,$$

где  $a$  – межплоскостное расстояние в направлении, перпендикулярном направлению двойникования.

Таким образом, уменьшение в результате ионной обработки степени некогерентности двойниковых границ приводит к уменьшению плотности двойникующих дислокаций на границах.



Рис. 2. Двойники с малой степенью некогерентности двойниковых границ

Данное явление можно объяснить тем, что ионная имплантация в приповерхностной области кристалла затрудняет работу источников двойникующих дислокаций. При этом развитие двойника происходит при более высоких внешних напряжениях, чем в необлученных кристаллах, из-за более позднего начала генерации дислокаций источником. Это способствует увеличению длины пробега двойникующих дислокаций, приводя к увеличению длины двойника и расстояния между двойникующими дислокациями, с которым связана плотность дислокаций на границах двойника.

Критическое напряжение, необходимое для начала генерации источником Франка-Рида дислокационной петли, определяется соотношением [6], [7]:

$$\tau_{кр} = \frac{\alpha b G}{l}, \quad (1)$$

где  $G$  – модуль сдвига;  $b$  – вектор Бюргерса;  $l$  – размер источника, коэффициент  $\alpha$  равен 0,5 [4].

Из данного выражения видно, что затруднение генерации дислокаций обусловлено уменьшением длины источников двойникующих дислокаций. Уменьшение  $l$  в ионноимплантированных кристаллах происходит из-за того, что имплантированные ионы скапливаются у источников дислокаций. Другой причиной увеличения  $\tau_{кр}$  является рост численного значения модуля сдвига  $G$ .

Следует отметить, что наиболее часто двойники с малой плотностью двойникующих дислокаций на границах возникали в монокристаллах висмута, облученных ионами циркония (данные представлены в таблице). Вероятно, это обусловлено наличием соединений циркония с висмутом, в то время как ионы бора, азота, углерода в висмуте практически не растворяются [4], [8]. В таблице частота  $v_1$  появления двойников с  $\eta < 0,05$  рассчитывалась как

$$v_1 = (N_\eta / N) 100 \%,$$

где  $N_\eta$  – среднее количество двойников с  $\eta < 0,05$ ;  $N$  – среднее количество всех двойников, возникающих у отпечатка индентора.

**Доля двойников с малой степенью некогерентности двойниковых границ ( $v_1$ ),  
ветвящихся ( $v_2$ ) и образующихся вдали от отпечатка индентора ( $v_3$ )  
на имплантированной ионами поверхности (111) монокристаллов висмута**

| Имплантированные ионы | Доля двойников, %  |                 |                |
|-----------------------|--------------------|-----------------|----------------|
|                       | $v_1, \eta < 0,05$ | $v_2$           | $v_3$          |
| Исходный образец      | 8                  | 3               | 0              |
| $B^+$                 | $\frac{19}{23}$    | $\frac{9}{11}$  | $\frac{3}{4}$  |
| $N^+$                 | $\frac{16}{21}$    | $\frac{7}{9}$   | $\frac{1}{2}$  |
| $C^+$                 | $\frac{20}{26}$    | $\frac{10}{14}$ | $\frac{3}{7}$  |
| $Ag^+$                | $\frac{10}{14}$    | $\frac{18}{23}$ | $\frac{5}{11}$ |

Окончание

| Имплантированные ионы | Доля двойников, %  |                 |                |
|-----------------------|--------------------|-----------------|----------------|
|                       | $v_1, \eta < 0,05$ | $v_2$           | $v_3$          |
| Исходный образец      | 8                  | 3               | 0              |
| Zr <sup>+</sup>       | $\frac{48}{56}$    | $\frac{10}{18}$ | $\frac{1}{3}$  |
| Ta <sup>+</sup>       | $\frac{9}{12}$     | $\frac{19}{22}$ | $\frac{9}{14}$ |

Примечание. Над чертой – значение, полученное при дозе облучения  $10^{16}$  ион / см<sup>2</sup>, под чертой – при дозе  $10^{17}$  ион / см<sup>2</sup>.

Двойники с малой степенью некогерентности границ, как правило, имеют прямолинейные границы и описываются моделью тонкого двойника [9]. Для таких двойников справедливы следующие соотношения

$$V_{\tau}^{(1)} = \frac{dl}{dt}, \tag{2}$$

$$V_n^{(1)} = \frac{dh}{dt}, \tag{3}$$

где  $V_{\tau}^{(1)}$  – скорость движения дислокаций вдоль направления развития двойника;  $dl$  – элемент длины двойникового луча на отрезке, нормальном устью двойника и проходящем через вершину двойника;  $V_n^{(1)}$  – скорость нормального роста двойниковой границы в направлении, перпендикулярном направлению развития двойника;  $dh$  – элемент длины двойникового устья;  $dt$  – малый временной интервал.

После интегрирования (2) и (3) при постоянных  $V_{\tau}^{(1)}$  и  $V_n^{(1)}$  будем иметь

$$V_{\tau}^{(1)} = \frac{L}{t}, \tag{4}$$

$$V_n^{(1)} = \frac{H}{2t}, \tag{5}$$

где  $t$  – время формирования двойника.

Результирующая скорость  $V^{(1)}$  может быть найдена, как

$$V^{(1)} = \sqrt{(V_{\tau}^{(1)})^2 + (V_n^{(1)})^2}. \tag{6}$$

Очевидно, что скорость  $V^{(1)}$  направлена перпендикулярно прямолинейной двойниковой границе.

Если принять, что при развитии клиновидного двойника в каждой плоскости кристалла движется только одна двойникующая дислокация [9], то

$$dh = adn,$$

где  $dn$  – число двойникующих дислокаций, прошедших через участок  $dh$ .

В этом случае (3) можно записать в виде

$$V_n^{(1)} = a \frac{dn}{dt}. \quad (7)$$

С другой стороны,  $dn = \rho dl$ . Тогда

$$V_n^{(1)} = a\rho^{(1)} \frac{dl}{dt} = a\rho^{(1)} V_\tau^{(1)}. \quad (8)$$

Это соотношение определяет взаимосвязь между процессами генерации и трансляции двойникующих дислокаций в клиновидных двойниках. Его удобно записать в виде

$$\rho^{(1)} = \frac{1}{a} \frac{V_n^{(1)}}{V_\tau^{(1)}}. \quad (9)$$

Из (9) видно, что плотность двойникующих дислокаций на двойниковой границе растет при увеличении скорости нормального роста клиновидного двойника, т. е. при активации процесса генерации двойникующих дислокаций и при уменьшении скорости роста длины двойника, т. е. при торможении процесса трансляции двойникующих дислокаций вдоль двойниковых границ.

Для представленных на рис. 2 двойников с малой плотностью дислокаций на границах на основании (9) и данных таблицы можно сделать вывод о том, что ионная имплантация повышает вероятность гашения работы источников двойникующих дислокаций на фоне постоянства  $V_\tau^{(1)}$ , либо увеличения скорости трансляции двойникующих дислокаций при фиксированной  $V_n^{(1)}$ .

Для двойников с прямолинейными границами, имеющих вид вытянутых равно-сторонних треугольников (рис. 2), справедливы следующие равенства:

$$V_\tau^{(1)} = V_\tau^{(2)}, \quad V_n^{(1)} = V_n^{(2)}, \quad (10)$$

где  $V_\tau^{(2)}$  и  $V_n^{(2)}$  – тангенциальная и нормальная скорости развития второй границы двойника [2].

На рис. 3 представлен иной тип двойников, возникающих у отпечатка индентора в ионноимплантированных монокристаллах висмута. Этот тип двойников имеет искривленные границы. Искривление границ двойников обусловлено их активным взаимодействием с дефектами кристаллической решетки. Данные дефекты создают вокруг себя напряжения, способствующие притяжению к ним или отталкиванию от них двойникующих дислокаций. На рис. 4 показана схема взаимодействия двойниковых границ с концентраторами напряжений. Концентраторами напряжений при этом могут выступать скопления дислокаций, микровключения или микропоры [10]. В качестве концентраторов могут служить не только скопления примесных атомов и вакансий, но и группы линейных дефектов, сформировавшиеся в результате фазовых превращений в имплантированном слое, а также дислокации, мигрировавшие вглубь от него в объем монокристалла. В работе [11] отмечалось, что имплантированные ионы могут способствовать образованию в приповерхностной области микродвойников.



Рис. 3. Двойник с искривленными границами:

⊕ – зона отталкивающих напряжений

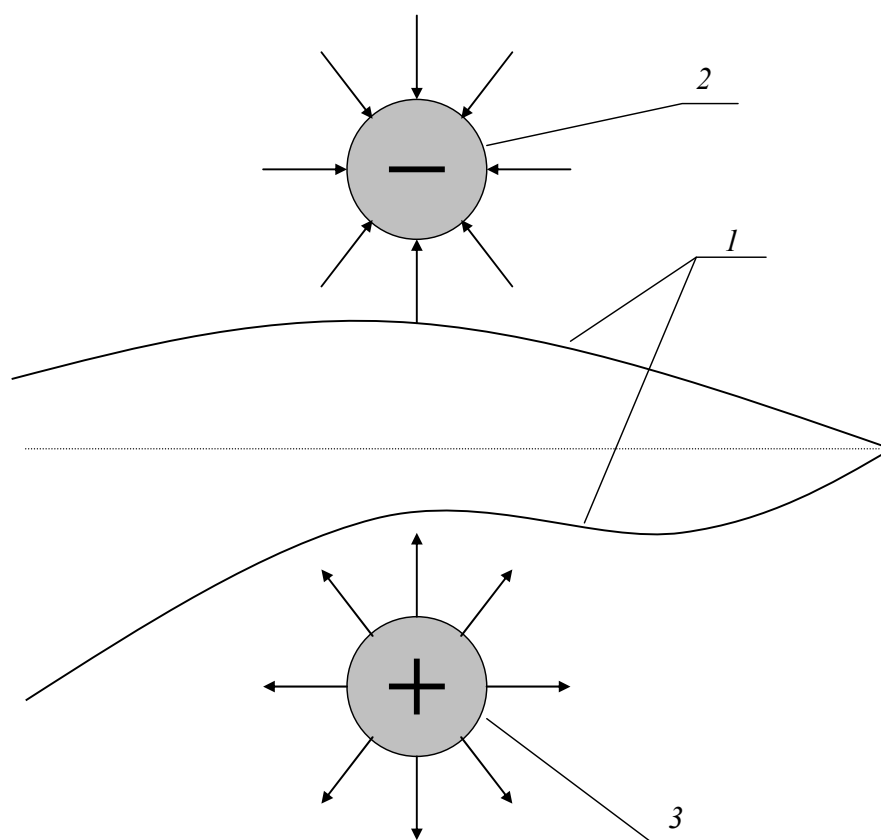


Рис. 4. Схема для описания процесса искривления двойниковых границ:

1 – двойниковые границы; 2 и 3 – область притягивающих и отталкивающих двойникующих дислокаций напряжений, соответственно («+» и «-» – условные обозначения)

Механизм искривления границ двойников можно описать, исходя из гипотезы о наличии у двойникующих дислокаций собственного вращающего момента. Это возможно благодаря наличию у вектора Бюргера частичных двойникующих дислокаций Шоккли винтовой составляющей [7]. При этом сдвиговые напряжения  $\sigma_{\theta z} = \sigma_{z\theta}$  (где  $\theta$  и  $z$  – полярные координаты), имеющие место на торцевых поверхностях ци-

линдра радиусом  $R$ , содержащего винтовую дислокацию, линия которой проходит через ось цилиндра, создают вращающий момент [7], определяемый по формуле

$$M_z = \int_0^{2\pi} \int_0^R r(\sigma_{\theta z} r dr d\theta) = \frac{Gb_b R^2}{2}, \quad (11)$$

где  $b_b$  – винтовая составляющая двойнивающей дислокации.

Смещения и напряжения для винтовой дислокации, лежащей вдоль оси незакрепленного цилиндра, определяются соотношениями [7]

$$\begin{aligned} U_\theta(r, z) &= -\frac{b_b r z}{\pi R^2}, \\ U_z(r, \theta) &= \frac{b_b \theta}{2\pi}; \\ \sigma_{\theta z} &= \frac{Gb_b}{2\pi r} - \frac{Gb_b r}{\pi R^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

На рис. 5 представлен клиновидный двойник в виде совокупности винтовых дислокаций, образующих двойниковые границы. Пусть вектора Бюргерса этих дислокаций параллельны, имеют одинаковую величину и направлены перпендикулярно плоскости  $XOY$ . Расстояния  $R$  между дислокациями положим одинаковыми. Рассмотрим три соседние дислокации 1, 2 и 3 (рис. 5) двойниковой границы. Вокруг дислокаций 1 и 3 выделим цилиндрические области радиусом  $R$  таким образом, чтобы дислокация 2 находилась на внешних поверхностях цилиндров. Тогда создаваемые дислокациями 1 и 3 вращающие моменты приведут к возникновению сил, действующих на дислокацию 2:

$$dF_{12} = \sigma_{\theta z 1} dA, \quad (13)$$

$$dF_{32} = \sigma_{\theta z 3} dA, \quad (14)$$

где  $F_{12}$  и  $F_{32}$  – силы, с которыми, соответственно дислокации 1 и 3 действуют на дислокацию 2;  $\sigma_{\theta z 1}$  и  $\sigma_{\theta z 3}$  – напряжения, создаваемые дислокациями 1 и 3 и определяемые по формуле (12);  $dA$  – элементарная площадка, содержащая дислокацию 2. В данном случае при  $r = R$  соотношение (12) имеет вид:

$$\sigma_{z\theta} = \frac{\mu b_b}{2\pi R}. \quad (15)$$

Для висмута модуль сдвига  $\mu$  имеет порядок 12 ГПа, при величине винтовой составляющей вектора Бюргерса  $1 \text{ \AA}$  и радиусе цилиндра  $R = 1 \text{ мкм}$  напряжения, определяемые соотношением (15), будут иметь порядок 0,2 МПа.

Вообще говоря, радиус цилиндра можно выбрать произвольным и для определения напряжений  $\sigma_{z\theta}$  использовать выражение (12). Однако в данном случае выбор радиуса цилиндра равным расстоянию между дислокациями продиктован предположением о том, что каждая дислокация взаимодействует лишь с соседними дислокациями. Такое допущение во многом упрощает рассматриваемую задачу, не ограничивая общность получаемых результатов.

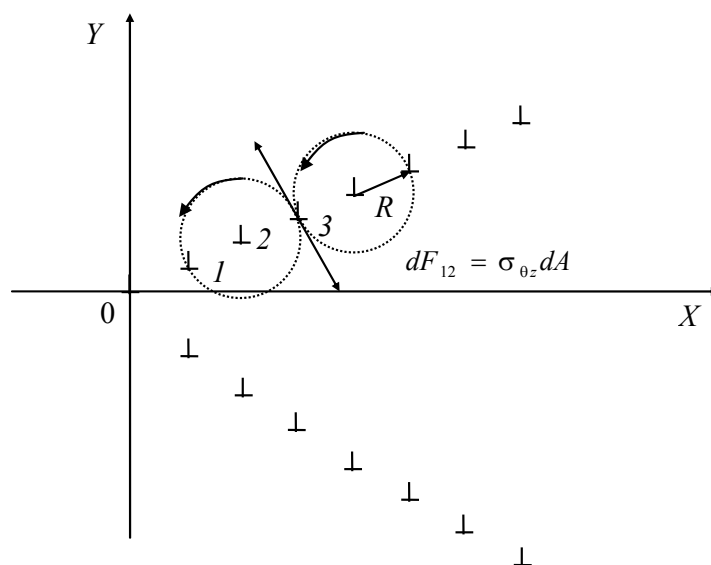


Рис. 5. Схематическое изображение взаимодействия двойникующих дислокаций с учетом наличия у них вращающего момента

Силы  $F_{12}$  и  $F_{32}$  в рассматриваемом нами случае, когда расстояние  $R$  между дислокациями одинаково, равны по модулю и противоположны по направлению, т. е. действие вращающих моментов двойникующих дислокаций взаимно скомпенсированы.

Смещение дислокации 1 или 3 на некоторое расстояние  $\Delta R$  приведет к возникновению силы  $\Delta F = |F_{12} - F_{32}|$ , которая будет стремиться привести в движение дислокацию 2 и сместить ее в равновесное положение, когда  $R_{12} = R_{32}$ . Здесь  $R_{12}$  и  $R_{32}$  – расстояния между дислокациями 1, 2 и 2, 3, соответственно. Причем, если дислокация 1 удаляется от дислокации 2, или дислокация 3 приближается к дислокации 2, то дислокация 2 будет стремиться сместиться в сторону действия силы  $F_{32}$ , и наоборот, приближение дислокации 1 и удаление дислокации 3 от дислокации 2, приведет к стремлению к смещению дислокации 2 в сторону действия силы  $F_{12}$ .

Это указывает на то, что кроме сил взаимодействия двойникующих дислокаций с концентраторами напряжений (см. рис. 4), важную роль в формообразовании границ двойников играет и вращающий момент дислокаций, благодаря наличию у них винтовой составляющей вектора Бюргерса.

На рис. 6, а показан двойник с несдвойникованной областью (отмечено стрелкой) внутри его. Схематически данная ситуация представлена на рис. 6, б. Это частный случай взаимодействия двойника со стопором, когда вершина двойника при его развитии проходит через геометрический центр стопора.

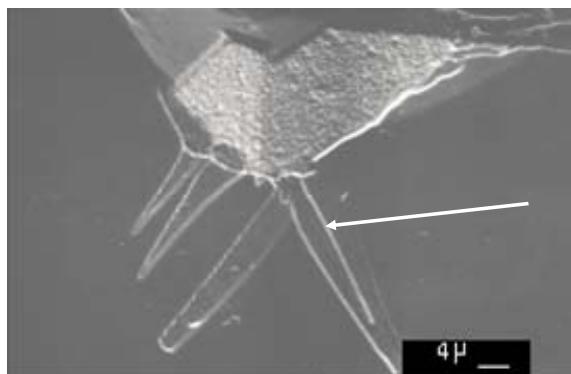
Интересны механизмы образования стопоров в ходе ионной имплантации. При этом следует отметить, что стопоры могут формироваться на глубине, превышающей глубину залегания имплантированных ионов. Это возможно благодаря наличию в приповерхностной области напряжений  $\tau^i$ , обусловленных имплантированными ионами [10], [12]. Дислокационный механизм образования стопоров под действием напряжений, сформированных имплантированными ионами, проиллюстрирован на рис. 7.

В рассматриваемом случае имплантированные ионы залегают в тонком слое у поверхности монокристалла висмута, параллельной плоскости спайности (111). Напряжения  $\tau^i$ , которые создают нерастворимые в матрице мишени имплантированные ионы, пропорциональны дозе облучения  $D$ , и радиусу  $r$  имплантированных ионов. Эта связь может быть представлена в виде

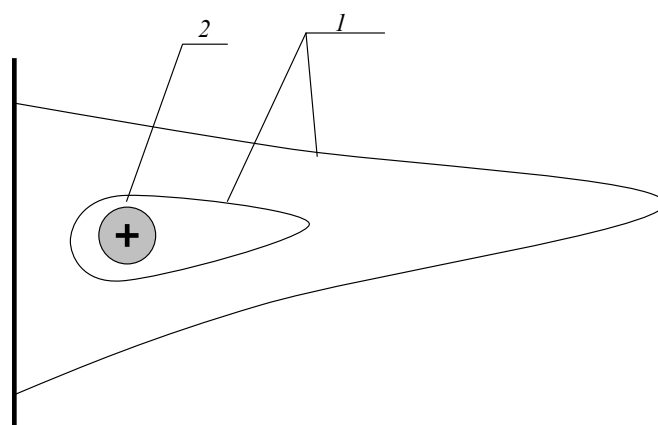


$$\tau^i = \beta b D r^n, \quad (16)$$

где  $\beta$  – коэффициент пропорциональности;  $b$  – вектор Бюргерса дислокаций, развивающихся в плоскостях  $\{11\bar{1}\}$  (рис. 7);  $n$  – степенной показатель. Следует подчеркнуть, что соотношение (16) несправедливо в случае фазовых превращений, имеющих место при растворении имплантированных ионов в матрице мишени.



а)



б)

Рис. 6. Огибание двойником стопора с образованием в двойнике несдвойникованной области (а), схема данного процесса (б): 1 – двойниковые границы; 2 – стопор

С другой стороны, для напряжений  $\tau^i$  имеет место соотношение [7]

$$\tau^i = \alpha b \mu \sqrt{\rho}, \quad (17)$$

где  $\alpha$  – коэффициент;  $\rho$  – плотность дислокаций, развивающихся в плоскостях  $\{11\bar{1}\}$ .

Число стопоров, образованных по механизму, представленному на рис. 7, а, может быть найдено из соотношения

$$N_1 = \rho / \rho_1, \quad (18)$$

где  $\rho_1$  – плотность дислокаций в одном стопоре. Тогда, учитывая (16) и (17), не трудно показать, что

$$N_1 = \frac{1}{\rho_1} \left( \frac{\beta D r^n}{\alpha b \mu} \right)^2. \quad (19)$$

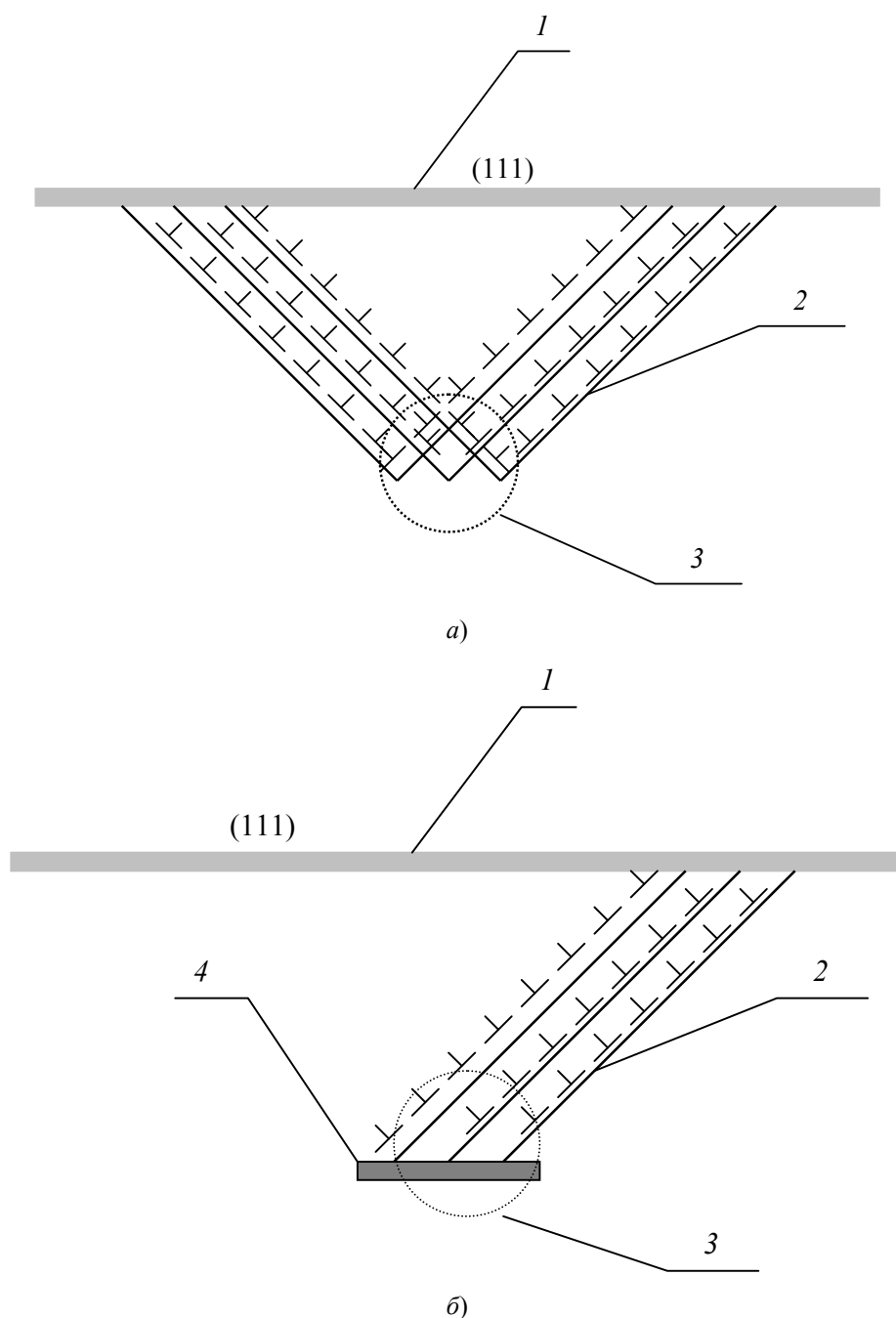


Рис. 7. Схема дислокационного механизма формирования стопоров под влиянием напряжений, инициированных имплантированными ионами: *a* – при пересечении дислокаций разных направлений; *б* – при наличии препятствия на пути движения дислокаций; 1 – имплантированный слой у поверхности, параллельной плоскости (111) монокристалла висмута; 2 – плоскости скольжения типа  $\{11\bar{1}\}$ ; 3 – сформированный скоплением дислокаций стопор; 4 – препятствие на пути движения дислокаций

Количество  $N_2$  стопоров, представленных на рис. 7, *б*, зависит от дефектности необлученного кристалла, которая связана со способом его предварительной обработки. Очевидно, что общее количество стопоров будет

$$N^{ст} = N_1 + N_2. \tag{20}$$

Рассмотренные стопоры могут выступать и в качестве источников двойникующих дислокаций в результате реакций расщепления полных дислокаций стопора на частичные двойникующие дислокации. Это проявляется в ветвлении двойников (рис. 8, *a*) и их появлении вдали от отпечатка индентора (рис. 8, *б*). В результате общее число двойников  $N^{дв}$ , возникающих у индентора в ионноимплантированных монокристаллах висмута, может быть определено функцией

$$N^{дв} = f(N^{ист} - N^{ст}), \quad (21)$$

где  $N^{ист}$  – число инициированных ионной имплантацией скоплений дислокаций, работающих, как источники двойникующих дислокаций.

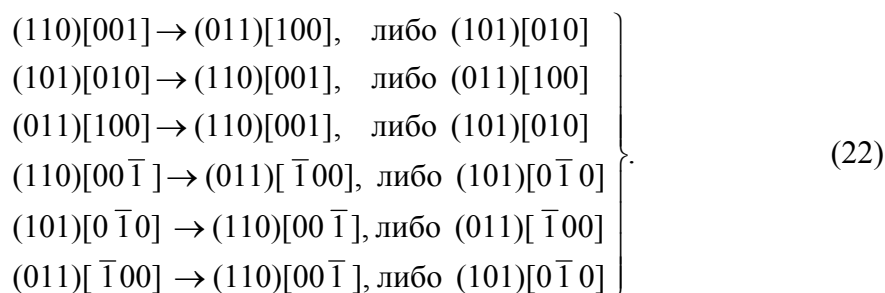
*a)**б)*

Рис. 8. Ветвление (*a*) и зарождение вдали от отпечатка индентора (*б*) клиновидных двойников

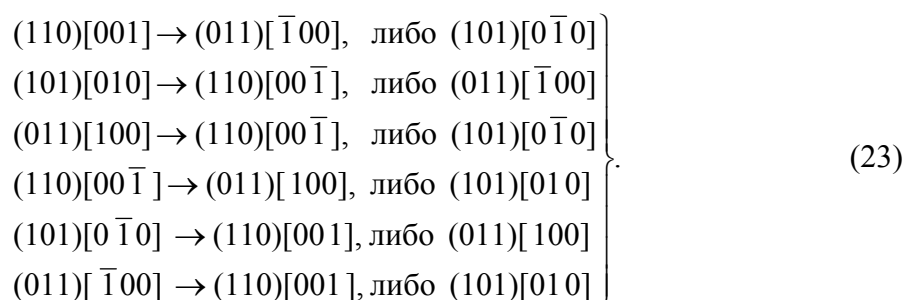
В таблице на с. 10 приведены результаты по влиянию ионной имплантации на количество ветвящихся двойников  $v_2$  и  $v_3$  – двойников, образующихся вдали от отпечатка индентора в области локального деформирования облученной ионами по-

верхности (111) монокристаллов висмута. При этом,  $v_2 = (N_b / N)100 \%$ , где  $N_b$  – среднее количество ветвящихся двойников;  $v_3 = (N_{отп} / N)100 \%$ , где  $N_{отп}$  – среднее количество двойников, возникающих вдали от отпечатка индентора. Из представленных в таблице результатов видно, что ионная имплантация способствует ветвлению двойников и их зарождению вдали от отпечатка индентора.

Процесс ветвления клиновидных двойников в монокристаллах висмута протекает в результате следующих реакций:



С левой стороны в (22) записаны символы плоскости и направления развития материнской двойниковой прослойки, справа – два возможных варианта формирования дочернего двойника. Следует отметить, что при локальном деформировании поверхности не наблюдались случаи ветвления двойников по схемам:



Это указывает на то, что направление развития дочернего двойника проходит, как правило, под острым углом к направлению развития материнской двойниковой прослойки. То есть при локальном деформировании поверхности монокристаллов дочерний двойник не может развиваться в сторону, противоположную направлению развития материнского двойника.

Ионная имплантация способна приводить к образованию в приповерхностной области не только скоплений полных дислокаций, но и групп микро- [11] и нанодвойников [13]. Направление развития таких двойников обязательно совпадает с направлением развития двойников при деформировании монокристаллов сосредоточенной нагрузкой. На рис. 9 проиллюстрирована данная ситуация. Нанодвойник, находясь у границы развивающегося двойника (рис. 9, а), является зародышем дочернего двойника, длина которого зависит от уровня напряжений у границы материнского двойника (рис. 9, б). Если нанодвойник, в результате ионной имплантации зародился в плоскости, параллельной плоскости развития материнского двойника (рис. 10, а), то возможно объединение таких двойников, ведущее к искривлению двойниковой границы материнского двойника (рис. 10, б).

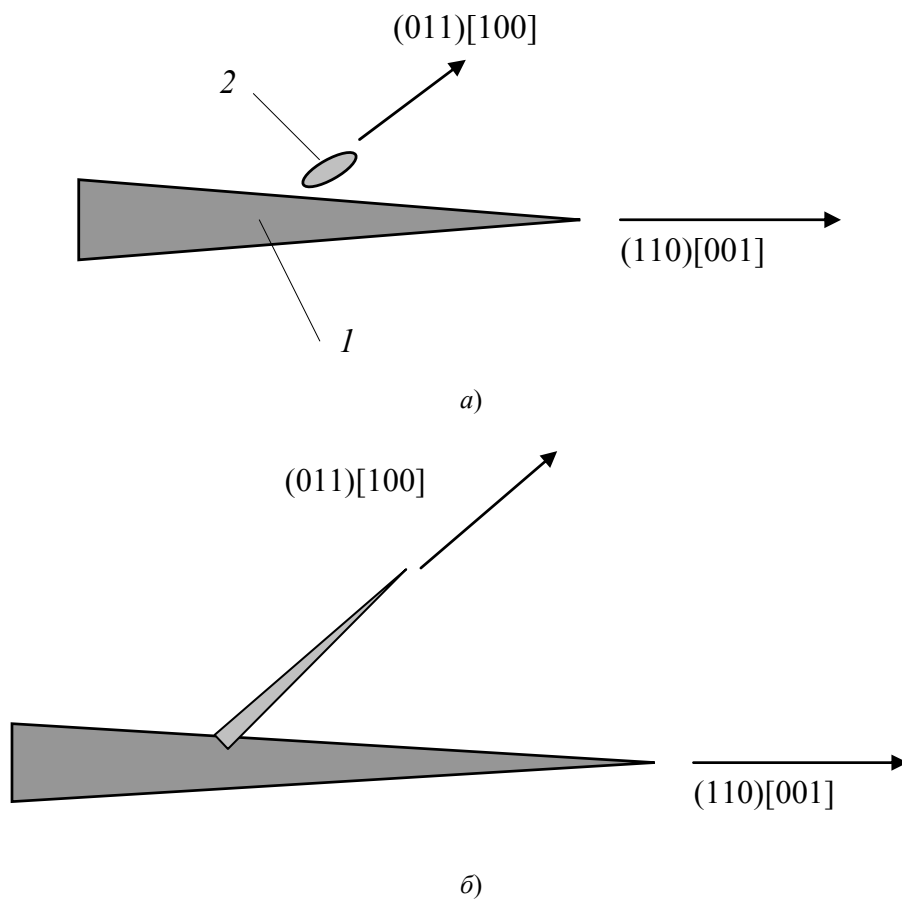


Рис. 9. Схема ветвления двойника при взаимодействии нанодвойника, сформированного ионной имплантацией: *а* – до ветвления; *б* – в процессе ветвления; *1* – клиновидный двойник; *2* – приводящий к ветвлению нанодвойник

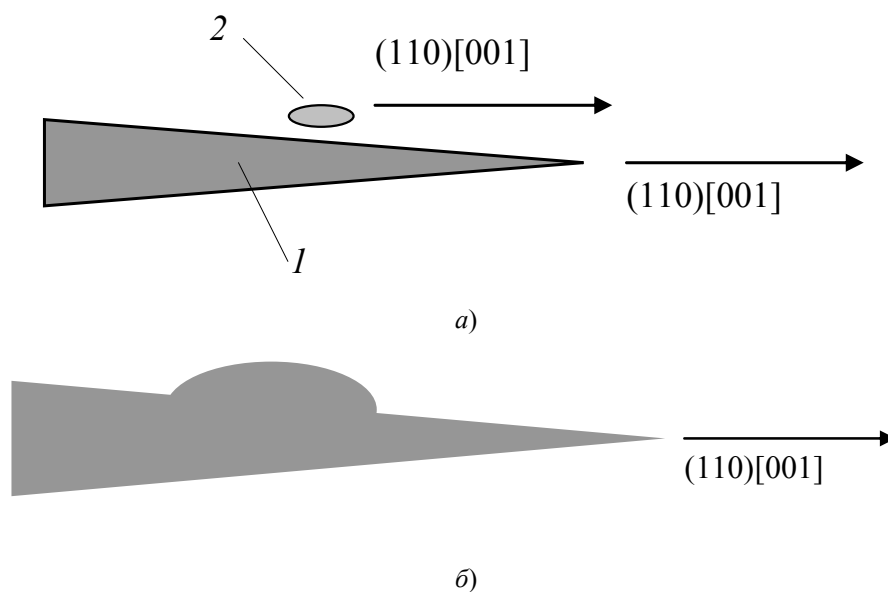


Рис. 10. Схема объединения двойника с нанодвойником, зародившимся при ионной имплантации с искривлением границы микродвойника: *а* – до объединения; *б* – после объединения; *1* – клиновидный двойник; *2* – нанодвойник

Аналогичным образом зародыши двойников (нанодвойники), сформированные в результате ионной имплантации, способствуют зарождению двойников вдали от отпечатка индентора в случае, если в этой области находился данный зародыш.

### Выводы

Таким образом, в результате исследования влияния ионной имплантации на особенности формообразования клиновидных двойников в монокристаллах висмута было установлено, что ионная обработка способствует искривлению границ и ветвлению двойников, их образованию вдали от отпечатка индентора и формированию двойников с малой степенью некогерентности границ. Это связывается с формированием в результате ионной имплантации в приповерхностной области монокристаллов висмута скоплений дислокаций, которые выступают в двойной роли. С одной стороны – источниками двойникующих дислокаций, концентраторами больших напряжений и, с другой стороны – стопорами в процессе развития двойников. В ионноимплантированных кристаллах двойники формируются при более высоком уровне напряжений под индентором, чем в случае исходных образцов. При этом увеличивается процент двойников с малой степенью некогерентности границ. В результате анализа процесса формирования таких двойников получено соотношение, связывающее плотность дислокаций на двойниковой границе с нормальной и тангенциальной скоростями развития двойника. В процессе искривления двойниковых границ важную роль играет собственный вращающий момент, обусловленный наличием у двойникующих дислокаций винтовой составляющей у их вектора Бюргерса. Нанодвойники, сформировавшиеся в кристалле в результате ионной имплантации, способствуют как процессу ветвления двойников, так и искривлению двойниковых границ.

### Литература

1. Остриков, О. М. Ветвление клиновидных двойников в монокристаллах висмута, деформированных сосредоточенной нагрузкой / О. М. Остриков // Физика металлов и металловедение. – 1999. – Т. 87, № 1. – С. 94–96.
2. 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.
3. Остриков, О. М. Напряженное состояние у клиновидного двойника при дисбалансе плотностей двойникующих дислокаций / О. М. Остриков // Прикладная механика и техническая физика. – 2002. – Т. 43, № 4. – С. 180–182.
4. Остриков, О. М. Влияние облучения ионами бора, азота, углерода и циркония на процесс генерации двойникующих дислокаций в монокристаллах висмута / О. М. Остриков // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 2001. – № 8. – С. 45–46.
5. Остриков, О. М. Особенности двойникования монокристаллов висмута, облученных ионами тантала / О. М. Остриков // Физика металлов и металловедение. – 2000. – Т. 89, № 6. – С. 99–103.
6. Остриков, О. М. Влияние импульсов электрического тока на работу источников двойникующих дислокаций в монокристаллах висмута / О. М. Остриков // Инженерно-физический журнал. – 1999. – Т. 72, № 3. – С. 592–594.
7. Хирт, Дж. Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – Москва : Атомиздат, 1972. – 600 с.

8. Остриков, О. М. Влияние температурных условий деформирования на реализацию двойникового монокристаллов висмута, облученных ионами циркония // *Металлофизика и новейшие технологии*. – 2002. – Т. 24, № 9. – С. 1215–1220.
9. Косевич, А. М. Дислокационная теория механического двойникового / А. М. Косевич, В. С. Бойко // *Успехи физических наук*. – 1971. – Т. 104, № 2. – С. 101–255.
10. Влияние импульсов электрического тока на двойникование монокристаллов висмута, облученных ионами углерода / В. С. Савенко [и др.] // *Физика металлов и металловедение*. – 1998. – Т. 85, № 5. – С. 96–105.
11. Дефекты структуры в ионноимплантированном кремнии / Ф. Ф. Комаров [и др.]. – Минск : Университетское, 1990. – 320 с.
12. Савенко, В. С. Эволюция ансамблей клиновидных двойников в монокристаллах висмута, облученных ионами углерода и циркония / В. С. Савенко, В. В. Углов, О. М. Остриков // *Кристаллография*. – 1999. – Т. 44, № 6. – С. 1100–1105.
13. Остриков, О. М. Нанодвойникование монокристаллов висмута / О. М. Остриков // *Известия высших учебных заведений. Черная металлургия*. – 2002. – № 3. – С. 51–52.

*Получено 20.03.2006 г.*