

# НАНОРЕЛЬЕФ, СОЗДАВАЕМЫЙ ДЕФОРМАЦИОННЫМИ МИКРОДВОЙНИКАМИ НА ПЛОСКОСТИ СПАЙНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА ЦИНКА

Башмаков В.И., Чикова Т.С., Ховатов П.А., Комар О.В.

*Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно, Беларусь,  
t.chikova@zrsu.by*

С помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) в окрестностях отпечатка алмазной пирамидки на плоскости (0001) монокристалла цинка обнаружены микродвойники, которые не видны в оптическом микроскопе из-за малой разрешающей способности прибора. По-видимому, по этой причине в литературе отсутствуют сведения о двойниках такого масштаба в металлических кристаллах. Поскольку зарождение механического двойника осуществляется развитием ансамблей двойнивающих дислокаций и сопровождается возникновением на двойниковых границах мощных ориентированных напряжений, это должно отражаться на рельефе сдвойникованных участков кристалла.

Используемый для исследований прибор АСМ «NT-206» со стандартными кремниевыми кантилеверами CSC-37, CSC-38 и с разрешением по вертикали 0,2 нм, по горизонтали 2,0 нм идеально подходит для изучения нанорельефа, образуемого пластическими сдвигами при деформировании двойнивающегося монокристалла сосредоточенной нагрузкой.

При индентировании металлических кристаллов первые двойники всегда зарождаются на гранях или вершинах отпечатка и имеют клиновидную форму [1]. В месте контакта двойника с отпечатком толщина двойника максимальна. То есть, вопреки установившемуся мнению [2], что деформация двойникованием возможна лишь при затруднении или невозможности скольжения, в гексагональной решетке цинка двойники зарождаются в наиболее искаженных скольжением областях кристалла.

На рис. 1 показана дислокационная модель клиновидного двойника [3] и указаны измерившиеся в экспериментах количественные параметры двойникового клина. Следует отметить, что механическое двойникование в металлах происходит с изменением объема и сдвойникованная часть кристалла образует на поверхности сложный рельеф, который отражает процессы, протекающие на границах двойник-материнский кристалл. В частности, поверхность сдвойникованного объема, пересекающая плоскость (0001), очерчена четкими границами, расположенными на разных уровнях.

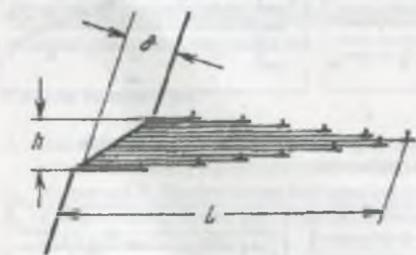


Рис. 1. Двойник как совокупность дислокаций [3].

Перепад между границами в направлении, перпендикулярном плоскости спайности, составляет  $\delta$ . По этой причине в оптическом микроскопе с малым фокусным расстоянием объектива невозможно получить одновременно четкое изображение двух границ клиновидного двойника.

Два параметра изучаемого двойника – толщина двойника в сечении перпендикулярном оси симметрии двойника –  $h$  и высота ступеньки, образуемой двойниковыми границами –  $\delta$  дают возможность оценить плотность двойнивающих дислокаций в любом сечении двойника. Согласно теории тонких двойников [3] созданной на основе экспериментов по упругому двойникованию кальцита, где двойникование осуществляется в чистом виде без скольжения

$$\frac{h}{a} = \frac{\delta}{b} = N,$$

где  $a$  – параметр кристаллической решетки цинка в направлении  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ ,  $b$  вектор Бюргера двойникуюющей дислокации. Если использовать максимальные значения  $h$  и  $\delta$  устья двойника, то  $N$  – это полное число двойникующих дислокаций, образующих двойник. При этом учитывается, что в перестройке каждой кристаллографической плоскости в двойниковую ориентацию достаточно одной двойникующей дислокации, и клиновидный двойник представляет собой совокупность кристаллографических плоскостей, в которых начато, но не окончено двойникование.

Измерения  $h$  и  $\delta$  для разных сечений двойника дают возможность вычислить угол наклона сдвойникованной части кристалла к поверхности образца  $\alpha$ :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\delta}{h}$$

В случае двойникования в идеальных условиях (отсутствует скольжения и внешняя нагрузка создает сдвиговые напряжения строго в плоскости двойникования и в направлении двойникования) угол  $\alpha$  должен быть одинаковым для всех сечений данного двойника и для всех двойников, зарождающихся в разных областях кристалла. Значения  $h$  и  $\delta$  должны линейно уменьшаться с увеличением расстояния от устья двойника к его вершине.

На рис. 2 и рис. 3 приведены зависимости количественных параметров клиновидных двойников с разной геометрией границ раздела в монокристалле цинка при перемещении от устья к вершине. Приведенные на рис. 2 данные относятся к клиновидному двойнику с прямолинейными границами. Одна из границ двойника, соответствующего рис. 3 искривлена в плоскости спайности. Кроме того, плотность двойникующих дислокаций для двойника на рис. 2 была на порядок выше, чем у двойника, соответствующего рис. 3.

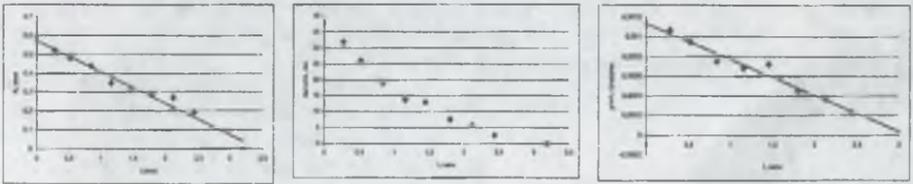


Рис. 2. Изменение параметров  $h$ ,  $\delta$  и  $\alpha$  от устья к вершине клиновидного двойника с прямолинейными границами



Рис. 3. Изменение параметров  $h$ ,  $\delta$  и  $\alpha$  от устья к вершине клиновидного двойника с криволинейными границами

Прежде всего, из рис. 2, рис. 3 видно, что  $\delta$  и  $\alpha$  изменяются по-разному для одних и тех же сечений двойников: для двойников с криволинейными границами зависимости  $\delta(L)$  и  $\alpha(L)$  имеют более сложный характер. Число винтовых составляющих двойникующих дислокаций, вычисленное по некогерентности двойниковых границ в плоскости спайности, не совпадает с числом краевых составляющих дислокаций, определенных по величине

не  $\delta$ . Если принять, что линейные размеры двойника в плоскости спайности и в направлении двойникового примерно равны, что установлено прямыми измерениями на поперечных шлифах сдвойникованных концентрированной нагрузкой кристаллах [4], то отношение плотности винтовых дислокаций  $\rho_{\text{вин}}$  к плотности краевых дислокаций  $\rho_{\text{кр}}$  отличается на порядок,

$$\frac{\rho_{\text{вин}}}{\rho_{\text{кр}}} \approx 10$$

в то время как, согласно теории тонких двойников [3], это отношение должно быть равно единице.

Такое расхождение в оценке плотности двойникоующих дислокаций может иметь разные причины.

1. Уровень ориентированных напряжений на двойниковых границах в момент зарождения двойника превышает предел текучести для скольжения в окрестностях двойника в глубине кристалла. Релаксация напряжений на скоплениях двойникоующих дислокаций сопровождается уменьшением  $\delta$ .

2. Скольжение предшествует зарождению механических двойников и сопровождает их развитие. За счет этого большая часть двойникоующих дислокаций исключается из процесса двойникового из-за дислокационных реакций между двойникоующими дислокациями и полными дислокациями, осуществляющими скольжение по призматическим, пирамидальным и базисным плоскостям в цинке. Такие реакции приведены в [5].

3. Границы двойников, возникающих у отпечатка индентора, находятся в различном напряженном состоянии: одна из границ сжата, другая – растянута. Сдвойникованный объем деформируется моментными напряжениями, величина которых изменяется от максимальных значений при  $h_{\text{max}}$  до нуля в вершине клиновидного двойника. Происходит своеобразное скручивание сдвойникованного объема, что является причиной непостоянства угла наклона сдвойникованной части кристалла  $\alpha$  при перемещении от устья двойника к вершине.

Результаты работы показывают, что использование АСМ открывает новые возможности детального исследования механического двойникового металлических кристаллов на начальных стадиях развития.

#### Список литературы

1. Башмаков В. И., Чикова Т. С. Эволюция геометрии двойниковых границ в висмуте при увеличении нагрузки // Кристаллография. 2002. Т. 47, № 3. С. 537–542.
2. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. М.: Мир, 1972. 408 с.
3. Косевич А.М., Бойко В.С. Дислокационная теория упругого двойникового кристаллов // Успехи физических наук. 1971. Т. 104, № 2. С. 201–254.
4. Якутович М.В., Яковлева Э.С. Форма механического двойника и причины, ее обуславливающие // Жур. экспер. и теор. физики. 1939. Т. 9, Вып. 7. С. 884–888.
5. Федоров В.А., Тялин Ю.И., Тялина В.А. Дислокационные механизмы разрушения двойникоующихся материалов. М.: «Издательство Машиностроение-1», 2004. 336 с.