

## ОБНАРУЖЕНИЕ ФОКУСИРОВКИ ДИФРАГИРОВАННЫХ СОВЕРШЕННЫМ КРИСТАЛЛОМ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

*В.В.Аристов, В.И.Половинкина, И.М.Шмытько,*

*Е.В.Шулаков*

В условиях большого расстояния источник излучения – плоскость наблюдения впервые получена дифракционная фокусировка слабопоглощающегося волнового поля. На изображениях клиновидных кристаллов обнаружены особенности, не наблюдаемые на обычных секционных топограммах.

Методы рентгеновской топографии обычно реализуются при небольших расстояниях ( $L < 0,5 \text{ м}$ ) между источником излучения сферической волны и плоскостью наблюдения дифракционной картины. Детали изображений совершенных кристаллов в этих случаях описываются теорией Като [1]. В теоретической работе [2] рассмотрено формирование изображения при больших расстояниях  $L$  и предсказано новое явление – фокусировка слабопоглощающегося волнового поля, которая должна наблюдаться при определенном соотношении между величиной  $L = L_s$  и тол-

шиной кристалла  $t = t_s$ . Для симметричного лауэвского отражения это соотношение имеет вид

$$L_s = K_s t_s = \frac{\sin^2 2\theta}{2 \cos \theta |X_{rh}| C} t_s, \quad (1)$$

где  $\theta$  — брэгговский угол,  $C$  — поляризационный фактор,  $X_{rh}$  — действительная часть Фурье компоненты поляризуемости.

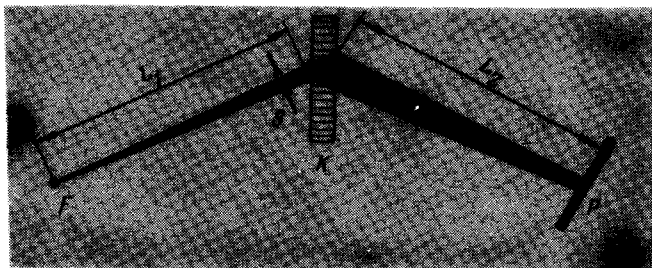


Рис.1

В настоящей работе сообщается об экспериментальном исследовании дифракционной картины при больших расстояниях  $L$ . Схема эксперимента представлена на рис.1. Генератором излучения рентгеновских лучей служил аппарат Microflex с размером фокуса не более 20 мкм. Использовалось излучение медного анода. С помощью щели  $S$  выделялась спектральная линия  $K\alpha_1$  ( $\alpha = 1,54\text{Å}$ ). Изображение фиксировалось в плоскости  $P$  на фотопластинки типа МР. Время экспозиции составляло 5 — 20 часов. Изучались дифракционные картины, получаемые от клиновидных монокристаллов Ge при фиксированном расстоянии  $L = L_1 + L_2 = 2\text{ м}$ . Клиновидная форма образцов позволяла наблюдать на одной топограмме изображение, формирующееся как в условиях фокусировки ( $t = t_s$ ), так и при других толщинах кристалла. Снимались секционные топограммы симметричных лауэвских отражений (333), (220) и (111) при  $L_1 = L_2$ . Такая геометрия обеспечивала хроматическую фокусировку линии  $K\alpha_1$ . В заданных условиях эксперимента величины  $\theta$ ,  $K_s$  и  $t_s$  равны соответственно: для отражения (333) —  $\theta = 45,1^\circ$ ,  $K_s = 4,63 \cdot 10^4$ ,  $t_s = 50\text{ мкм}$ , для отражения (220) —  $\theta = 22,7^\circ$ ,  $K_s = 1,18 \cdot 10^4$ ,  $t_s = 170\text{ мкм}$ , для отражения (111) —  $\theta = 13,6^\circ$ ,  $K_s = 0,63 \cdot 10^4$ ,  $t_s = 316\text{ мкм}$ . Выбор рефлексов обусловлен тем, что топографические изображения каждого из них формируются различными волновыми полями, распространяющимися в кристалле. Изображение (333) формируется слабо- и сильнопоглощающимися полями  $\sigma$ -поляризации (поляризационный множитель для волн  $\pi$ -поляризации близок к нулю; коэффициенты поглощения слабо- и сильнопоглощающихся полей  $\mu_1$  и  $\mu_2$  отличаются всего в четыре раза и при  $t = t_s$ ,  $\mu_1 t_s = 0,7$ ,  $\mu_2 t_s = 2,8$ ). Рефлекс (220) формируется только слабопоглощающимся полем  $\sigma$ -поляризации (для волн этого поля  $\mu_2 \approx 50\mu_1$ , волны  $\pi$ -поляризации поглощаются значительно сильнее). В изображение (111) при  $t \leq 200\text{ мкм}$  вносят вклад все волновые поля.

На рис. 2 представлены секционные топограммы отражений (220), (333) и фотометрические кривые трех участков топограмм: при  $t \rightarrow 0$ ,  $t = t_s$ ,  $t > t_s$ . Видно, что клиновидная форма кристаллов не повторяется на изображениях, как это имеет место на секционных топограммах при  $L < 0,5 \mu$  [3]. Оба отражения имеют размытое широкое изображение в области острия клина ( $t \rightarrow 0$ ); при увеличении толщины образца его изображение стягивается в плоскости рассеяния и при выполнении условия (1) имеет минимальную ширину. Дальнейшее увеличение толщины кристалла приводит к расширению изображения.

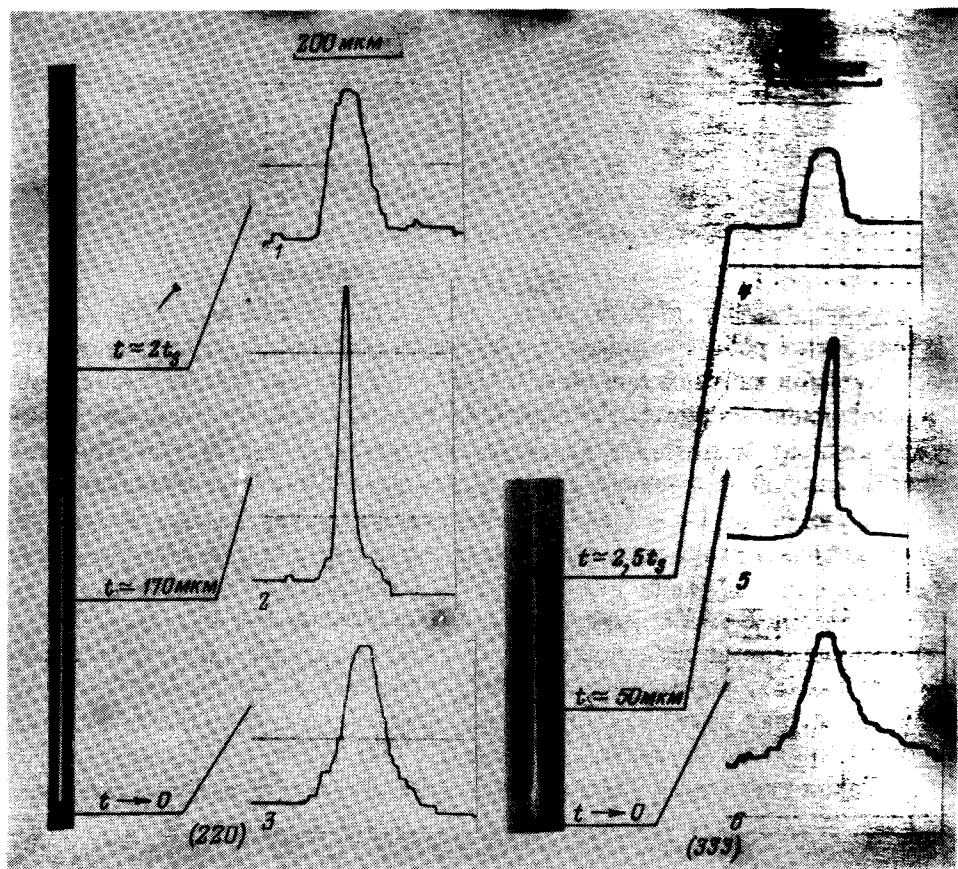


Рис.2

Ширина изображения ( $\Delta x$ ) при  $t = t_s$  в обоих случаях порядка 30 мкм, в то время как теоретические оценки дают: для (220)  $\Delta x = 1,4 \mu\text{м}$ ; для (333)  $\Delta x = 1,6 \mu\text{м}$  [2]. Большая ширина сфокусированного изображения в эксперименте, вероятно, обусловлена недостаточным линейным разрешением, которое ограничено: размерами фокуса источника, отклонением отражающей плоскости от симметричного лауэвского положения, механической нестабильностью схемы во время экспозиции. Кроме того, теоретические оценки выполнены в приближении сильнопоглощающего кристалла и дают, по-видимому, заниженное значение величины  $\Delta x$ .

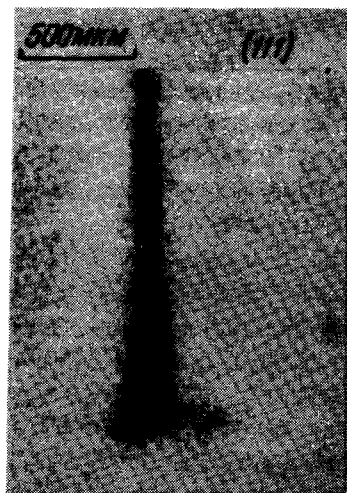


Рис.3

На изображениях тонкого кристалла ( $\mu t \lesssim 1$ ) видны осцилляции интенсивности, обусловленные интерференцией сильно и слабопоглощающихся волновых полей. Особенно хорошо этот эффект наблюдается в отражении (111). На рис.3 приведен фрагмент топограммы (111), соответствующий участку кристалла вблизи острия клина ( $t < t_s$ ). Видно, что картина маятниковых контуров отличается от наблюдаемой на секционных топограммах при  $L < 0,5 \text{ м}$  [1,3], а именно: контуры равной интенсивности направлены вершинами не к острию клина, а к его основанию.

Приведенные эксперименты показали, что вид дифракционной картины существенно зависит от расстояния  $L$ . При величинах  $L_s$  и  $t_s$ , связанных формулой (1), слабопоглощающееся поле фокусируется в плоскости расстояния. Интерференционные полосы маятникового решения при  $t < t_s$  имеют кривизну, противоположную предсказываемой теорией Като. Из полученных результатов следует необходимость дальнейших теоретических и экспериментальных исследований дифракции рентгеновских лучей.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
29 марта 1978 г.

### Литература

- [1] N.Kato. Acta Cryst., 14, 526, 627, 1961; J.Appl. Phys., 39, 2225, 2231, 1968.
- [2] А.М.Афанасьев, В.Г.Кон. ФТТ. 19, 6, 1775, 1977.
- [3] N.Kato, A.R.Lang. Acta Cryst., 12, 787, 1959.