

УДК 539.22.082.79

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КРАЕВОГО ЭФФЕКТА И ЯВЛЕНИЯ ФОКУСИРОВКИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ДЛЯ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН

© 2019 г. Г. Р. Дрмеян\*

*Институт прикладных проблем физики НАН Республики Армении,  
3126 Гюмри, Армения*

*\*E-mail: drm-henrik@mail.ru*

Поступила в редакцию 07.06.2018 г.

После доработки 25.07.2018 г.

Принята к публикации 25.07.2018 г.

Экспериментально показано, что краевой эффект и обусловленное им явление дифракционной фокусировки рентгеновских лучей одновременно можно наблюдать с использованием системы с двумя тонкими блоками ( $\mu t < 1$ ) и с узким воздушным зазором (недифракционная зона). Найдено условие достижения большого разрешения муаровых картин, полученных в двухблочных системах. Выявлена связь между фокусировкой и краевым эффектом в двухблочных системах.

**Ключевые слова:** краевой эффект, фокусировка, двухблочная система, недифракционная зона.

**DOI:** 10.1134/S0207352819060052

### ВВЕДЕНИЕ

Так как вопросы фокусировки рентгеновских лучей возникли в связи с необходимостью увеличения светосилы рентгеновских аппаратов и увеличения разрешения рентгенодифракционных картин, они являются актуальными как для рентгенографических исследований, так и для физики конденсированного состояния.

Вопросы дифракционного расширения и сужения волновых фронтов рентгеновских волн при их входе и выходе из кристаллов были рассмотрены в [1–5]. В [6–9] показано, что дифракционная фокусировка в двухблочных системах эффективна только тогда, когда расходимость первичного падающего пучка мало отличается от ширины угловой области отражения от атомных плоскостей блоков системы. Известно также [10–13], что в системе с двумя тонкими блоками ( $\mu t_1 < 1$  и  $\mu t_2 < 1$ , где  $t_1$  и  $t_2$  – толщины первого и второго блока соответственно,  $\mu$  – линейный коэффициент поглощения) и с узким воздушным зазором  $t_0$  (недифракционная зона) (рис. 1) муаровые полосы при использовании параллельного падающего рентгеновского излучения хорошо видны. Если учесть, что пучок, коллимированный щелью, обычно имеет угловую расходимость несколько угловых минут, что больше области отражения от атомных плоскостей кристалла, то такой падающий пучок не пригоден для получения

хорошей видимости муаровых полос, за исключением случая, когда толщина исследуемого кристалла достаточна для аномального прохождения (эффект Бормана). Пучок требуемой параллельности можно получить посредством брэгговского асимметричного отражения, т.е. методом кристалла–коллиматора [9]. Если кристалл достаточно тонок и на него падает такой рентгеновский пучок, то имеет место краевой эффект, когда муаровые полосы содержатся только в средней части пучка (картины), а на краях заметны очень интенсивные дифракционные линии, т.е. происходит фокусировка с помощью дифрагирующих рентгеновских лучей. Поэтому выявление зависимости краевого эффекта и явления фокусировки рентгеновских лучей в двухблочных системах станет очень важным, так как это дает возможность резко увеличить эффективность приборов, в основе которых лежит явление фокусировки рентгеновских волн в кристаллах. Эту зависимость можно использовать для интерпретации рентгенодифракционных картин, что и является целью настоящей работы. Цель достигается с помощью двухблочных интерферометров.

В настоящей работе в основном будем рассматривать вопрос дифракционной фокусировки, обусловленной краевым эффектом при динамическом рассеянии рентгеновских лучей.

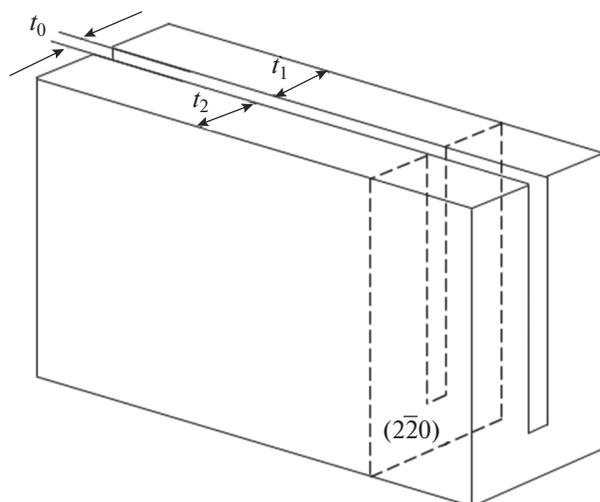


Рис. 1. Двухблочная система с узким воздушным зазором.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Известно [14–16], что когда пучок, коллимированный щелью, падает на первый кристалл (рис. 2), то поток энергии рентгеновских лучей заполняет треугольник Бормана  $AOB$  в этом кристалле. Небольшая часть падающего пучка, удовлетворяющая точному условию Брэгга, создает поток энергии, распространяющийся вдоль отражающей плоскости  $OP$ . Большая же часть падающего пучка создает поток энергии в направлениях  $OA$  и  $OB$ . После первого кристалла прошедшие и дифрагированные волны накладываются внутри треугольника  $ABC$  и, интерферируя, создают стоячие волны, отображающие периодичность атомных плоскостей первого кристалла. Так как решеточный муар возникает, когда стоячие волны испытывают также и периодическое воздействие атомных плоскостей второго кристалла, то видимость муаровых полос связана с контрастом стоячих волн. Под контрастом стоячих волн здесь подразумевается отношение амплитуд в пучности и узле. Амплитуда стоячей волны в точке  $Z$  (рис. 2) на поверхности второго кристалла определяется амплитудами прошедшего ( $O$ ) и дифрагированного ( $H$ ) пучков соответственно в точках  $X$  и  $Y$  при выходе из поверхности первого кристалла. Следовательно, если определить распределение амплитуд в пучках  $O$  и  $H$ , то из этих распределений (рис. 3) станет ясно, что контраст стоячей волны, т.е. видимость муаровых полос, больше в центре участка  $DE$  и меньше на ее краях (точки  $D$  и  $E$ ). Из рис. 2 видно, что пучки  $O$  и  $H$ , выходящие из области  $AB$ , дифрагируя во втором кристалле, расширяются, будучи ограниченными лучами  $T_1, T_4$  и  $R_1, R_4$  соответственно. Крайние пучки  $T_1, R_1$  и  $R_4, R_4$  соответственно. Крайние пучки  $T_1, R_1$  и  $R_4, R_4$  имеют большие интенсивности, так как они образовались из потока энергии, распространяю-

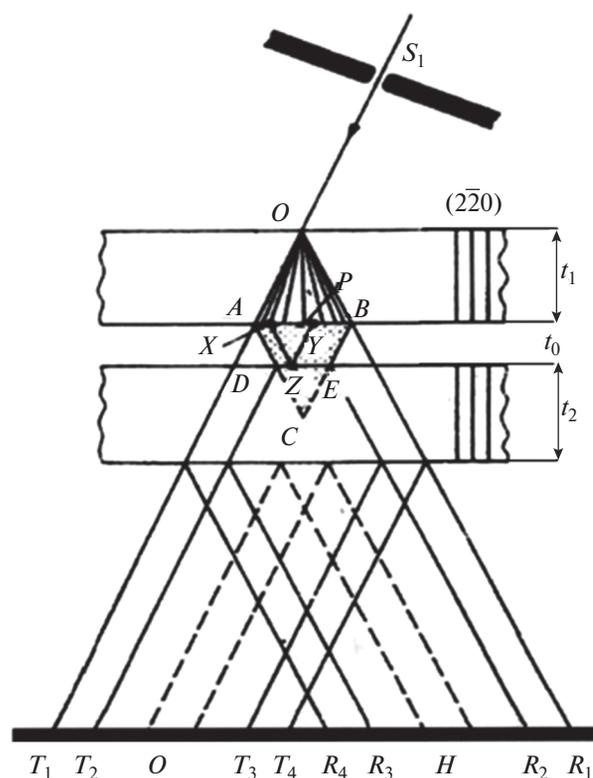


Рис. 2. Ход лучей в двухблочной системе при падении на кристалл узкого, почти параллельного пучка.

щегося в первом кристалле по направлениям  $OA$  и  $OB$ , если, конечно, толщина ни одного из двух кристаллов не достаточна для аномального прохождения. Именно по направлениям  $T_1, R_1$  и  $R_4$  наблюдается усиление интенсивности вдоль краев муаровой картины (рис. 4), т.е. имеет место своеобразное фокусирование рентгеновских лучей, обусловленное краевым эффектом. Для того чтобы входную поверхность второго кристалла пересекал треугольник  $ABC$  стоячих волн, что является необходимым условием получения муаровых картин от двухблочных систем, ширина воздушного зазора между двумя кристаллами должна быть меньше толщины первого кристалла. Исходя из вышеизложенного, можно констатировать, что для получения одновременно и дифракционных фокусированных линий, обусловленных краевым эффектом, и муаровых узоров в двухблочной системе необходимо правильно выбрать расстояние от точечного источника до первого кристалла и ширину падающего пучка на поверхность первого кристалла. Уменьшение степени расходимости первичного пучка в эксперименте достигается уменьшением ширины щели  $S_1$  (рис. 2) и вариацией расстояния источник–кристалл.

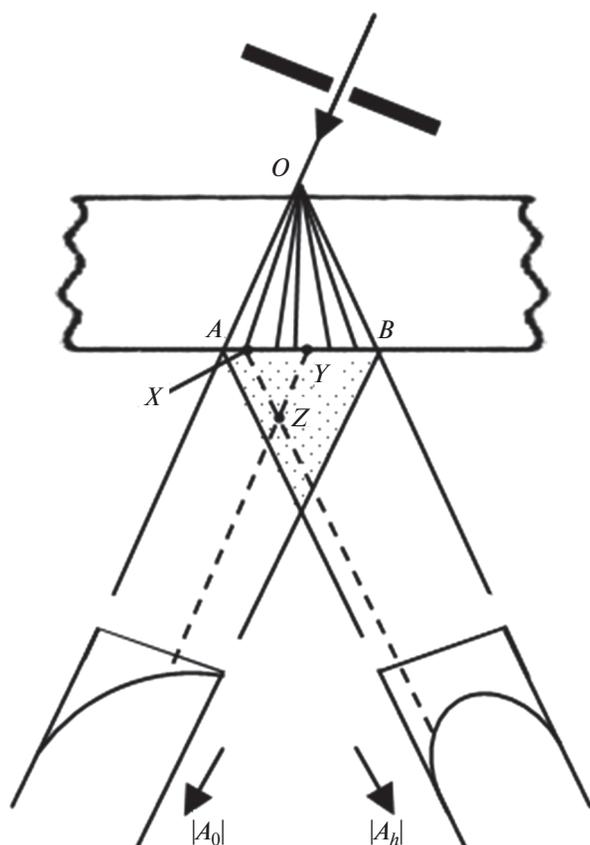


Рис. 3. Распределение амплитуд в пучках  $O$  и  $H$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для экспериментального определения зависимости краевого эффекта и явления фокусировки от степени расходимости первичного пучка из единого монокристалла кремния была изготовлена система, содержащая две параллельные тонкие монокристаллические пластины (рис. 1). Они расположены друг к другу так близко, что пучки, полученные в результате расщепления первичного пучка в первом блоке, налагаются друг на друга во втором блоке (рис. 2).

В эксперименте толщины кристаллических пластин равны:  $t_1 = 0.51$  мм ( $\mu t_1 = 0.73$ ),  $t_2 = 0.54$  мм ( $\mu t_2 = 0.77$ ), где  $\mu$  – линейный коэффициент поглощения. Расстояние между блоками до химической полировки 0.15 мм, а после –  $\sim 0.2$  мм. Угловая расходимость пучка  $2.2''$ , отражающие плоскости ( $2\bar{2}0$ ), пространственная высота пучка 10 мм, размер фокуса трубки  $0.4 \times 0.8$  мм, излучение  $MoK_{\alpha 1}$ , режим работы  $40$  кВ  $\times$   $16$  мА, расстояния от фокуса до щели  $S_1$  35 см, от щели  $S_1$  до образца – 4.5 см.

На рис. 4 приведены муаровые картины, полученные с помощью вышеописанной системы.

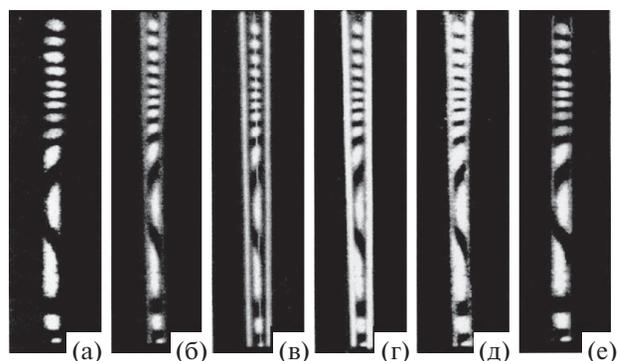


Рис. 4. Интерференционные картины, полученные от двухблочной системы при ширине щели  $S_1$ : а – 500; б – 320; в – 200; г – 110; д – 70; е – 60 мкм.

Как видно из этих картин, когда ширина щели  $S_1$  достаточно велика (от 1000 до 500 мкм), на дифракционной картине видны только муаровые узоры (рис. 4а). При уменьшении ширины до 320 мкм на картине с муаровыми узорами заметны и слабо выраженные краевые линии (рис. 4б). Когда ширина щели  $S_1$  равна 200 мкм, на краях дифракционной картины интенсивность гораздо больше, однако в ее центре заметна слабая вертикальная линия и сужение муаровых узоров (рис. 4в). Это объясняется связью краевого эффекта с маятниковыми полосами [3]. В [3] показано, что, когда на выходной поверхности первого блока появляется вершина маятниковой полосы, рефлекс приобретает более сложную структуру: или расщепление исчезает, или в рефлексе появляются три или несколько линейных компонент. Когда ширина щели  $S_1$  равна 110 мкм, четко выделяются и муаровые полосы, и дифракционные фокусированные линии (рис. 4г), обусловленные краевым эффектом. Дальнейшее уменьшение ширины щели  $S_1$  приводит к ослаблению краевого эффекта (рис. 4д, где  $S_1 = 70$  мкм) и, следовательно, к уменьшению резкости и интенсивности фокусировки. При  $S_1 = 60$  мкм почти полностью исчезают как краевой эффект, так и явление фокусировки (рис. 4е).

Таким образом, краевой эффект и обусловленное им явление фокусировки можно получить с использованием системы с двумя тонкими блоками ( $\mu t < 1$ ) и с узким воздушным зазором при соответствующем выборе ширины щели коллиматора и расстояния источник–кристалл.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из результатов экспериментов, можно констатировать следующее.

Муаровые полосы и краевой эффект одновременно можно наблюдать не только с помощью

асимметричного монохроматора, но и с использованием пучка, коллимированного щелью соответствующим образом. Подходящим выбором ширины щели и расстояния от точечного источника рентгеновских лучей до первого кристалла двухкристалльной системы можно достичь тех же результатов, что и при использовании метода кристалла–коллиматора.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сумбаев О.И., Лапин Е.Г. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 802.
2. Безирганян П.А., Аветисян Г.Г. Вопросы фокусировки рентгеновских лучей. Препринт. Ереван: ЕГУ ФТТ-21, 1980. 27 с.
3. Левонян Л.В. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 7. С. 269.
4. Aristov V., Grigoriev M., Kuznetsov S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 4058.
5. Cederstrom B., Cahn R., Danielsson M. et al. // Nature. 2000. V. 404. P. 951.
6. Chikawa J. // Appl. Phys. Lett. 1965. V. 7. P. 193.
7. Chikawa J. // J. Phys. Chem. Solids. 1967. V. 1. Suppl. P. 817.
8. Ohler M., Hartwig J. // Acta Crystallogr. A. 1999. V. 55. P. 413.
9. Дрмеян Г.Р. // Изв. НАН и ГИУА. Сер. ТН. 2004. Т. 57. № 3. С. 400.
10. Lance A.R. // Nature. 1968. V. 220. P. 652.
11. Bradler J., Lanc A.R. // Acta Crystallogr. A. 1968. V. 24. P. 246.
12. Hashizime H., Ishida H., Kohra K. // Phys. Stat. Sol. A. 1972. V. 12. P. 453.
13. Безирганян П.А., Эйрамджян Ф.О., Дрмеян Г.Р. // Тез. докл. Всесоюз. совещ. “50 лет отечественного рентгеновского приборостроения”. Ленинград, 1978. С. 216.
14. Кон В.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. Вып. 10. С. 701.
15. Ferroglio L., Mana G., Palmisano C., Zosi G. // Metrologia. 2008. V. 45. P. 110.
16. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. 390 с.

## Use of Dependence of Marginal Effect and X-Ray Focusing for Interpretation of X-Ray Diffraction Patterns

H. R. Drmeyan

It is experimentally shown that a marginal effect and corresponding diffraction focusing of X-ray may be observed simultaneously using a system with two thin blocks ( $\mu t < 1$ ) and with a narrow air gap (non-diffraction zone). A condition is found for achieving a high resolution of moiré patterns obtained in double-block systems. The correlation between marginal effect and focusing in double-block systems is revealed.

**Keywords:** marginal effect, focusing, double-block system, non-diffraction zone.