

ДИФРАКЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ СФОКУСИРОВАННОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ МНОГОСЛОЙНЫМ КРИСТАЛЛОМ

© 2006 г. В. Г. Кон

Российский научный центр “Курчатовский Институт”, Москва

E-mail: kohn@kurm.polyn.kiae.su

Поступила в редакцию 02.02.2006 г.

Исследуется брэгговская дифракция узкого рентгеновского пучка в многослойном кристалле в геометрии отражения. Методом численного моделирования эксперимента показано, что сильное интегрально-кинематическое отражение происходит на любой границе многослойного кристалла в точке пересечения узкого пучка с границей. При этом, в отличие от динамической дифракции плоской волны, потери интенсивности падающего узкого пучка на отражение малы по сравнению с обычным поглощением. В качестве примера многослойного кристалла рассмотрен интерферометр Фабри–Перо, представляющий собой два слоя кристалла кремния толщиной 70 мкм, разделенных слоем воздуха толщиной 100 мкм. Изучено отражение (12 40) при энергии фотонов 15 кэВ. Рассмотрены три способа создания узкого пучка: обрезание волнового фронта щелью, фокусировка параболической линзой и фокусировка зонной пластинкой. Показано, что для локального анализа толщин слоев и параметров рассеяния метод фокусировки параболической линзой имеет преимущество по сравнению с другими способами.

PACS: 61.10 Dp

ВВЕДЕНИЕ

Общая теория дифракционного отражения пространственно неоднородной рентгеновской волны в монокристалле была построена в начале 70-х годов прошлого века. В серии работ [1–3] была получена аналитическая формула для амплитуды дифрагированной волны на выходе из кристалла при входе в кристалл сферической волны от точечного источника на поверхности. Эта функция, являющаяся по сути пропагатором кристалла, позволяет получить решение для падающей волны с произвольным волновым фронтом методом вычисления свертки. Пропагатор кристалла может быть вычислен как решением уравнений Такаги [1, 2], так и прямым интегрированием амплитуды отражения плоской волны по всему интервалу углового отклонения от угла Брэгга, что эквивалентно вычислению фурье-преобразования [3]. В случае Лауэ, когда дифрагированная волна уходит в кристалл, ситуация с “точечным” источником на поверхности может быть легко реализована с помощью узкой щели. Это известная схема секционной топографии отдельных дефектов в кристалле (например, [4]). В случае Брэгга, т.е. при дифракционном отражении, использование щели нереально, так как отражение максимально как раз в точке входа падающей волны в кристалл и щель загораживает детектор.

В последние годы, благодаря развитию рентгеновской фокусирующей оптики, появилась воз-

можность изучать дифракционное отражение от источника на поверхности кристалла не с помощью щели, а с помощью фокусировки волны на поверхности кристалла. Для этой цели наиболее подходящими являются составные преломляющие линзы [5] желательно с параболическим профилем поверхности [6], дающие наиболее чистый фокус. В случае двухволновой дифракции вполне подходят планарные линзы [7], фокусирующие волновой фронт только в плоскости рассеяния. Более того, так как при симметричной дифракции кристалл не меняет ширину пучка, результат не зависит от конкретного положения кристалла между линзой и детектором. Это позволяет поместить детектор точно в плоскости фокуса после отражения кристаллом. При этом в экспериментальной схеме с относительно большими расстояниями между линзой, кристаллом и детектором, последний будет регистрировать такую же пространственную зависимость, как если бы и кристалл, и детектор одновременно находились в точке фокуса.

В работах [1–3] аналитическое решение для пропагатора было получено для кристалла в форме пластины конечной толщины, а в [2] было показано, что достаточно сильное отражение происходит не только от верхней границы, но и от нижней границы кристалла. Что касается многократных отражений от границ, то хотя они и учитываются в аналитических формулах, реально они очень слабы. Детальный анализ указанного

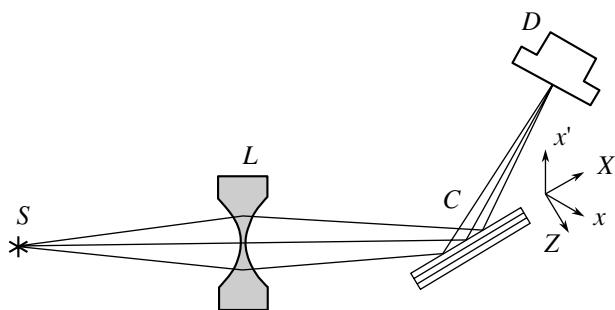


Рис. 1. Схема численного эксперимента. S – точечный источник синхротронного излучения, L – параболическая рентгеновская линза, C – многослойный кристалл, D – позиционно-чувствительный детектор.

явления до сих пор не проводился. Физически очевидно, что в случае многослойного кристалла сильное отражение должно происходить на каждой границе, однако эта ситуация не изучалась. Данная работа посвящена исследованию этого явления. Используется метод численного моделирования симметричной дифракции сфокусированной волны многослойным кристаллом и дается качественное объяснение полученным результатам.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Схема численного эксперимента показана на рис. 1. Точечный источник излучения создает расходящуюся сферическую волну. Рентгеновская линза, помещенная на расстоянии L_s от источника, фокусирует сферическую волну на расстоянии $L_f = F/(1 - F/L_s)$ от линзы, где F равно фокусному расстоянию линзы. На пути волны за линзой помещен многослойный кристалл, который изменяет направление оптической оси, отклоняя ее на двойной угол Брэгга и одновременно искажает пространственное распределение поля излучения в поперечном направлении (в плоскости дифракции). Для рентгеновских лучей с высокой точностью применимо параксиальное приближение, в котором пропагатор Кирхгофа $P(x, x', y, y', z)$ можно представить в виде произведения двух функций для x (в плоскости дифракции) и y (перпендикулярно плоскости дифракции) направлениях:

$$P(x, x', y, y', z) = P(x, x', z)P(y, y', z), \\ P(x, x', z) = \frac{1}{(i\lambda z)^{1/2}} \exp\left(i\pi \frac{(x-x')^2}{\lambda z}\right). \quad (1)$$

Здесь ось z направлена вдоль оптической оси, λ – длина волны рентгеновских лучей. В параксиальном приближении интересуются переносом поперечной зависимости поля вдоль оптической оси. Так как поляризационные свойства несущественны, будем рассматривать скалярную амплитуду поля излучения, предполагая поле поляризован-

ным в плоскости, перпендикулярной плоскости рассеяния. Это легко осуществить при использовании синхротронного излучения. Так как кристалл никак не влияет на зависимость интенсивности от координаты y , будем интересоваться зависимостью только от x .

Если известна амплитуда поля $A(x)$ в какой-либо точке на оптической оси, то перенос этого поля на расстояние L определяется сверткой с функцией $P(x, x', L)$. Так как точечный источник можно представить дельта-функцией, то соответственно излучение от точечного источника на расстоянии L равно пропагатору $P(x, 0, L)$. С другой стороны, рентгеновскую линзу будем считать тонким объектом, который искажает амплитуду поля по законам геометрической оптики. Можно без труда учесть эффекты, связанные с длиной линзы вдоль оптической оси, так как пропагатор длиной линзы известен аналитически [8]. Однако для эффектов, связанных с кристаллом, особенности длиной линзы несущественны. Соответственно пропагатор преломляющей параболической планарной линзы можно записать в виде

$$P_{PRL}(x, x', z) = T_{PRL}(x)\delta(x - x'), \\ T_{PRL}(x) = \exp\left(-i\pi \frac{x^2}{\lambda F}[1 - i\gamma]\right). \quad (2)$$

Здесь $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, $\gamma = \beta/\delta$, параметры δ и β определяют среднюю комплексную поляризуемость материала линзы по закону $\chi_0 = -2\delta + 2i\beta$, фокусное расстояние $F = R/2\delta$. Как следует из (2), линза изменяет амплитуду поля локально в каждой точке. Геометрическая апертура линзы не важна, так как реальная апертура определяется поглощением.

Кроме параболической планарной линзы для фокусировки можно использовать зонную пластинку. В связи с этим интересно сравнить результаты численного эксперимента с параболической линзой и с зонной пластинкой. В расчетах использовалось выражение для пропагатора линейной зонной пластины в виде

$$P_{ZP}(x, x', z) = T_{ZP}(x)\delta(x - x'), \\ T_{ZP}(x) = \exp(-i\phi s(x)[1 - i\gamma]). \quad (3)$$

Здесь $\phi = K\delta t$ – модуль сдвига фазы волны при прохождении материала зон, $K = 2\pi/\lambda$, t – глубина проправа зон. Функция $s(x)$ равна 1 при $r_1^2(2k) < x^2 < r_1^2(2k + 1)$, а также за пределами апертуры зонной пластины, и равна нулю при $r_1^2(2k + 1) < x^2 < r_1^2(2k + 2)$, r_1 – радиус первой зоны Френеля, определяющий фокусное расстояние по закону

$F = r_1^2/\lambda$, k – целое число в интервале от нуля до максимального числа зон.

Что касается пропагатора дифракционного отражения многослойным кристаллом $P_{MC}(x, x', z)$, то он также не зависит от z и в симметричном случае зависит лишь от разности аргументов $(x - x')$ с определенной оговоркой. А именно, координата x отсчитывается от нуля перпендикулярно отклоненной оптической оси после кристалла, а координата x' отсчитывается перпендикулярно оптической оси до кристалла. Кроме того, существует система координат (X, Z) , связанная с поверхностью кристалла. Направления этих осей показаны на рис. 1. Выражение для пропагатора можно записать в виде интеграла Фурье

$$P_{MC}(x, x', z) = \int \frac{dq}{2\pi} R_{MC}(q) \exp(iq(x - x')). \quad (4)$$

Функция $R_{MC}(q)$ является амплитудой отражения плоской волны, зависящей от углового отклонения (q/K) падающей волны от угла Брэгга. Вычисление этой функции в общем случае проводится с использованием рекуррентной формулы, вывод которой может быть найден в большом числе работ. Ниже приводится выражение, полученное в [9], согласно которому $R_{MC}(q) = R_N(q)$, где индекс N означает число слоев многослойного кристалла. Соответственно эта функция получается с помощью многократного применения рекуррентной формулы

$$\begin{aligned} R_k(q) &= \frac{R_1 - R_2 C \exp(i\phi)}{1 - C \exp(i\phi)}, \quad C = \frac{R_1 - R_{k-1}(q)}{R_2 - R_{k-1}(q)}, \\ \phi &= \frac{ad_L}{\gamma_0}, \quad a = (\sigma^2 - s^2 f)^{1/2}, \quad R_{1,2} = \frac{\sigma \pm a}{sf}, \quad (5) \\ \sigma &= (q - q_0) \sin 2\theta_B - i\mu_0, \quad s = K\chi_h, \\ f &= \frac{\chi_{-h}}{\chi_h}, \quad \mu_0 = K\chi''_0. \end{aligned}$$

Здесь используется обозначение x'' для мнимой части комплексной величины x и предполагается, что $a'' > 0$; d_L – толщина слоя; в симметричном случае $\gamma_0 = \sin \theta_B$; параметры $\chi_0, \chi_h, \chi_{-h}$ – фурье-компоненты поляризуемости кристалла на векторах обратной решетки $\mathbf{0}, \mathbf{h}$ и $-\mathbf{h}$. Параметр $q_0 = K\phi + K[\Delta E/E + \Delta d/d] \operatorname{tg} \theta_B$, где ϕ – поворот кристалла из точного положения, $\Delta E/E$ – относительное изменение энергии фотонов, $\Delta d/d$ – относительное изменение межплоскостного расстояния для отражающих атомных плоскостей.

Вообще говоря, поворот кристалла меняет направление выходной оптической оси и может быть учтен введением дополнительного экспоненциального множителя. В данной работе будем считать, что кристалл не вращается. Что же каса-

ется изменения энергии фотонов и межплоскостного расстояния, то первое необходимо учитывать в случае немонохроматического излучения, а второе может меняться от слоя к слою. Все параметры в формуле (5) относятся к k -му слою. Предполагается, что слои пронумерованы снизу вверх, так что первым слоем является подложка, а последний слой имеет верхней границей входную границу кристалла. Стартуя с функции $R_0(q) = 0$ при $k = 0$ и последовательно применяя формулу (5), получаем необходимую фурье-компоненту пропагатора многослойного кристалла при $k = N$.

Расчет пространственного распределения интенсивности в плоскости детектора проводился методом двойного фурье-преобразования, используя метод быстрого преобразования Фурье [10] по следующей схеме. В случае параболической линзы поле непосредственно за линзой равно $A(x) = P(x, 0, L_s) T_{PRL}(x)$. Для этого поля вычислялось его фурье-изображение $A^*(q)$. Далее, используя свойство свертки двух функций, согласно которому ее фурье-изображение равно произведению фурье-изображений множителей, для учета расстояния линза-кристалл L_1 функция $A^*(q)$ умножалась на фурье-изображение пропагатора Кирхгофа $P^*(q, L_1)$.

Аналогичным образом для учета кристалла к произведению добавлялся новый множитель – функция $R_{MC}(q)$. И наконец, для учета последнего расстояния кристалл-детектор L_2 необходим множитель $P^*(q, L_2)$. С учетом аналитического выражения $P^*(q, z) = \exp(iz(q^2/2K))$ можно легко убедиться, что $P^*(q, L_1)P^*(q, L_2) = P^*(q, L_1 + L_2)$ и результат зависит только от суммарного расстояния от линзы до детектора через кристалл. Итак, получив фурье-изображение поля на детекторе в виде $B^*(q) = A^*(q)R_{MC}(q)P^*(q, L_1 + L_2)$ и вычисляя обратное фурье-преобразование, получаем пространственную структуру поля на детекторе в виде функции $B(x)$. Относительная интенсивность вычислялась по формуле $I(x) = |B(x)|^2 \lambda(L_s + L_1 + L_2)$. При расчете фурье-изображений использовалась сетка из 65536 точек с равномерным шагом 0.02 мкм.

В качестве примера многослойного кристалла рассмотрен интерферометр Фабри-Перо, который был изготовлен и использован в [11]. Интерферометр состоит из двух слоев кристалла Si толщиной 70 мкм, разделенных слоем воздуха толщиной 100 мкм. Входная поверхность параллельна плоскостям (3 1 0). В [11] использовалось отражение (12 4 0), для которого угол Брэгга равен 90° при энергии фотонов $E = 14.44$ кэВ. В данной работе рассматривается то же самое отражение, но расчет был проведен для $E = 15$ кэВ. При этом угол Брэгга $\theta_B = 74.27^\circ$, другие дифракционные параметры в формуле (5) равны соответственно $\mu_0 = 2.254 \times$

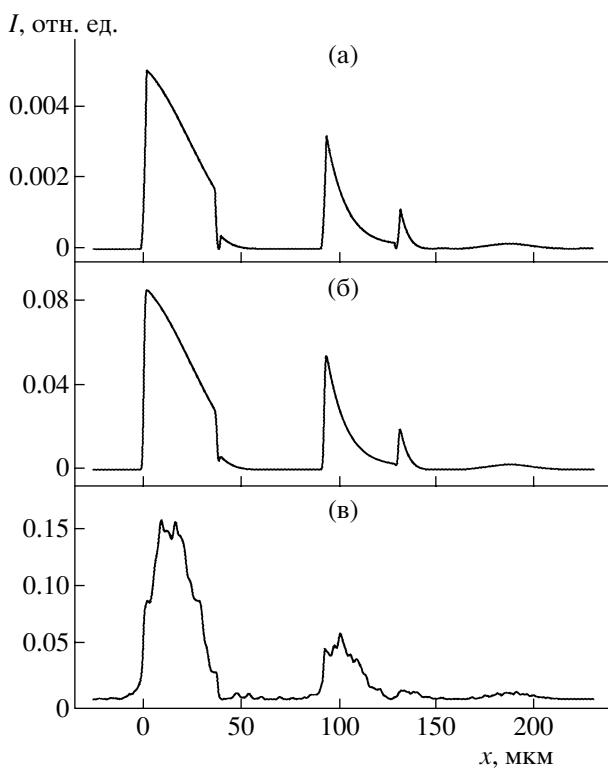


Рис. 2. Пространственное распределение относительной интенсивности на детекторе в случае отражения многослойным кристаллом узкого пучка, созданного тремя способами: а – ограничение волнового фронта узкой щелью, б – фокусировка параболической линзой, в – фокусировка френелевской зонной пластинкой.

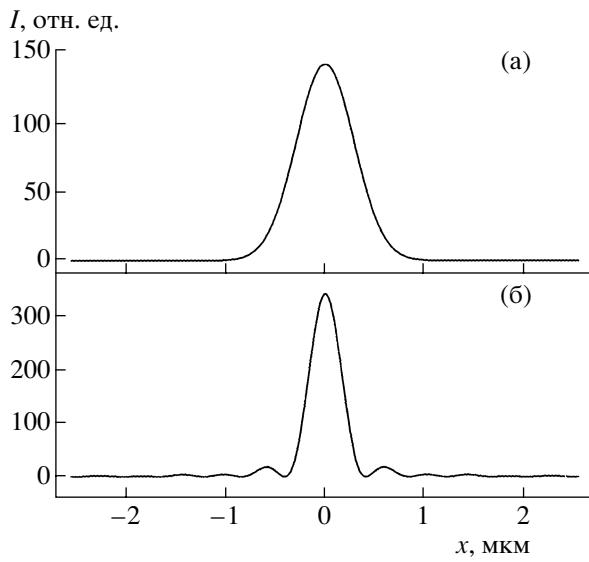


Рис. 3. Структура фокусного пятна (изображение точечного источника) в случае параболической линзы (а) и зонной пластинки (б).

$\times 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$, $s = (-2.486 + i0.1054) \times 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$, $f = 1$. Эти данные были получены по программе Степанова [12].

ДИФРАКЦИЯ ПУЧКА, ОГРАНИЧЕННОГО УЗКОЙ ЩЕЛЬЮ

На рис. 2 а показано распределение относительной интенсивности отраженной волны в случае, когда на расстоянии 50 м от источника и прямо перед кристаллом установлена щель шириной $D = 3 \text{ мкм}$. Расстояние между кристаллом и детектором также равно нулю. В пределе бесконечно узкой щели данная кривая в первых двух областях, т.е. после точки $x = 0$ входа пучка в первый слой и после точки $x = x_0$ выхода падающего пучка из первого слоя, описывается аналитической формулой [2]:

$$\begin{aligned} I(x) &= \left| \frac{sD}{2 \sin 2\theta_B} \right|^2 \exp\left(-\mu_0 \frac{2x}{\sin 2\theta_B}\right) \times \\ &\quad \times |\theta(x)G_0(x) - \theta(x-x_0)G_1(x)|^2, \\ G_0(x) &= J_0(Bx) + J_2(Bx), \\ G_1(x) &= J_0(B\eta) + 2\xi J_2(B\eta) + \xi^2 J_4(B\eta), \quad (6) \\ B &= \frac{(s^2 f)^{1/2}}{\sin 2\theta_B}, \quad x_0 = 2d_1 \cos \theta_B, \\ \eta &= (x^2 - x_0^2)^{1/2}, \quad \xi = \frac{x - x_0}{x + x_0}. \end{aligned}$$

Здесь $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода и n -го порядка, $\theta(x)$ – ступенчатая функция, равная единице при положительном значении аргумента и нулю при отрицательном значении, D – ширина щели, d_1 – толщина первого (кристаллического) слоя, остальные обозначения даны в (5).

Легко убедиться, что вычисленная кривая в основном следует формуле (6). Максимальное значение отражения в точке входа пучка в кристалл с хорошей точностью равно значению коэффициента перед экспонентой в формуле (6). Заметим, что поведение кривой в начальной области определяется только верхней границей, а точнее – амплитудой отражения толстым кристаллом на хвостах угловой зависимости, где она равна $R(q) \approx s/2\sigma$. Действительно, с учетом только хвостов имеем $I(x) = |DA_R(x)|^2$, где

$$\begin{aligned} A_R(x) &\approx \frac{s}{2 \sin 2\theta_B} \int \frac{dq}{(2\pi)} \frac{\exp(iqx)}{(q - i\mu_0/\sin 2\theta_B)} = \\ &= \frac{si}{2 \sin 2\theta_B} \theta(x) \exp\left(-\frac{\mu_0 x}{\sin 2\theta_B}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Из формулы следует, что измерение относительной интенсивности в начальной точке позволяет

непосредственно определить параметр дифракции $|\chi_h|$.

С ростом x экспоненциальный закон убывания интенсивности постепенно сменяется более сложным законом, в котором начинает играть роль многократное (динамическое) отражение, однако наличие нижележащих слоев никак себя не проявляет. Наконец, в точке x_0 падающий узкий пучок достигает нижней границы. Наличие границы нарушает равновесие и возникает новое сильное кинематическое отражение с противоположным знаком. Теперь функция $G_1(0) = 1$. Она больше по величине, чем $G_0(x_0)$, и входит в сумму с противоположным знаком. В пределе бесконечно узкой щели интенсивность сразу за точкой x_0 пропорциональна $|1 - G_0(x_0)|^2$. Следовательно, интенсивность резко уменьшается, если до этого она не успела уменьшиться при малой толщине слоя, и наоборот возрастает, если до этого она существенно снизилась при большой толщине слоя. При рассматриваемых параметрах рассеяния имеет место промежуточный случай. Так как в расчетной кривой размер щели не равен нулю, это приводит к дополнительной особенности, а именно, вблизи границы есть точка, в которой при интегрировании по размеру щели оба вклада компенсируют друг друга и интенсивность равна нулю.

С ростом x во второй области оба вклада стремятся к нулю и отражение исчезает. Но исчезновение отражения не означает отсутствие падающего пучка. В рассматриваемом образце второй слой не содержит кристалла и сам не отражает. Но когда падающий пучок достигает верхней границы третьего (кристаллического) слоя в точке $x_1 = x_0 + 2d_2 \cos \theta_B$, где d_2 – толщина второго (воздушного) слоя, возникает новое кинематическое отражение, а с ростом x интенсивность убывает так же быстро, как и во второй области, хотя аналитическая формула для этого случая не получена. Наконец, скачок интенсивности имеет место и при пересечении падающего пучка с четвертой границей образца. Интересно, что максимум отражения на верхней границе второго кристаллического слоя должен быть таким же, как и для первого слоя с поправкой на то, что падающий пучок ослаблен за счет поглощения в первом слое и за счет отражения. В нашем случае полное ослабление определяется коэффициентом 0.63, в то время как фактор поглощения равен 0.72. Это говорит о том, что потери интенсивности падающего узкого пучка на отражение относительно малы. Кинематическое отражение прекращается по мере удаления точки отражения от границы независимо от интенсивности падающего пучка. Причина в том, что волны, отраженные с разных глубин, имеют разные фазы и в сумме гасят друг друга. Только наличие границы нарушает взаимное погасание и приводит к ненулевой интенсивности отраженной волны. В этом принципиальное от-

личие дифракции узкого пучка от динамической дифракции плоской волны. В случае отражения узкого пучка динамическая дифракция в смысле перекачки интенсивности из падающего в отраженный пучок вообще не имеет места. Отраженные лучи попадают в точки пространства, где нет падающего пучка.

ДИФРАКЦИЯ ПУЧКА, СФОКУСИРОВАННОГО ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ЛИНЗОЙ

Как было отмечено выше, использование щели прямо перед кристаллом в эксперименте на отражение невозможно. Однако использование фокусирующей линзы не представляет проблем. В этом разделе мы обсудим результаты численного эксперимента с использованием параболической рентгеновской линзы. Схема эксперимента представлена на рис. 1. В расчетах использовалась двояковогнутая линза из кремния с радиусом кривизны поверхностей $R = 7.52$ мкм. Согласно [8] такая линза имеет фокусное расстояние F , дифракционный предел размера фокуса s_f и эффективную апертуру A , определяемые формулами

$$F = \frac{R}{2\delta}, \quad s_f = 0.665(\lambda F \gamma)^{1/2}, \quad A = \left(\frac{\lambda F}{2\gamma}\right)^{1/2}, \quad (8)$$

где δ и γ определены в (3). Подставляя значения параметров, получаем $F = 174.2$ см, $s_f = 0.66$ мкм, $A = 102.4$ мкм. Распределение интенсивности в области фокуса для точечного источника показано на рис. 3а.

Следует отметить, что измеряемый в эксперименте размер фокуса зависит от размеров проекции источника на плоскость фокусировки. Точнее, необходимо вычислить свертку показанной на рис. 3а кривой с гауссианом, полуширина которого меньше эффективного размера реального фокуса в L_f/L_s раз. Однако при отражении волны кристаллом когерентная дифракция происходит от каждой точки источника независимо. Поэтому расчет необходимо проводить с точечным источником и уже регистрируемую на детекторе интенсивность усреднять по проекции размера источника. В расчете размер проекции источника равен 1 мкм.

Результаты расчета кривой отражения в случае сфокусированного пучка показаны на рис. 2б. Как следует из расчета, дифракция сфокусированного пучка происходит точно так же, как и в случае со щелью. Но для щели размером 0.7 мкм интенсивность в начальной точке равна 0.0003, в то время как для линзы она равна 0.086, т.е. в 286 раз больше. Отсюда следует, что выигрыш интенсивности в случае комбинации линзы с кристаллом даже выше, чем от одной линзы. По-видимому существенную роль играет не только макси-

мальное значение, но и профиль фокуса. Интересно, что если усреднение по размеру источника довольно существенно влияет на форму фокуса, то в случае с кристаллом оно почти незаметно. Усреднение привело лишь к сглаживанию узкого провала интенсивности около нижней границы первого кристалла.

Таким образом, использование параболической линзы весьма эффективно при изучении многослойных кристаллов, так как позволяет изменять толщины слоев локально в разных точках поверхности. Можно менять угол Брэгга, порядок отражения, длину волны для достижения наиболее оптимальных условий в каждом конкретном случае.

ДИФРАКЦИЯ ПУЧКА, СФОКУСИРОВАННОГО ЗОННОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Часто в экспериментах для фокусировки пучка используются френелевские зонные пластинки. Результат расчета, в котором параболическая линза была заменена на зонную пластинку, показан на рис. 2в. Использовалась линейная зонная пластинка из кремния с радиусом первой зоны $r_1 = 12$ мкм и числом зон 226. Апертура зонной пластинки равна 360.8 мкм. Предполагалось, что зонная пластинка имеет максимальную эффективность, то есть сдвиг фазы в зонах равен π . Так как зонная пластинка пропускает излучение за пределами апертуры, а кристалл все отражает, то для получения более качественной картины область зонной пластинки за пределами апертуры была закрыта щелью. Фокусное расстояние совпадает с таковым для параболической линзы, а именно, $F = 174.2$ см. Распределение интенсивности в области фокуса для точечного источника показано на рис. 3б.

Результат расчета показал, что зонная пластинка не годится для изучения отражения кристаллом узкого пучка. В нашем случае она дает достаточно хороший фокус и даже с выигрышем в интенсивности по сравнению с параболической линзой из-за большой апертуры. Но интенсивность в фокусе собирается из большого углового диапазона, который значительно превышает угловой диапазон отражения кристаллом. Поэтому сам фокус отражается слабо. С другой стороны, зонная пластинка оставляет заметную интенсивность за пределами фокуса из-за наличия более высоких порядков отражения. Эта интенсивность

распределена в пространстве и по этой причине пучок нельзя считать узким. Другими словами, более высокие порядки фокусировки портят пространственную структуру отраженной многослойным кристаллом волны.

Следует отметить, что в анализируемом случае искажение оказалось очень сильным из-за использования достаточно высокого порядка отражения (12 4 0), для которого ширина углового интервала сильного отражения (брэгговского столика) равна $2|\chi_h|/\sin 2\theta_B = 1.25$ мкрад. В случае более широкого брэгговского столика можно получить кривую более близкую к кривой рис. 2б. Тем не менее, искажение формы кривой всегда имеет место. Кроме того, реальные зонные пластинки, как правило, имеют нулевой порядок (сдвиг фазы меньше π), что еще более портит ситуацию. В целом можно сделать вывод, что зонные пластинки не годятся для изучения локального отражения многослойным кристаллом. Разумеется, это не относится к разного рода спектроскопии, основанной на поглощении фотонов, в которой угловые свойства пучка не играют роли.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (№ 04-02-17363, 05-02-16702).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Uragami T. // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 27. P. 147; 1970. V. 28. P. 1508; 1970, V. 31. P. 1141.
2. Afanas'ev A.M., Kohn V.G. // Acta Cryst. 1971. V. 27. P. 421.
3. Saka T., Katagawa T., Kato N. // Acta Cryst. 1972. V. 28. P. 102; 1972. V. 28. P. 113; 1973. V. 29. P. 192.
4. Суворов Э.Ф., Смирнова И.А., Шулаков Е.В. // Поверхность. 2005. № 8. С. 67.
5. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. // Nature. 1996. V. 384 (6604). P. 49.
6. Lengeler B., Schroer C.G., Kuhlmann M. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38 (10A) A218.
7. Aristov V., Grigoriev M., Kuznetsov S. et al. // Nucl. Inst. Meth. A. 2001. V. 470. P. 131.
8. Кон В.Г. // ЖЭТФ. 2003. Т. 124 (1). С. 224.
9. Kohn V.G., Shvyd'ko Yu.V., Gerdau E. // Phys. Status Solidi. B. 2000. V. 221 (2). P. 597.
10. Бахвалов Н.С. Численные методы. М.: Наука, 1973. 222 с.
11. Chang S.-L., Stetsko Yu.P., Tang M.-T. et al. .. Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 174801.
12. Интернет ресурс “<http://sergey.gmca.aps.anl.gov>”.