

УДК 548.732

## **РЕНТГЕНОВСКАЯ БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ С УЧЕТОМ ДВУМЕРНОЙ КРИВИЗНЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА**

**М.К. БАЛЯН**

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 14 июля 2014 г.)

Рассмотрена симметричная брэгговская дифракция сферической рентгеновской волны в идеальном полубесконечном кристалле с плоской входной поверхностью. В отличие от стандартной теории учитывается двумерная кривизна волнового фронта падающей на кристалл волны. С использованием соответствующей функции Грина приведено общее выражение для амплитуды отраженной волны на входной поверхности кристалла. На основе этого выражения проанализированы различные случаи в зависимости от расстояния источник–кристалл: случай близко расположенного к кристаллу источника и случаи кристалла в зонах Френеля и Фраунгофера (удаленный источник) падающего излучения. Представлены распределения интенсивности отраженной волны с учетом двумерной кривизны волнового фронта падающего излучения. Численные расчеты подтверждают правильность используемых приближений.

### **1. Введение**

При рассмотрении дифракции рентгеновской сферической волны важным параметром является расстояние источник–кристалл. Здесь необходимо различать три случая расстояний источник–кристалл: близко расположенный источник, источник на средних расстояниях и удаленный источник. В первом случае размер первой зоны Френеля падающей волны намного меньше характерного расстояния изменения функции точечного источника, во втором случае – имеет тот же порядок, а в третьем случае (концепция локально плоской волны) – намного больше. Случай близко расположенного источника рассматривался в работе [1]. Для среднего расстояния задача рассматривалась в [2]. Для больших расстояний задачу можно рассматривать на основе концепции падающей локально-плоской волны. Этот подход для геометрии Лауэ был рассмотрен в [3], а для геометрии Брэгга в [4]. В этих работах не учитывается двумерная кривизна волнового фронта падающей волны. В работах [5-8] была разработана динамическая теория, учитывающая двумерную кривизну волнового фронта падающей волны (в уравнениях динамической дифракции учитываются вторые производные амплитуд в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении). В работе [8] на основе общего формализма для геометрии Лауэ, развитого

в [6], рассмотрена концепция локально-плоской волны в геометрии Лауэ с учетом двумерной кривизны волнового фронта падающей волны. В работе [7] представлена общая теория для геометрии Брэгга, учитывающая двумерную кривизну волнового фронта падающего на кристалл излучения.

В данной работе, используя результаты работы [7], рассматривается динамическая брэгговская дифракция рентгеновской сферической волны в зависимости от расстояния источник–кристалл с учетом двумерной кривизны волнового фронта падающей волны.

## 2. Основные формулы

Согласно [7], амплитуду отраженной волны в симметричном случае Брэгга для полубесконечного кристалла с учетом двумерной кривизны волнового фронта, падающего на кристалл от точечного источника монохроматической волны, можно написать в виде:

$$E'_h(\mathbf{r}) = A e^{i\Phi_0(\mathbf{r})} \int_0^{+\infty} \frac{J_1(\sigma x')}{x'} e^{i\Phi(x',y)} dx', \quad (1)$$

где

$$\Phi_0 = k \left( \frac{x^2 \sin^2 \theta}{2L_s} - \Delta\theta \sin\theta x - \frac{x \cos\theta y^2}{2L_s^2} + \frac{y^2}{2L_s} - \frac{y^4}{8L_s^3} \right), \quad (2)$$

$$\Phi = \frac{kx'^2 \sin^2 \theta}{2L_s} + \beta(x, y)x', \quad (3)$$

$$\beta(x, y) = k \sin\theta \left( \frac{\chi_0}{\sin 2\theta} + \Delta\theta - \frac{x \sin\theta}{L_s} - \frac{y^2 \operatorname{tg}\theta}{2L_s^2} \right). \quad (4)$$

Здесь  $\sigma = k\sqrt{\chi_h\chi_{\bar{h}}}/(2\sin\theta)$ ,  $J_1$  – функция Бесселя первого порядка, координаты источника  $\xi_s = y_s = 0$  (см. рис.1),  $\Delta\theta = (\theta_i - \theta)$  – отклонение центрального луча падающей волны от точного угла Брэгга  $\theta$  для данной длины волны излучения,  $\theta_i$  – угол скольжения центрального луча падающей волны относительно отражающих плоскостей,  $L_s$  – расстояние источник–кристалл,  $A = i(E_0^i/L_s)\sqrt{\chi_h\chi_{\bar{h}}}$ ,  $E_0^i$  – постоянная амплитуда падающей волны,  $\chi_0$ ,  $\chi_h$ ,  $\chi_{\bar{h}}$  – Фурье-коэффициенты поляризуемости кристалла,  $x$  и  $y$  – координаты точки наблюдения на входной поверхности кристалла,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения, поляризационный фактор для краткости записи подставлен равным единице. Координатная система  $xuz$  связана с входной поверхностью кристалла (рис.1), причем, ось  $u$  перпендикулярна к плоскости дифракции ( $xz$ ), ось  $z$  перпендикулярна к входной поверхности кристалла и направлена вглубь кристалла, ось  $x$  находится в плоскости дифракции и направлена параллельно входной поверхности кристалла. Начало координатной системы находится в точке пересечения центрального

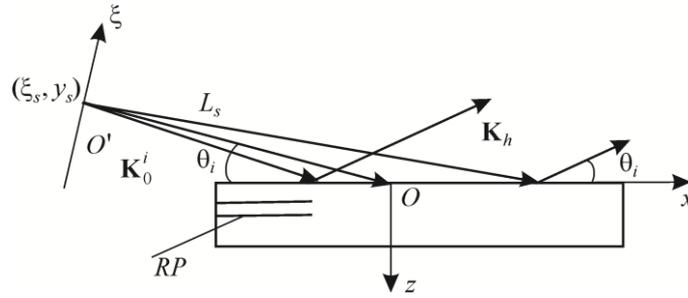


Рис.1. Общая схема брэгговской дифракции рентгеновской сферической волны в плоскости дифракции. Ось источника  $O'\xi$  перпендикулярна центральному лучу падающей волны в плоскости дифракции,  $(\xi_s, y_s)$  – координаты некоторой точки источника,  $\mathbf{K}_0^i$ ,  $L_s$  – средний волновой вектор падающей волны и среднее расстояние источник–кристалл,  $RP$  – отражающие плоскости, параллельные входной поверхности кристалла,  $\mathbf{K}_h$  – волновой вектор отраженной волны,  $\theta_i$  – угол скольжения центрального луча относительно отражающих плоскостей, координатные оси  $x$ ,  $z$  находятся в плоскости дифракции, ось  $y$  перпендикулярна к плоскости рисунка.

луча падающей волны и входной поверхности кристалла. Отражающие плоскости параллельны входной поверхности кристалла.

В формулах (1)–(4) основным отличием от стандартной теории является зависимость локального параметра отклонения  $\beta$  от условия Брэгга не только от  $x$ , но и от  $y$ . Как видно из (4), постоянные значения  $\beta$  определяются переменной  $\eta(x, y) = x + y^2/(2L_s \cos \theta)$  и находятся на параболах  $\eta(x, y) = \text{const}$ . Это легко объяснить тем, что в симметричном случае Брэгга для падающей на кристалл сферической волны от точечного источника, точному условию Брэгга на поверхности кристалла удовлетворяют точки, лежащие на окружности с радиусом  $L_s \cos \theta$  и с центром, являющимся проекцией источника на поверхность кристалла. Так как мы рассматриваем дифракцию вблизи поверхности кристалла, непосредственно примыкающей к точке падения центрального луча сферической волны (около точки на поверхности с координатами  $(0,0,0)$ ), то в этой области окружность приближенно заменяется соответствующей параболой.

Основной вклад в интеграл в формуле (1) дает область интегрирования по  $x'$ , заключенная между нулем и первым нулем функции  $J_1(\text{Re}[\sigma] x')/x'$ , т.е.  $0 \leq x' \leq 3.8/\text{Re}[\sigma]$ . Введем параметр

$$D = \frac{(\lambda L_s)^{1/2} / \sin \theta}{3.8 / \text{Re}[\sigma]}, \quad (5)$$

который имеет смысл отношения размера первой зоны Френеля к размеру апертуры, т.е. является аналогом волнового параметра дифракции (в дальнейшем просто параметр дифракции), известного из оптики для света видимого диапазона [9,10].

### 3. Распределение интенсивности в зависимости от расстояния источник–кристалл

#### 3.1. Близко расположенный к кристаллу источник

Согласно формуле (5), для близко расположенного к кристаллу источника  $D \ll 1$  ( $L_s \rightarrow 0$ ). Как видно из (1) и (3), в этом случае экспонента с квадратичным по  $x'$  членом в фазе падающей волны под интегралом в формуле (1) быстро осциллирует в эффективной области интегрирования  $0 \leq x' \leq 3.8/\text{Re}[\sigma]$ . Для приближенного вычисления интеграла можно применять метод стационарной фазы [9,10]. Выполняя интегрирование, для амплитуды находим

$$E'_h(x, y, z = 0) = B \exp[i\psi(x, y)] \exp\left[-\frac{\mu\eta(x, y)}{2 \cos \theta}\right] \frac{J_1(\sigma\eta(x, y))}{\sigma\eta(x, y)} H(\eta(x, y)). \quad (6)$$

Здесь

$$B = A\sigma e^{i\pi/4} \sqrt{\frac{2\pi L_s}{k \sin^2 \theta}}, \quad (7)$$

$$\psi(x, y) = k \left( \frac{\chi_{0r}}{2 \cos \theta} \eta(x, y) + \frac{y^2}{2L_s} + \Delta\theta \frac{y^2 \text{tg} \theta}{2L_s} - \frac{xy^2}{2L_s^2 \cos \theta} - \frac{y^4}{8L_s^3 \cos^2 \theta} \right), \quad (8)$$

$\mu = k\chi_{0i}$  – линейный коэффициент поглощения кристалла,  $\chi_{0r}$  и  $\chi_{0i}$  – действительная и мнимая части  $\chi_0$ , соответственно. Интенсивность на входной поверхности равна квадрату модуля амплитуды (6). Как видно из (6), равные значения интенсивности лежат на параболах  $\eta(x, y) = \text{const}$ . Если точки наблюдения ограничить условием  $|\sigma|y^2/(2L_s \cos \theta) \ll 1$ , то для распределения интенсивности приходим к выражению, известному из стандартной теории. Размеры области отражения на поверхности кристалла имеют порядок  $\eta(x, y) \sim 3.8/\text{Re}[\sigma]$ . Представляет интерес оценка размеров области отражения на линиях  $x = 0$  и  $y = 0$  и сравнение их друг с другом.

В качестве примера рассмотрим Si(220) отражение,  $\lambda = 0.71 \text{ \AA}$  (17.46 кэВ),  $L_s = 0.1$  м,  $\sigma$ -поляризация,  $\theta \sim 10.63^\circ$ ,  $\text{Re}[\sigma] \sim 8.58 \times 10^4 \text{ м}^{-1}$ ,  $\Delta\theta = -\text{Re}[\chi_0]/\sin 2\theta$ . Согласно формуле (5), для параметра дифракции имеем  $D \approx 0.3$ . Это означает, что можно применять приближение близко расположенного к кристаллу источника. Как было сказано выше, размер области отражения определяется условием  $\eta(x, y) \sim 3.8/\text{Re}[\sigma]$ . Исходя из этого, на линии  $y = 0$  для размера области отражения имеем  $|x| \sim 3.8/\text{Re}[\sigma] \approx 44$  мкм. На линии  $x = 0$  для размера области отражения получаем  $2|y| \sim 2(3.8 \times 2L_s \cos \theta / \text{Re}[\sigma])^{1/2} \sim 5.9$  мм. Как и следовало ожидать, на линии  $x = 0$  в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении размер области отражения на два порядка превышает размер области отражения в плоскости дифракции на линии  $y = 0$ . Распределение интенсивности на линии  $y = 0$ , согласно (6), соответствует распределению интенсивности, известному из стандартной теории динамической дифракции [11,12]. На рис.2 показано распределение интенсивности отраженной волны на линии

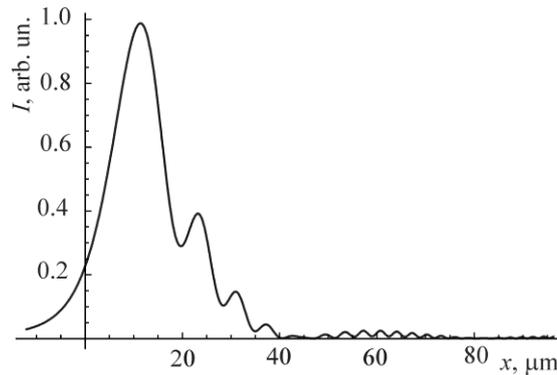


Рис.2. Распределение интенсивности отраженной волны на входной поверхности кристалла на линии  $y = 0$  в плоскости дифракции. Близко расположенный к кристаллу источник,  $L_s = 0.1$  м. Численный расчет по точной формуле (1).

$y = 0$ , полученное с помощью прямого численного интегрирования (1). Как видно из рисунка, размер области отражения соответствует вышеприведенной оценке несмотря на то, что из-за дополнительной фазы, вносимой функцией точечного источника под интегралом, максимум интенсивности слегка смещен от точки  $x = 0$  и достигается в точке  $x = 11.5$  мкм. Имея ввиду это обстоятельство, на рис.3а приведено распределение интенсивности по  $y$  не на линии  $x = 0$ , а на линии  $x = 11.5$  мкм, основанное на численном интегрировании точной формулы (1). В качестве сравнения на рис.3б приведено распределение интенсивности на линии  $x = 0$  согласно приближенной формуле (6). Как видно из этих рисунков, приближенная формула адекватно описывает поведение интенсивности в рассматриваемом случае. Размер области отражения соответствует вышеприведенной оценке. Для представления поведения интенсивности во всей области отражения на рис.4 приведена расчетная топограмма по приближенной формуле (6). Хорошо видно, что линии постоянных значений интенсивности лежат на параболах  $\eta(x, y) = \text{const}$ .

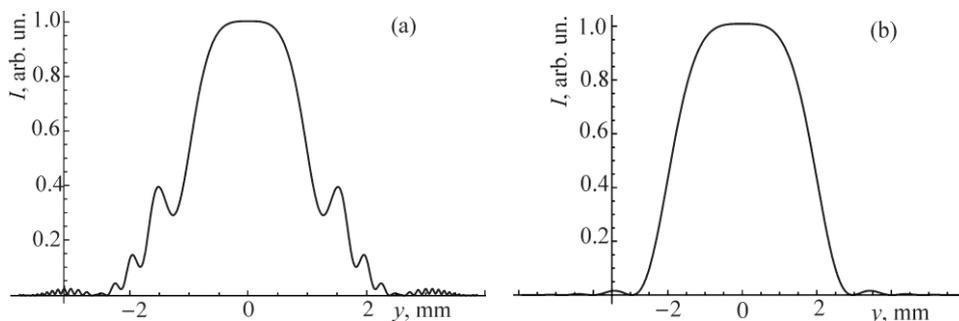


Рис.3. (а) Распределение интенсивности отраженной волны на входной поверхности кристалла на линии  $x = 0$ . Численный расчет по точной формуле (1). (б) То же самое с использованием приближенной формулы (6). Близко расположенный к кристаллу источник,  $L_s = 0.1$  м.

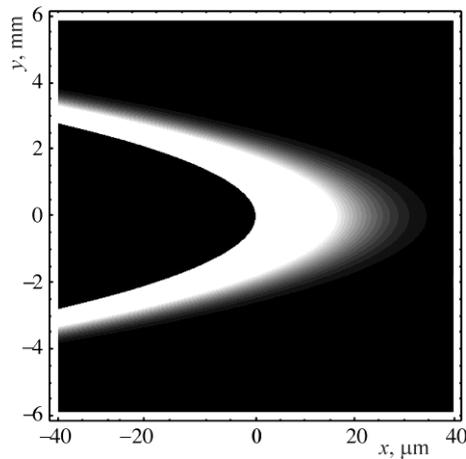


Рис.4. Расчетная топограмма интенсивности отраженной волны на входной поверхности кристалла согласно приближенной формуле (6). Близо расположенный к кристаллу источник,  $L_s = 0.1$  м.

### 3.2. Источник на среднем расстоянии и удаленный источник

Согласно (5), для средних расстояний источник–кристалл параметр дифракции  $D \sim 1$ . В этом случае кристалл находится в зоне Френеля падающего излучения. Распределение интенсивности можно найти только численным интегрированием, используя точную формулу (1). В этом случае важно знать сколько зон Френеля падающей волны поместится в эффективной области интегрирования  $3.8/\text{Re}[\sigma]$ .

Для удаленного источника  $D \gg 1$ , и в подинтегральном выражении в формуле (1) можно игнорировать квадратичным относительно  $x'$  членом в фазе падающей волны (см. формулу (3)), что является условием нахождения кристалла в зоне Фраунгофера падающего излучения. Этот случай в геометрии Лауэ в рамках стандартной теории рассматривался в [3], а с учетом двумерной кривизны падающего излучения – в работе [8]. В работе [3] введен термин “концепция локально-плоской волны” для случая игнорирования вышеупомянутым квадратичным членом, когда падающая волна представляется в виде плоских волн с различными направлениями волнового вектора. Каждой такой плоской волне соответствует свой локальный параметр отклонения от условия Брэгга.

После игнорирования квадратичным относительно  $x'$  членом в фазе падающей волны в подинтегральном выражении в формуле (1) амплитуда (1) будет пропорциональна Фурье-образу функции точечного источника  $J_1(\sigma x') / x'$ , а квадрат ее модуля с одной стороны есть интенсивность отраженной волны на входной поверхности кристалла, а с другой стороны пропорциональна коэффициенту отражения, поведение которого в зависимости от угла отклонения от условия Брэгга есть кривая качания. Коэффициент отражения  $R(\Delta\Theta) =$

$R(\Delta\theta_1 + \Delta\theta_2)$  зависит от суммы локального угла отклонения от условия Брэгга в плоскости дифракции  $\Delta\theta_1(x) = \chi_0/\sin 2\theta + \Delta\theta - x\sin\theta/L_s$  ( $\chi_0$  – комплексная величина, поэтому  $\Delta\theta_1$  правильнее называть параметром) и локального угла отклонения в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении  $\Delta\theta_2(y) = -\text{tg}\theta y^2/(2L_s)$ :

$$\Delta\Theta(x, y) = \Delta\theta_1(x) + \Delta\theta_2(y) = \frac{\chi_0}{\sin 2\theta} + \Delta\theta - x\sin\theta/L_s - \text{tg}\theta y^2 / (2L_s^2), \quad (9)$$

причем,  $\beta(x, y) = k\sin\theta\Delta\Theta(x, y)$ . Используя табличный интеграл [4], для амплитуды в приближении локально-плоской волны из (1) получим

$$E'_h(\mathbf{r}) = e^{i\Phi_0(\mathbf{r})} \frac{E_0^i}{L_s} \Gamma(x, y), \quad (10)$$

где

$$\Gamma(x, y) = -\sqrt{\frac{\chi_h}{\chi_{\bar{h}}}} \frac{\sigma}{\beta(x, y) + [\beta^2(x, y) - \sigma^2]^{1/2}}. \quad (11)$$

Снова в качестве примера рассмотрим Si(220) отражение,  $\lambda = 0.71 \text{ \AA}$  (17.46 кэВ),  $L_s = 5 \text{ м}$ ,  $\Delta\theta = -\text{Re}[\chi_0]/\sin 2\theta$ ,  $\sigma$ -поляризация, параметр дифракции  $D \approx 2.3$ . Игнорируя зависимость  $\beta(x, y)$  от  $y$  в (10)–(11), мы получим результат стандартной динамической теории для падающей волны с цилиндрическим фронтом. Если принять в (10) зависимость  $\beta(x, y)$  от  $y$ , т.е. учитывать двумерную кривизну волнового фронта падающей волны, то приходим к распределению интенсивности и кривой качания с учетом двух углов отклонения от выбранного точного направления Брэгга. Согласно (10) и (11), в плоскости дифракции с заметной амплитудой отражаются волны, для которых  $x/L_s \sim |\chi_h|$ , а в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении с заметной амплитудой отражаются волны, для которых  $y/L_s \sim |\chi_h|^{1/2}$ . Учитывая, что для рентгеновских лучей  $|\chi_h| \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ , заключаем, что область отражения в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении в случае удаленного источника на несколько порядков шире, чем то же в плоскости дифракции. На рис.5а показана кривая качания, т.е. коэффициент отражения  $R(0, y) = |\Gamma|^2$ , на линии  $x = 0$  в зависимости от  $y$ , полученная численным методом интегрирования точной формулы (1). Для сравнения, та же кривая, рассчитанная на основе приближенной формулы (11), показана на рис.5б. Как видно из рисунков, получено достаточно хорошее совпадение приближенных вычислений с результатами численных расчетов несмотря на то, что вместо условия  $D \gg 1$ , имеем  $D \approx 2.3$ . Заметим, что параболы постоянных значений интенсивности для выбранного расстояния имеют настолько большой радиус кривизны  $L_s \cos\theta \approx 5 \text{ м}$  у вершины параболы, что для показанных на рис.4 границах по  $y$  кривизна параболы не имеет значения и лентообразный пучок будет равномерно отражаться во всей области для указанных на рис.4 границах по  $y$ . Как видно из рис.5б, коэффициент отражения на

краях области отражения чуть больше по значению, чем в центре. Именно у краев области отражения значение коэффициента отражения равно 0.995, а в центре – 0.9849. Это есть следствие поглощения. Из-за линейной зависимости локального параметра отклонения от условия Брэгга от координаты в плоскости дифракции коэффициент отражения в плоскости дифракции из-за поглощения имеет чуть большее значение на одном краю области отражения, чем в центре, и чуть меньшее значение на другом краю области отражения, чем в центре (т.е. коэффициент отражения относительно центра области отражения асимметричен из-за поглощения) [11,12]. В перпендикулярном к плоскости дифракции направлении кривая отражения симметрична и имеет чуть большее значение на обоих краях области отражения, чем в центре, т.к. локальный параметр отклонения от условия Брэгга квадратично зависит от координаты в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении. Численный расчет на рис.5а показывает, что коэффициент отражения по значению у краев области отражения больше, чем в центре, однако это скорее дифракционный эффект, чем эффект поглощения, так как разница значений в центре и у краев намного больше, чем было бы только вследствие поглощения. Это утверждение мы проверили, искусственно полагая мнимые части Фурье-коэффициентов поляризуемости кристалла равными нулю, т.е. считая кристалл непоглощающим. Кривая на рис.5а остается неизменной, в то время как кривая на рис.5б в центре и на обоих краях приобретает одно и то же значение коэффициента отражения. Данные для кристалла взяты из [12].

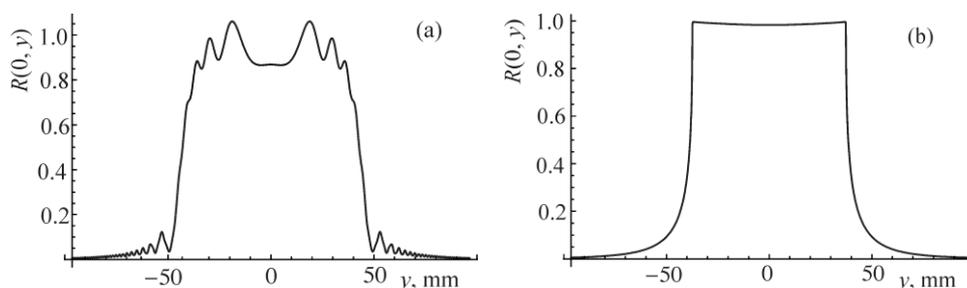


Рис.5. (а) Кривая качания (коэффициент отражения) на линии  $x = 0$  в зависимости от  $y$ . Численный расчет на основе точной формулы (1). (б) То же самое на основе приближения локально-плоской волны по формуле (11). Удаленный источник,  $L_s = 5$  м.

#### 4. Заключение

В общем случае интенсивность отраженной волны зависит от отклонения падающей волны от некоторого точного направления Брэгга как в плоскости дифракции, так и в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении. Это значит, что интенсивность отраженной рентгеновской сферической волны

зависит от двух локальных углов отклонения от точного направления Брэгга. Вместе с тем, в формировании интенсивности существенную роль играет расстояние источник–кристалл. В данной работе в зависимости от расстояния источник–кристалл и от двух углов отклонения от точного угла Брэгга проанализировано распределение интенсивности отраженной от идеального полубесконечного кристалла рентгеновской сферической волны в симметричной брэгговской геометрии дифракции. Локальный параметр отклонения от условия Брэгга линейно зависит от координаты в плоскости дифракции и квадратично от координаты в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении. Вследствие этого размер области отражения в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении на несколько порядков превышает ту же величину в плоскости дифракции. Когда кристалл находится в зоне Френеля падающего излучения, распределение интенсивности можно получить только с помощью численного интегрирования точной формулы для амплитуды отраженной волны. Для близко расположенного источника и для удаленного источника сделаны приближения, которые адекватно описывают поведение отраженной волны на входной поверхности кристалла.

Для близко расположенного источника поведение отраженной волны можно описать с помощью функции точечного источника для задачи брэгговской дифракции. В отличие от стандартной теории функция точечного источника зависит как от координаты в плоскости дифракции, так и от координаты в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении. Геометрическое место точек постоянных значений интенсивности – параболы, которые аппроксимируют окружность точек на поверхности кристалла, где удовлетворяется точное условие Брэгга.

Для удаленного точечного источника (зона Фраунгофера) падающая волна с двумерной кривизной волнового фронта представлена в виде совокупности локально-плоских волн с локальными угловыми отклонениями от направления Брэгга. Учитывая зависимость интенсивности отраженной волны от двух углов отклонения от выбранного направления Брэгга, представлена кривая качания для падающей волны с двумерной кривизной волнового фронта. В этом случае вместо качания кристалла около направления Брэгга, кривую качания можно получить как распределение интенсивности отраженной волны. Из-за квадратичной зависимости локального параметра отклонения от условия Брэгга от координаты в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении коэффициент отражения симметричен по этой координате и на краях области отражения имеет чуть большее значение, чем в центре из-за поглощения. Тогда как в плоскости дифракции тот же коэффициент отражения из-за линейной зависимости от соответствующей координаты и из-за поглощения асимметричен и имеет чуть большее значение на одном краю области отражения, чем на другом краю. Численные расчеты подтверждают правильность сделанных приближений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **T. Uragami.** J. Phys. Soc. Japan, **27**, 147 (1969).
2. **Л.А. Арутюнян, К.Г. Труни.** Металлофизика, **7**, 15 (1985).
3. **V. Mocella, Y. Epelboin, P. Guigay.** Acta Cryst. A, **56**, 308 (2000).
4. **А.Н. Grigoryan, М.К. Balyan, А.Н. Toneyan.** J. Synchrotron Rad., **17**, 332 (2010).
5. **М.К. Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 62, (2014).
6. **М.К. Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 130 (2014).
7. **М.К. Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 284 (2014).
8. **М.К. Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 446 (2014).
9. **М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков.** Теория волн. М., Наука, 1979.
10. **S. Solimeno, B. Crosignani, P. Di Porto.** Guiding, diffraction and Confinement of Optical Radiation. New York, Academic Press, Inc., 1986.
11. **A. Authier.** Dynamical theory of X-ray diffraction. Oxford University Press, 2001.
12. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՍՖԵՐԻԿ ԱԼԻՔԻ ԲՐԵԳՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ  
ԱԼԻՔՍՅՆԻ ԸՄԿՍՏԻ ԵՐԿՉՍՓ ԿՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՍԲ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Դիտարկված է ռենտգենյան սֆերիկ ալիքի սիմետրիկ բրեգյան դիֆրակցիա հարթ մուտքի մակերևույթով կատարյալ կիսասանվերջ բյուրեղում: Ի տարբերություն ստանդարտ տեսության, հաշվի է առնվում բյուրեղի վրա ընկնող ալիքի ճակատի երկչափ կորությունը: Համապատասխան Գրինի ֆունկցիայի օգտագործմամբ բերված է անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի ընդհանուր արտահայտությունը բյուրեղի մուտքի մակերևույթին: Այդ արտահայտության հիման վրա, կախված աղբյուր-բյուրեղ հեռավորությունից, վերլուծված են տարբեր դեպքեր՝ մոտ տեղավորված աղբյուր, աղբյուր ֆրենելյան գոտում և Ֆրաունհոֆերի գոտում (մեծ հեռավորության վրա գտնվող աղբյուրի դեպքը): Ներկայացված է անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը, հաշվի առնելով ընկնող ալիքի ճակատի երկչափ կորությունը: Թվային հաշվարկները հաստատում են արված մոտավորությունների ճշտությունը:

BRAGG DIFFRACTION OF X-RAY SPHERICAL WAVE  
WITH ALLOWANCE FOR TWO-DIMENSIONAL CURVATURE OF WAVEFRONT

M.K. BALYAN

Symmetrical Bragg diffraction of an X-ray spherical wave in a perfect semi-infinite crystal with a flat entrance surface is considered. Unlike the standard theory the two-dimensional curvature of the incident wavefront is taken into account. Using the corresponding Green function a general expression for the amplitude of reflected wave on the entrance surface of the crystal is presented. Basing on this expression the different cases of a source placed near the crystal and placed in the Fresnel and Fraunhofer zones (at a large distance) are analyzed. The intensity distributions of the reflected wave depending on two dimensional curvature of the incident wavefront are presented. Numerical calculations confirm the correctness of the used approximations.