Известия НАН Армении, Физика, т.53, №2, с.219–230 (2018)

УДК 548.732

КРИВЫЕ КАЧАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ АСИММЕТРИЧНОЙ ДИФРАКЦИИ БРЭГГА С ДВУМЕРНОЙ КРИВИЗНОЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 9 января 2018 г.)

Рассмотрена рентгеновская асимметричная брэгговская дифракция в идеальном полубесконечном кристалле с плоской входной поверхностью с учетом двумерной кривизны волнового фронта падающей на кристалл волны. С использованием функции Грина получено выражение для коэффициента отражения и исследованы кривые качания в зависимости от углов отклонения от выбранного точного направления Брэгга в плоскости дифракции и в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении в приближении локально-плоской волны. Исследованы вид, расположение и размеры области полного отражения кривых качания от степени асимметрии геометрии дифракции. Оценены требования к пространственной и временной когерентности для получения кривых качаний.

1. Введение

Коэффициент отражения динамически отраженной рентгеновской плоской волны от полубесконечного идеального кристалла зависит от параметра отклонения от условия Брэгга и от степени асимметрии геометрии дифракции. При фиксированном угле асимметрии зависимость коэффициента отражения от углового отклонения от условия Брэгга называется кривой качания [1, 2]. Кривую качания можно получить в результате дифракции от удаленного точечного источника как распределение интенсивности по углам отклонения на входной поверхности кристалла [3]. В работах [1–10] рассматривается кривая качания в зависимости от углового отклонения от условия Брэгга в плоскости дифракции. В работах [4–10] исследование проводится с использованием понятия римановой поверхности, каждый лист которой соответствует листам дисперсионной поверхности. В работах [9–10] рассмотрен резонансный случай рассеяния. Динамическая теория дифракции, учитывающая двумерную кривизну волнового фронта падающей волны (учитываются вторые производные амплитуд в уравнениях динамической дифракции в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении) [11], позволяет изучить кривую качания как функцию углового отклонения от некоторого точного направления Брэгга в плоскости дифракции и в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении. Основываясь на работе [11], такие исследования были проведены в симметричном и асимметричном случаях Лауэ в рамках приближения локально-плоских волн [12, 13] и в приближении плоской падающей волны в симметричном случае Лауэ [14]. В работе [15] изучалась симметричная брэгговская дифракция сферической волны с учетом двумерной кривизны волнового фронта, а также кривые качания в приближении локально-плоской волны.

В настоящей работе изучаются кривые качания с использованием дифракции волны от удаленного точечного источника с учетом двумерной кривизны волнового фронта падающего излучения в асимметричном случае Брэгга в приближении локально-плоской волны.

2. Основные формулы

Согласно работе [16], амплитуду отраженной волны в асимметричном случае Брэгга (рис.1) в идеальном кристалле с плоской входной поверхностью и с учетом двумерной кривизны волнового фронта падающей от точечного источника волны можно написать в виде

$$E_h(x,y) = A\exp\left[i\Phi_0(x,y)\right]\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{J_1(\sigma x')}{x'}\exp\left[i\Phi(x',y)\right]H(x')dx', \qquad (1)$$

$$\Phi_0(x,y) = k\left(\frac{y^2}{2L_s}-\frac{y^4}{8L_s^3}-\frac{x\cos(\theta-\alpha)y^2}{2L_s^2}-\Delta\theta\gamma_0 x+\frac{x\gamma_0^2}{2L_s}\right), \qquad (2)$$

$$\Phi(x,y,x') = \frac{kx'^2\gamma_0^2}{2L_s}+\beta(x,y)x', \qquad (3)$$

$$\beta\,(x,y) = k\gamma_0\left[\left(\Delta\theta+\frac{\chi_0(1+b)}{2b\sin 2\theta}\right)-\frac{1}{L_s}\left(x\gamma_0+\tan\theta\frac{y^2}{2L_s}\right)\right]. \qquad (4)$$

Здесь L_s – расстояние источник–кристалл, интегрирование проводится по входной поверхности Σ кристалла, θ – угол Брэгга, x и y – координаты точки наблюдения, а x' – координата точки интегрирования на поверхности Σ, $A = iE_0^i L_s^{-1}\sqrt{\chi_h\chi_{\bar{h}}^{-1}}\sqrt{\gamma_0\gamma_h^{-1}}$, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, χ_0 и χ_h – Фурье-коэффициенты поляризуемости кристалла для направления прохождения и для данного отражения, $\gamma_0 = \sin(\theta-\alpha)$, $\gamma_h = \sin(\theta+\alpha)$, $b = \gamma_0/\gamma_h$ – коэффициент

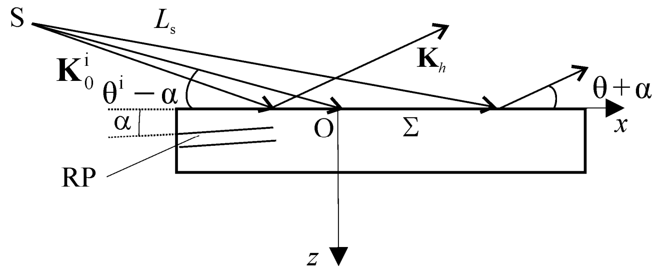

Рис.1. Схема асимметричной дифракции Брэгга: S – источник рентгеновских лучей, Oxz – координатная система в плоскости, образованная векторами $\mathbf{K}_0^{\mathrm{i}}$ и $\mathbf{K}_h$, ось Oy перпендикулярна плоскости рисунка.

асимметрии, α – угол между отражающими плоскостями RP и входной поверхностью кристалла, E_0^{i} – амплитуда падающей волны, $\sigma = k\sqrt{\chi_h\chi_{\bar h}\gamma_0\gamma_h}\,/\sin 2\theta$, $\mathbf{K}_0^{\mathrm{i}}$ – несущий волновой вектор падающей волны и $\mathbf{K}_{\mathrm{h}}$ – несущий волновой вектор отраженной волны, который выбран так, что удовлетворяет точному условию Брэгга. Угол α имеет положительное значение при повороте отражающих плоскостей против часовой стрелки относительно симметричного случая и отрицательное в противоположном случае. В выражении амплитуды (1) отличной от стандартной теории является зависимость локального параметра отклонения от условия Брэгга β не только от x, но и от координаты y. Отклонение от условия Брэгга $\Delta\theta = \theta^{\mathrm{i}} - \theta$, где θ^{i} – угол скольжения падающей волны относительно отражающих плоскостей RP.

3. Кривые качания в асимметричном случае Брэгга

Переход к локально-плоской волне осуществляется игнорированием квадратичного относительно x' члена в выражении $\Phi(x,\ y,\ x')$ (см. формулу (3)). Соответствующую оценку, позволяющую такой переход, легко получить из условия $kx'^2\gamma_0^2\,/\,2L_{\mathrm{s}} \ll \pi$. Учитывая, что основной вклад при интегрировании в формуле (1) дает область между нулем и первым нулем функции $J_1(x'\mathrm{Re}\sigma)$, т. е. $0 < x' < 3.8/\sigma_{\mathrm{r}}$ ($\sigma_{\mathrm{r}} = \mathrm{Re}\,\sigma$), приходим к следующему условию применения приближения локально-плоской волны

$$L_{\mathrm{s}} \gg L_{\mathrm{s}0}\,, \tag{5}$$

где $L_{s0} = (3.8\sigma_{\mathrm{r}}^{-1}\gamma_0)^2\lambda^{-1}$. Пренебрегая квадратичным членом в формуле (3) и используя табличный интеграл, для амплитуды дифрагированной волны в приближении локально-плоской волны из выражения (1) получим

$$E_h(x,y) = \frac{E_0^i}{L_{\mathrm{s}}}\sqrt{\frac{\gamma_0}{\gamma_h}}\sqrt{\frac{\chi_h}{\chi_{\bar h}}}\,\frac{\sigma e^{i(\Phi_0+\pi)}}{\beta(x,y)+\left(\beta(x,y)^2-\sigma^2\right)^{1/2}}\,. \tag{6}$$

Коэффициент отражения определяется стандартным выражением [1, 2]

$$R(x,y)=\frac{\left|E_{\bar h}^2\right|\gamma_h}{(E_0^i/L_s)\gamma_0}=\left|\frac{\chi_h}{\chi_{\bar h}}\right|\left|p(x,y)-\left(p(x,y)^2-1\right)^{1/2}\right|^2, \tag{7}$$

$$p(x,y)=\frac{\beta(x,y)}{\sigma}=\frac{\sqrt{b}}{\sqrt{\chi_h\chi_{\bar h}}}\left[\Delta\Theta(x,y)\sin 2\theta+\frac{\chi_0(1+b)}{2b}\right], \tag{8}$$

$$\Delta\Theta(x,y)=\Delta\theta-\frac{x\gamma_0}{L_\mathrm{s}}-\frac{y^2\tan\theta}{2L_\mathrm{s}^2}=\Delta\theta_\parallel+\Delta\theta_\perp, \tag{9}$$

где введены углы отклонения в плоскости дифракции и перпендикулярном к плоскости дифракции направлении

$$\Delta\theta_\parallel=\Delta\theta-\frac{x\gamma_0}{L_\mathrm{s}},\quad \Delta\theta_\perp=-\frac{y^2\tan\theta}{2L_\mathrm{s}^2}. \tag{10}$$

Согласно выражениям (7)–(10), коэффициент отражения является функцией углов отклонения в плоскости дифракции и перпендикулярном к плоскости дифракции направлении. При фиксированном угле асимметрии из зависимостей (7)–(10) от координат определяется кривая качания. В выражении (7) корень имеет две ветви, соответствующие двум ветвям дисперсионной поверхности и знак «+» или «–» перед корнем (т. е. ветвь) выбирается из условия $\left|p(x,y)\pm\sqrt{p(x,y)^2-1}\right|^2<1$ [1, 2].

Отметим, что приведенные формулы верны для σ-поляризации (фактор поляризации $C=1$). Формулы для π-поляризации получаются заменой $\chi_h\to C\chi_h$ и $\chi_{\bar h}\to C\chi_{\bar h}$, где $C=\cos 2\theta$.

Из выражения (7) видно, что постоянные значения коэффициента отражения лежат на параболах

$$x\gamma_0+\frac{y^2\tan\theta}{2L_\mathrm{s}}=\mathrm{const}. \tag{11}$$

Как известно [1, 2], ширина области полного отражения определяется для непоглощающего кристалла из условия $p=\pm 1$, что для ширины, согласно формулам (8)–(10), дает выражение по x при фиксированном значении y

$$\Delta_x=\frac{2L_\mathrm{s}\left|\chi_{hr}\right|}{\sqrt{b}\,\gamma_0\sin 2\theta}. \tag{12}$$

Центры кривых качаний находятся из условия $p=0$ для непоглощающего кристалла. Согласно формуле (8), центры находятся на параболе

$$\frac{x_c(y)\,\gamma_0}{L_s} = \left(\Delta\theta - \Delta\theta_0 - \frac{y^2 \tan\theta}{2L_s^2}\right), \tag{13}$$

а значения $p = \pm 1$ на параболах (рис.2)

$$\frac{x\gamma_0}{L_s} = \left(\Delta\theta - \Delta\theta_0 - \frac{y^2 \tan\theta}{2L_s^2}\right) \mp \frac{|\chi_{hr}|}{\sqrt{b}\,\sin 2\theta}, \tag{14}$$

откуда следует, что область полного отражения лежит между параболами (14). Здесь $\Delta\theta_0 = -\chi_{0r}(1+b)/(2b)$, а χ_{0r} и χ_{hr} – нулевой и **h** Фурье-коэффициенты действительной части поляризуемости кристалла, соответственно. Этот анализ показывает, что при фиксированном значении y получаются идентичные кривые качания по x со смещенными, согласно (13), относительно друг друга центрами и одинаковой шириной (12).

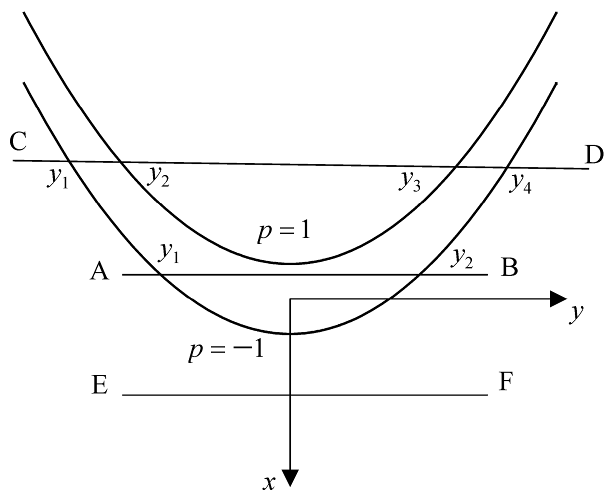

Рис.2. Расположение области полного отражения на плоскости Oxy.
Центр координатной системы на рисунке помещен в точку (x_c(0), 0).

При фиксированном значении x картина зависимости кривых качаний по y сложнее (рис.2). Если это фиксированное значение лежит между вершинами парабол (14) (линия AB на рис.2), т. е. в пределах

$$x_c(0) - \frac{\Delta_x}{2} \le x \le x_c(0) + \frac{\Delta_x}{2}, \tag{15}$$

то область полного отражения лежит между двумя симметричными значениями y, соответствующими значению $p = -1$

$$y_{1,2} = \pm L_s \sqrt{\frac{2}{\tan\theta}\left(\Delta\theta - \Delta\theta_0 - \frac{x\gamma_0}{L_s} + \frac{|\chi_{hr}|}{\sqrt{b}\,\sin 2\theta}\right)}. \tag{16}$$

Из выражения (16) следует, что ширина области полного отражения по y для фиксированных значений x из области (15) определяется выражением

$$\Delta_y = y_2 - y_1 = 2L_s\sqrt{\frac{2}{\tan\theta}\left(\Delta\theta - \Delta\theta_0 - \frac{x\gamma_0}{L_s} + \frac{|\chi_{hr}|}{\sqrt{b}\,\sin 2\theta}\right)} \tag{17}$$

и будет зависеть от значения x. Согласно выражению (17), $\Delta_y = 0$ при $x = x_c(0) + \Delta_x/2$ и постепенно увеличивается с уменьшением x, достигая максимального значения $\Delta_y = 4L_s\sqrt{|\chi_{hr}|\big/\left(\sqrt{b}\,\tan\theta\sin 2\theta\right)}$ при $x = x_c(0) - \Delta_x/2$. При дальнейшем уменьшении x в области $x < x_c(0) - \Delta_x/2$ линия x = const имеет четыре пересечения с областью полного отражения (рис.2). В этой области x получаются две области полного отражения по y между пересечениями линии x = const с параболами $p = \mp 1$ и пересечениями с параболами $p = \pm 1$ (линия CD на рис.2). Координаты y пересечений с параболами $p = \mp 1$ соответствуют

$$y_{1,2} = -L_s\sqrt{\frac{2}{\tan\theta}\left(\Delta\theta - \Delta\theta_0 - \frac{x\gamma_0}{L_s} \pm \frac{|\chi_{hr}|}{\sqrt{b}\,\sin 2\theta}\right)}, \tag{18}$$

а с параболами $p = \pm 1$

$$y_{3,4} = L_s\sqrt{\frac{2}{\tan\theta}\left(\Delta\theta - \Delta\theta_0 - \frac{x\gamma_0}{L_s} \mp \frac{|\chi_{hr}|}{\sqrt{b}\,\sin 2\theta}\right)}. \tag{19}$$

Верхние знаки соответствуют первым индексам, нижние – вторым. Ширины областей полного отражения соответствуют

$$\Delta_{1y} = y_2 - y_1, \tag{20}$$

$$\Delta_{2y} = y_4 - y_3 = \Delta_{1y}. \tag{21}$$

Кривые качания по x асимметричны из-за поглощения [1, 2]. Это связано с тем, что коэффициент дифракционного поглощения имеет минимум не в центре области отражения, а для значения параметра отклонения вблизи одного из краев области отражения. Кривые качания по y в области x (15) симметричны по y несмотря на поглощение, а в каждой из областей (18) и (19) имеют асимметричный вид, но в целом по y кривые качания симметричны. Это связано с тем, что дифракционный коэффициент поглощения опять зависит от локального параметра отклонения (8), который зависит от x линейно, а от y зависит квадратично. Ширины областей полного отражения (20) и (21), согласно (18) и (19), уменьшаются с убыванием фиксированного значения x.

Для фиксированных значений $x > x_c(0) + \Delta_x/2$, т. е. когда эти фиксированные значения лежат ниже вершины параболы $p = -1$ (линия EF на рис.2), области полного отражения не существует.

4. Примеры кривых качания

Рассмотрим отражение Si(220) при $\lambda = 0.71$ Å (17.46 кэВ) для σ-поляризации. Расстояние источник–кристалл $L_s = 5$ м и $\Delta\theta = \Delta\theta_0$. Зависимость расстояния L_{s0} (формула (5)) от угла асимметрии показана на рис.3, откуда видно, что условие локально-плоской волны для выбранного расстояния L_s хорошо выполняется для значений $\alpha > 0$. Для $\alpha = 5^\circ$ (b = 0.36) из формулы (5) имеем $L_{s0} \approx 34$ см, и условие применения приближения локально-плоской волны (5) выполняется.

Зависимость коэффициента отражения R от x и y при угле асимметрии $\alpha = 5^\circ$ показана на рис.4, откуда видно, что область полного отражения лежит между параболами, как было выяснено из рис.2.

С увеличением угла асимметрии ширина области полного отражения Δ_x

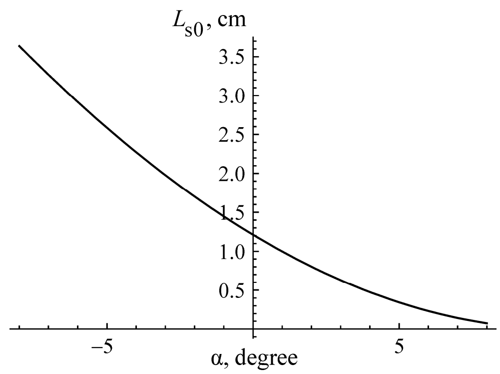

Рис.3. Зависимость расстояния L_{s0} от угла асимметрии.

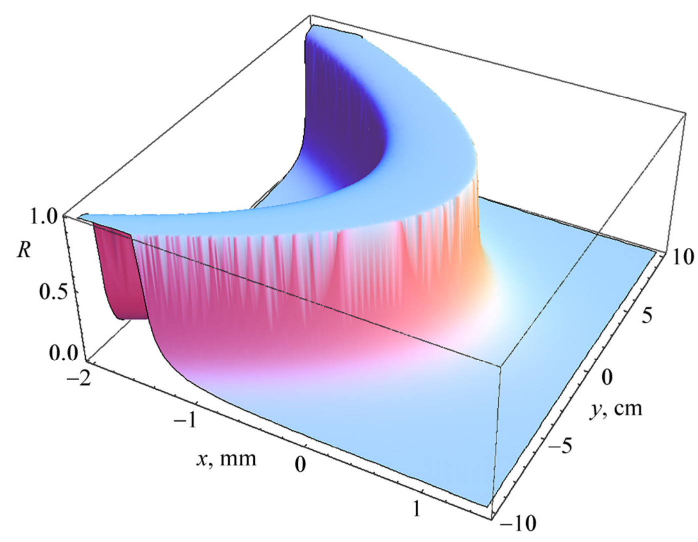

Рис.4. Зависимость коэффициента отражения R от x и y при α = 5° (b = 0.36).

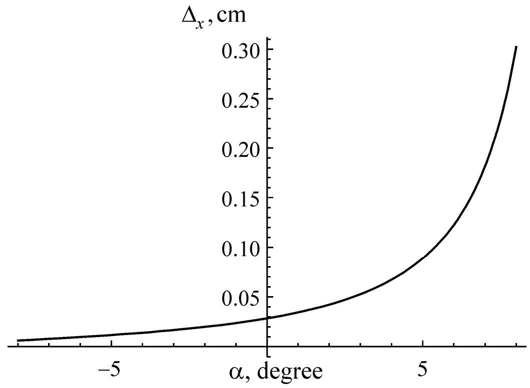

Рис.5. Зависимость ширины области полного отражения Δ_x от угла асимметрии.

(формула (12)) увеличивается при фиксированном расстоянии источник–кристалл (рис.5).

С увеличением угла асимметрии при фиксированном расстоянии L_s и x = 0 ширина области полного отражения Δ_y (формула (17)) увеличивается (рис.6).

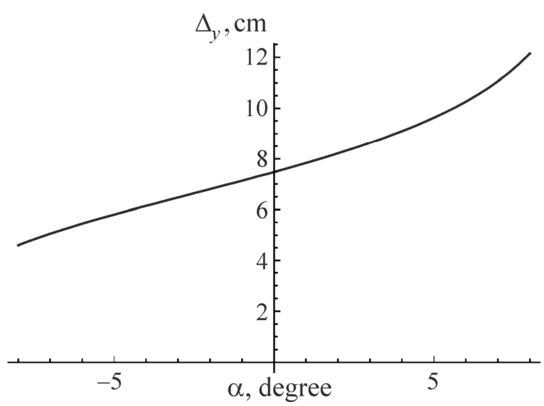

Рис.6. Зависимость ширины области полного отражения Δ_y от угла асимметрии при фиксированном значении $x = 0$.

На рис.7a показана зависимость коэффициента отражения R от y для значений $x = -\Delta_x/2, 0, \Delta_x/2$ при фиксированном значении L_s и $\alpha = 5^\circ$. Видно, что ширина области полного отражения увеличивается с уменьшением x, как это было выяснено из рис.2. Причем для $x = \Delta_x/2$ ширина области полного отражения равна нулю, а для $x = -\Delta_x/2$ видно начало образования двух областей полного отражения. У краев значение коэффициента отражения из-за поглощения равным образом чуть выше, чем в центре. Таким образом, этот эффект по y симметричен, между тем как тот же эффект по x асимметричен [1, 2]. На рис.7b показана зависимость коэффициента отражения от x для трех фиксированных значений $y=-7,-5$ и 0 см. Как было выяснено из рис.2, в этом случае получаются идентичные кривые со смещением центра (смещение происходит в направлении отрицательных значений x и не зависит от знака y).

На рис.8 показана зависимость ширины области полного отражения (20) (или (21)) от x для значений x выше вершины параболы с $p=1$ ($x<-\Delta_x/2$, рис.2), откуда видно, что ширина области полного отражения (20) уменьшается с убыванием x.

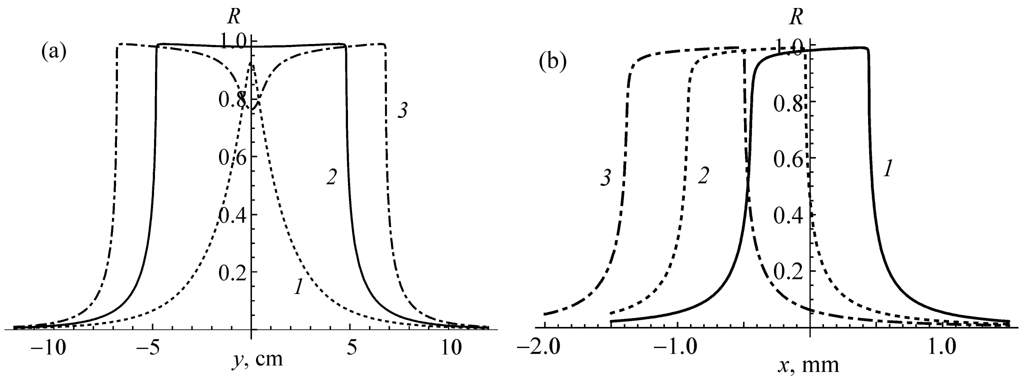

Рис.7. (a) Зависимость коэффициента отражения R от y для фиксированных значений x: *1* – $x = -\Delta_x/2$, *2* – $x = 0$ и *3* – $x = \Delta_x/2$. (b) Зависимость R от x для фиксированных значений y: *1* – $y = 0$, *2* – $y = -5$ см и *3* – $y = -7$ см.

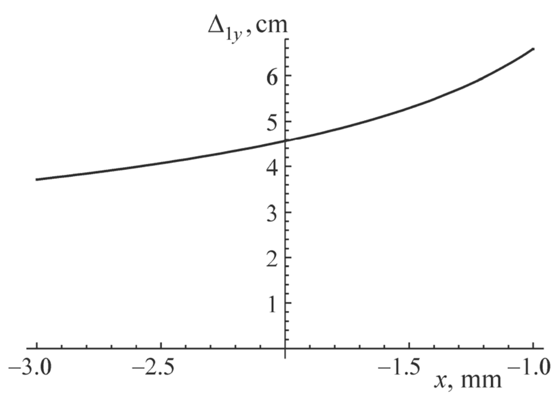

Рис.8. Зависимость ширины области полного отражения Δ_{1y} (формула (20)) от x при $\alpha = 5°$.

Для этой же области значений x на рис.9 показана зависимость коэффициента отражения R от y для $x=-\Delta_x$, откуда видно, что кривая качания состоит из двух симметрично расположенных частей, каждая из которых асимметрична за счет поглощения. Такое поведение кривой качания соответствует анализу, проведенному на основе рис.2.

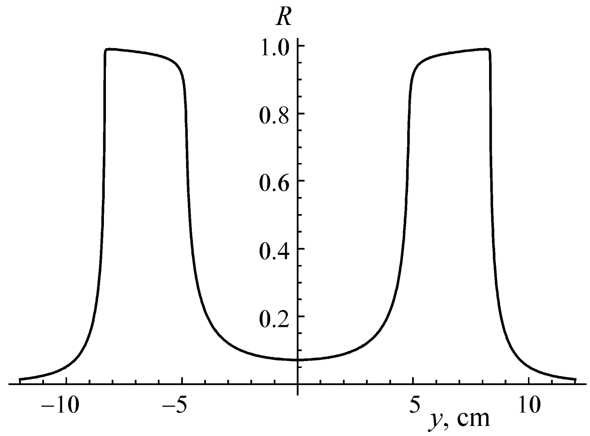

Рис.9. Зависимость коэффициента отражения от y для фиксированного значения $x = -\Delta_x$ при $\alpha = 5°$.

В рассмотренном случае было предположено, что источник точечный, а падающее излучение монохроматическое. Это допущение верно, когда выполняются условия когерентности, налагаемые на размеры источника и степень монохроматичности падающего на кристалл излучения. Оценки условий когерентности были даны в работе [5]. Предположив, что источник имеет одинаковые размеры в плоскости дифракции и в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении, получаем, что размер источника (пространственная когерентность) должен быть меньше 71×71 мкм^2, а степень монохроматичности $\Delta\lambda/\lambda < 8\times 10^{-5}$ для $\alpha = 5^\circ$. Такие условия могут быть реализованы как с использованием синхротронного излучения и лазеров на свободных электронах, так и с помощью лабораторных источников рентгеновского излучения.

5. Заключение

Интенсивность отраженной волны на входной поверхности полубесконечного кристалла при асимметричной брэгговской дифракции рентгеновской волны зависит от отклонения падающего пучка в плоскости дифракции и в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении от условия Брэгга и от угла асимметрии. При определенном значении угла асимметрии и для достаточно большого расстояния источник–кристалл, когда выполняется условие локально-плоской волны, коэффициент отражения как функция координат точки наблюдения на входной поверхности кристалла в плоскости дифракции и в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении эквивалентен кривой качания по соответствующим угловым отклонениям приходящих в эту точку наблюдения лучей. Ширина области полного отражения в плоскости дифракции и в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении имеет различную зависимость от угла асимметрии. Область полного отражения заключается между двумя параболами и соответствующие значениям параметра отклонения $p=-1$ и $p=1$. При фиксированном значении угла отклонения в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении кривые качания по угловому отклонению в плоскости дифракции имеют такой же вид, как в стандартной теории, но со смещенными относительно друг друга центрами в зависимости от фиксированного значения. При фиксированном значении угла отклонения в плоскости дифракции кривые качания между вершинами парабол симметричны, а ширины увеличиваются до вершины параболы для значения $p=1$. Ниже вершины параболы для значения $p=-1$ область полного отражения не существует. Выше вершины параболы с значением $p=1$ кривая качания разделяется на две кривые качания, расположенные симметрично относительно плоскости дифракции. В целом кривые качания, перпендикулярные к плоскости дифракции, симметричны относительно углового отклонения и на несколько порядков шире, чем кривые качания в плоскости дифракции.

ЛИТЕРАТУРА

1. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. Москва, Наука, 1982.
2. **A. Authier.** Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford, University Press, 2001.
3. **V. Mocella, Y. Epelboin, P. Guigay.** Acta Cryst., **A56,** 308 (2000).
4. **Н. Като, Т. Катагава, Т. Сака.** Кристаллография, **16**, 1110 (1971).
5. **Н. Като, Т. Катагава, Т. Сака.** Кристаллография, **16**, 979 (1972).
6. **T. Saka, T. Katagawa, N. Kato.** Acta Cryst., **A28**, 102 (1972).
7. **T. Saka, T. Katagawa, N. Kato.** Acta Cryst., **A28**, 113 (1972).
8. **T. Saka, T. Katagawa, N. Kato.** Acta Cryst., **A29**, 192 (1973).
9. **T. Saka.** Acta Cryst., **A72**, 338 (2016).
10. **T. Saka.** Acta Cryst., **A72**, 472 (2016).
11. **М.К. Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 62 (2014).
12. **М.К. Балян**. Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 446 (2014).
13. **М.К. Балян**. Изв. НАН Армении, Физика, **53**, 111 (2018).
14. **М.К. Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 102 (2017).
15. **М.К. Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 134 (2015).
16. **М.К. Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 284 (2014).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՃՈՃՄԱՆ ԿՈՐԵՐԸ ԲՐԵԳԻ ԱՆՀԱՄԱՉԱՓ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ԴԵՊՔՈՒՄ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԻ ԵՐԿՉԱՓ ԿՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Հաշվի առնելով բյուրեղի վրա ընկնող ալիքի ալիքային ճակատի երկչափ կորությունը դիտարկված է ռենտգենյան անհամաչափ բրեգյան դիֆրակցիան հարթ մուտքի մակերևույթով կիսաանվերջ կատարյալ բյուրեղում: Գրինի ֆունկցիայի օգտագործմամբ տեղային-հարթ ալիքի մոտավորությամբ ստացված է արտահայտություն անդրադարձման գործակցի համար և ուսումնասիրված են ճոճման կորերը կախված ընտրված ճշգրիտ Բրեգի ուղղությունից դիֆրակցիայի հարթության մեջ և դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ անկյունային շեղումներից: Ուսումնասիրված են ճոճման կորերի տեսքը, դիրքը և լրիվ անդրադարձման տիրույթի չափերը կախված դիֆրակցիայի երկրաչափության անհամաչափության աստիճանից: Գնահատված են ճոճման կորերի ստացման ժամանակային և տարածական կոհերենտությունների պահանջները:

ROCKING CURVES OF THE X-RAY ASYMMETRICAL BRAGG DIFFRACTION WITH TWO-DIMENSIONAL CURVATURE OF THE WAVE FRONT

M.K. BALYAN

The X-ray asymmetrical Bragg diffraction in a perfect semi-infinite crystal with a plane entrance surface is considered taking into account two-dimensional curvature of the wave front of the incident wave. An expression for reflection coefficient using the Green function in the approximation of locally plane wave is obtained and the rocking curves depending on the angular departure from the chosen exact Bragg direction in the diffraction plane and in the perpendicular to the diffraction plane direction are investigated. The rocking curves shape, position and the total reflection region sizes depending on asymmetry degree of diffraction geometry are investigated. The requirements to spatial and temporal coherency for obtaining rocking curves are estimated.